НАНОФИЗИКА И наноэлектроника

Труды XXII Международного симпозиума

12–15 марта 2018 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского 2018

- УДК 538.9
- ББК 22.37; 22.33
 - H-25

Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXII Международного симпозиума (Нижний Новго-

H-25 род, 12–15 марта 2018 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2018. — 507 с.

ISBN 978-5-91326-446-6

Организаторы

Федеральное агентство научных организаций РФ Отделение физических наук РАН Научный совет РАН по физике полупроводников Научный совет РАН по физике конденсированных сред Институт физики микроструктур РАН Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского Благотворительный фонд «От сердца к сердцу»

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН 3.Ф. Красильник, член-корр. РАН, ИФМ РАН

Учёный секретарь Симпозиума

А.В. Новиков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

В.В. Бельков, д.ф.-м.н. В.А. Бушуев, д.ф.-м.н. В.А. Быков, д.т.н. В.А. Волков, д.ф.-м.н. В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н. К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н. С.В. Иванов, д.ф.-м.н. Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН В.В. Кведер, чл.-корр. РАН А.В. Латышев, академик А.С. Мельников, д.ф.-м.н. В.Л. Миронов, д.ф.-м.н. С.А. Никитов, чл.-корр. РАН, Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н. В.В. Рязанов, д.ф.-м.н. Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН А.А. Саранин, чл.-корр. РАН В.Б. Тимофеев, академик Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н. А.А. Фраерман, д.ф.-м.н. Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН А.В. Чаплик, академик Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н. Н.И. Чхало, д.ф.-м.н.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург МГУ, Москва ЗАО «НТ-МДТ», Москва ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва ИФМ РАН, Н. Новгород ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург ИФТТ РАН, Черноголовка ИФП СО РАН, Новосибирск ИФМ РАН, Н. Новгород ИФМ РАН, Н. Новгород ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва ИПТМ РАН, Черноголовка ИФТТ РАН, Черноголовка ИФМ РАН, Н. Новгород ИАПУ ДВО РАН, Владивосток ИФТТ РАН, Черноголовка Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов ИФМ РАН, Н. Новгород МГУ им. М.В. Ломоносова. Москва ИФП СО РАН, Новосибирск ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород ИФМ РАН, Н. Новгород

Организационный комитет

- В.Г. Беллюстина, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.М. Гапонова, к.ф.м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Е.А. Девятайкина, ИФМ РАН, Н. Новгород
- М.В. Зорина, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.В. Иконников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.А. Камелин, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- С.В. Морозов, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Е.Н. Садова, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.А. Татарский, ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-446-6

ББК 22.37; 22.33

- © Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2018
- © Институт физики микроструктур РАН, 2018

Симпозиум проводится при поддержке





Российской академии наук http://ras.ru

Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского http://www.unn.ru





Российского фонда фундаментальных исследований http://www.rfbr.ru

Федерального агентства научных организаций http://fano.gov.ru



ЗАО «Научное и технологическое оборудование» http://www.semiteq.ru



Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, www.ntmdt-si.ru



ООО «Евротек Дженерал www.eurotek-general.com



PREVAC Россия www.prevac.ru



SCONTEL www.scontel.ru



Компания Солар ЛС https://solarlaser.com



ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ» http:// www.z-proton.ru



Ostec Corporate group www.ostec-instruments.com



ООО «Брукер» http://www.bruker.com/ru.html



лабораторное оборудование

ООО "Промэнерголаб" www.czl.ru Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Investigation of magnetic precession in superconductor-ferromagnet-superconductor Josephson junctions

P.Kh. Atanasova^{1,*}, S.A. Panayotova¹, Yu.M. Shukrinov^{2, 3}, I.R. Rahmonov^{2, 4}, E.V. Zemlyanaya^{2, 3}

1 University of Plovdiv Paisii Hilendarski, 24 Tzar Asen, 4000 Plovdiv, Bulgaria.

2 Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia.

3 Dubna State University, Dubna, 141980, Russia.

4 Umarov Physical Technical Institute, TAS, Dushanbe, 734063, Tajikistan.

*atanasova@uni-plovdiv.bg

In this work we simulate physical phenomena in the model of superconductor-ferromagnet-superconductor Josephson junctions, which provides direct coupling between the magnetic moment and the Josephson current. Special numerical methods for solving the stiff systems are implemented in the interactive software. The magnetization reversal effect is demonstrated for some important physical parameters of the electric current pulse and the Josephson junction configuration.

Theoretical model

Superconductor-ferromagnet-superconductor Josephson junctions (SFSJJ) represent outstanding interest in a number of practical applications and are subjects in a lot of researching areas [1] such as spintronics, nanotechnology, superconductivity, condensed matter physics, low temperature physics [2]. The dynamics of the magnetic moment and phase difference in the SFSJJ is described by the following system [3] of four ordinary first-order differential equations with initial conditions in dimensionless form:

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= \frac{1}{1 + (\alpha M)^2} \{-m_y m_z + Grm_z \sin(\varphi - rm_y) \\ &- \alpha [m_x m_z^2 + Grm_x m_y \sin(\varphi - rm_y)] \} \\ \frac{dm_y}{dt} &= \frac{1}{1 + (\alpha M)^2} \{m_x m_z \\ &- \alpha [m_y m_z^2 - Gr(m_z^2 + m_x^2) \sin(\varphi - rm_y)] \} \\ \frac{dm_z}{dt} &= \frac{1}{1 + (\alpha M)^2} \{-Grm_x \sin(\varphi - rm_y) \\ &- \alpha [Grm_y m_z \sin(\varphi - rm_y) - m_z (m_x^2 + m_y^2)] \} \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{1}{w} (I_{pulse}(t) - \sin(\varphi - rm_y)) \\ I_{pulse}(t) &= \begin{cases} A_S, & t \in [t_0 - 1/2\Delta t, t_0 + 1/2\Delta t] \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \\ m_x(0) &= 0, m_y(0) = 0, m_z(0) = 1, \varphi(0) = 0, t \ge 0, \end{aligned}$$

where α – a damping parameter, G – relation of Josephson energy to energy of magnetic anisotropy, r – the spin-orbit coupling parameter, The parameters of amplitude A_s , time t_0 and the time interval Δt characterize the electric current pulse I_{pulse} . The unknown functions on time are magnetic moment components $m_x(t)$, $m_y(t)$, $m_z(t)$ and the phase difference $\varphi(t)$. The superconducting current $I_s(t)$ is calculated via the function $\varphi(t)$ and the critical current I_c by the formula $I_s(t) = I_c \sin(\varphi(t) - rm_v(t)), t \ge 0$.

Numerical approach

For some values of the parameters the above system becomes stiff. The example (values of parameters: G = 500π ; r = 0.1; $\alpha = 0.1$; $t_0 = 25$; $\Delta t = 6$; $A_s = 1.1$) is presented in Table 1 for the cases of explicit and implicit numerical schemes. We compare the value of the magnetic moment norm which should be equal to 1. First, we used the four-step explicit Runge-Kutta method (i.e. the accuracy theoretically should be of the 4th order). However, the calculations with the step h = 0.1 of the time discrete approximation lead the overflow, see the first row of Table 1. Second, we used the two-stage Gauss-Legendre method of the 4th accuracy order [4,5] also known as the implicit Runge-Kutta scheme, combined with the fixed point method. Its advantage over the explicit scheme is demonstrated in Table 1 for the case h=0.01.

Table 1. Accuracy and stability of explicit and implicit methods at different time-steps. The results are given in the case of parameters: $G = 500\pi$; r = 0.1; $\alpha = 0.1$; $t_0 = 25$; $\Delta t = 6$; $A_s = 1.1$; M = 1. The following abbreviation is used: RK4 – Runge-Kutta method of fourth order, GL4 - Gauss-Legendre method of fourth order

Method	n	<i>M</i>	error
RK4, <i>h</i> =0.1	Overflow occurred in computation		
RK4, <i>h</i> =0.01	1000	0.999386	≈ 10-4
GL4, <i>h</i> =0.01	1000	0.9999999999999996	≈ 10 ⁻¹⁴

Results



Magnetic precession for the x and y coordinate of M: $m_x(t)$ and $m_y(t)$.



Magnetic precession $m_z(t)$ for the z-coordinate of M and the phase difference $\varphi(t)$.





Magnetic precession of M as dependence of its z-coordinate over its x and y coordinate: $m_z(m_x)$ and $m_z(m_y)$.



Magnetic precession of M as dependence of its y-coordinate over its x-coordinate, also superconductive current: $m_v(m_x)$ and $I_{s}(t)$.

Fig. 1. Example of the magnetization reversal effect simulation in case of parameters: $G = 50\pi$; r = 0.3; $\alpha = 0.01$; $t_0 = 25$; $\Delta t =$ 6; A_s = 2.35; M = 1; x₀ = 20; x_{end} = 100; h = 0.01

For implementation of our numerical approach, the interactive software within the Wolfram Mathematica technique developed in [6] for the case of explicit methods, has been extended and modified.

With the help of this modified software one can effectively investigate the SFSJJ system behavior including magnetic precession, under the influence of the physical parameters. One of interesting phenomena in the SFSJJ system is the magnetization reversal effect which occurs at some values of parameters responsible for the electric current pulse and the Josephson junction geometry. For the first time this effect was numerically demonstrated in [3]. In this work, we have extended the investigation for the case of the stiff system and analyzed it accurately over the parameters of SFSJJ system under consideration. An example of magnetization reversal effect is shown in Fig.1. We expect that these results could be useful within the applications in the quantum computing field considering two directions of magnetization as a bit of information.

The work is supported by project FP17-FMI-008, Bulgaria, by the JINR-Bulgaria cooperation program, and by the RFBR (projects 15-29-01217, 16-52-45011, 17-01-00661).

References

- 1. A. I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005).
- Jacob Linder and W.A.Jason Robinson // Nature 2. Physics 11,307(2015).
- 3. Yu.M.Shukrinov, I.R.Rahmonov, K.Sengupta, and A.Buzdin // Appl.Phys.Lett. 110,182407 (2017).
- 4. Iserles, Arieh, A First Course in the Numerical Analysis of Differential Equations, Cambridge University ISBN 978-0-521-55655-2 Press, (1996).
- 5. Süli, Endre; Mayers, David, An Introduction to Numerical Analysis, Cambridge University Press, ISBN 0-521-00794-1 (2003).
- Pavlina Atanasova, Stefani Panayotova, Yury 6. Shukrinov, Ilhom Rahmonov, and Elena Zemlyanaya // EPJ Web of Conferences (2018) (in print).

The effect of mesoscopic fluctuations and magnetic disorder on optical conductivity of superconductors

I.S. Burmistrov^{1*}, M.A. Skvortsov^{2,1}

¹L.D. Landau Institute for Theoretical Physics RAS, 117940 Moscow, Russia.

² Skolkovo Institute of Science and Technology, 143026 Moscow, Russia.

*burmi@itp.ac.ru

We study the real part of the optical conductivity in a dirty superconducting film with rare classical magnetic impurities of an arbitrary strength described by the Poissonian statistics. We take into account that the potential disorder is a source for mesoscopic fluctuations of the local density of states, and, consequently, for the effective strength of magnetic impurities. Within the mean-field treatment of superconductivity these mesoscopic fluctuations result in a non-zero density of states for all energies. Consequently, the real part of the optical conductivity in the presence of rare classical magnetic impurities is nonzero for all frequencies.

Introduction

Recently we have studied the density of states and the transition temperature in a dirty superconducting film with rare classical magnetic impurities of an arbitrary strength described by the Poissonian statistics [1]. Using the method of nonlinear sigma model for a diffusive dirty superconductor, we took into account that a potential disorder is a source for mesoscopic fluctuations of the local density of states, and, consequently, for the effective strength of magnetic impurities. Within the renormalization group treatment of the nonlinear sigma model we found that these mesoscopic fluctuations modify strongly the term in the Usadel equation which describes the effect of magnetic impurities on the quasiclassical Green's function. This modified term can be obtained from a standard one after averaging over the magnetic impurity strength with the lognormal distribution. The solution of the modified Usadel equation results in a non-zero density of states for all energies, in particular, in the region of the phase diagram (a magnetic impurity concentration versus the impurity strength) where the density of states is zero in the absence of mesoscopic fluctuations of the density of states.

The mechanism of Ref. [1] for appearance of subgap states can be more efficient than rare fluctuations of the potential disorder (i.e. instantons, see Ref. [2] for a review). The existence of the subgap states, i.e., the non-zero density of states at low energies, should modify the well-known results for the optical conductivity of a dirty superconducting film with rare magnetic impurities (see Ref.[3] for a review).

Results

Within the mean-field treatment of the superconductivity the optical conductivity can be found from the polarization operators with normal and anomalous Green's functions [3]. In the diffusive regime the normal and anomalous Green's functions can be found from the solution of the modified Usadel equation (see Ref. [1]). Using general mean-field expression for the real part of the conductivity derived in Ref. [3], we obtained the following results for the real part of the optical conductivity at zero temperature:

- (i) At zero frequency the real part of the conductivity is proportional to the square of the density of states at zero energy, i.e. the real part of the conductivity is exponentially small in spreading resistance of the film and the square of logarithm of the magnetic impurity strength.
- (ii) At frequency equal to the renormalized band gap (which would exist without nonperturbative effects due to mesoscopic fluctuations) the real part of the conductivity is proportional to the product of the real part of the conductivity at zero frequency and a dimensionless factor which is proportional to the ratio of the spin-flip rate and the superconducting gap in the power -1/6.
- (iii) At frequency equal to the twice renormalized band gap the real part of the conductivity is proportional to the first power of the density of states at zero energy.

(iv) In the vicinity of the frequency equal to the twice renormalized band gap the real part of the conductivity has linear dependence on the frequency.



Fig. 1. Dependence of the real part of the conductivity normalized to its Drude value in the normal state on the ratio of frequency to the superconducting gap. The curves (from left to right) correspond to the values of spreading resistance t=0, 0.03, 0.08, 0.2

For an arbitrary value of frequency the real part of conductivity can be found from numerical solution of the modified Usadel equation and evaluation of the polarization operators. The obtained dependence of the real part of conductivity on frequency for different values of the spreading resistance t is shown in Figure 1. As one can see from the Figure, the mesoscopic fluctuations (their effect is encoded in nonzero spreading resistance) significantly enhance the real part of the conductivity.

Acknoweldgements

We thank Ya. V. Fominov for useful discussions.

Literature

- I. S. Burmistrov, M. A. Skvortsov // Physical Review B, V. 97, 014515 (2018).
- Y. V. Fominov, M. A. Skvortsov // Physical Review B, V. 93, 144511 (2016).
- 3. Y. V. Fominov, M. Houzet, L. I. Glazman // Physical Review B, V. 84, 224517 (2011).

Hardware chaos generator for superconducting nano-circuits

M. Cuzminschi^{1, 2}, A. Zubarev^{1, 3, *}, I. Rahmonov^{4, 5}, Yu.M. Shukrinov^{5, 6, #}

1 University of Bucharest, Faculty of Physics, 3Nano-Sae Research Center Atomistilor 405, P.O 38, Bucharest-Magurele, Romania 077125.

2 Horia Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering, P.O. Box MG-6, 077126 Măgurele, Ilfov, Romania.

3 National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics, P.O. Box MG-36, Magurele, Bucharest, Romania.

4 Umarov Physical Technical Institute, TAS, Dushanbe, 734063 Tajikistan.

5 BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia.

6 Dubna State University, Dubna, Russia.

*alxzubarev@gmail.com, #shukrinv@theor.jinr.ru

Recent progress in electronic communication put in evidence necessity of true random number generators, which present bases for almost all secure protocols. In this paper we proposed a new superconducting generator of charge traveling waves. The device represents an array of Josephson Junctions with specific coupling and dissipation parameters and a source of external monochromatic radiation. By design, the generator can work as hardware random signal generator or stable traveling wave generator. Switching between different work regimes is realized by application of external monochromatic radiation. The advantages of proposed scheme are simplicity, small dimensions and possibility of easy control.

Introduction

True random number generators play an important role in modern communication network and are largely used in cryptography. Unique way to generate a sequence of really random numbers is to use hardware chaos or noise based random number generators. Such devices usually use external noise as an input signal, which ensures a random output.

Generally, chaos based random number generators offers better unpredictability of the output signal than noise based generators. Moreover, usage of external noise in modern integrated circuits is quite complicated due to small dimensions and artificial stability of external conditions. This fact makes very important search of innovative chaos based random number generators, with functionality based on internal fluctuations in the device.

Previous research showed existence of some chaotic states in arrays of coupled Josephson junctions in presence of external radiation and near the break-point region [1]. Beside small unpredictable jumps on the I-V characteristics, chaotic states were charactered by generation of traveling plasma waves with random amplitude and wave form.

However, all studies ware effectuated for low dissipative systems, that correspond to liquid helium conditions and are hard to implement at large scale. During our work we put in evidence chaos manifestation in highly dissipative arrays of Josephson junctions, which shifts the range of applications to liquid nitrogen conditions and developed control mechanisms for the purposed device.

Model and method

The defined system (an array of coupled Josephson junctions with dissipation) was studied numerically, by using CCJJ+DC model, which allows computation the JJs array behavior by solving of a set of two differential equations:

$$d V_l / d t = I + I_n^l - \sin(\varphi_l) - \beta d (\varphi_l) / dt + A \sin(\omega t)$$
$$d (\varphi_l) / d t = V_l - \alpha (V_{l+1} + V_{l-1} - 2 V_l)$$

Where V_l represents the voltage on the l-th insulating layer, I is the current, φ_l is phase of the tunneling electrons, β is dissipation and α is coupling parameter for the studied array. A and ω are amplitude and frequency of the external radiation.

To prove the chaotic behavior of the system, we verified the negativity of the Lyapunov exponent:

$$LE = (1/(m-k)) \sum_{i=k}^{m-1} LE_i$$

Where:

$$LE_{i} = (1/T_{p}) ln(||d_{i+1}||/||d_{i}||)$$

and d_i is a vector with two components:

$$d_j = (\Delta V(t_j), \Delta \varphi(t_j))$$

Chaos in the Current-Voltage Characteristic of JJs array

Previous studies showed us that for low dissipation or low coupling in the system appears large McCumber hysteresis and no Collective hysteresis in this system. For large coupling in the system, the McCumber hysteresis shrinks down and appears a Collective hysteresis, which is formed by traveling wave and outermost branches. During this study, we observed that for systems of IJJs with transition values of coupling and dissipation parameters appears chaotic behavior in the system.

In Figure 1 results of numerical simulations af JJs array's behavior, for coupling ($\alpha = 0.52$) and dissipation ($\beta = 0.8$), which corresponds to transition parameter values for an array of nine JJs are shown. The presence of chaos in the system is proven by positive Lyapunov exponent. Even though the range of currents for which appears chaos is not very large (0.04 I_c), this system could serve as a true random number generator for suitable range of currents.



Fig. 1. CVC and dependence of maximal Lyapunov exponent on current for an array of nine JJs with coupling ($\alpha = 0.52$) and dissipation ($\beta = 0.8$). Solid line corresponds for increase of current and dashed for its decrease. Only a small Collective hysteresis exists

Influence of the external radiation

During this study was as well investigated influence of external radiation upon the system. We have varied frequency and the amplitude of the external radiation.

Also, with the use of external radiation can be implemented a switching mechanism from chaotic to stable regions. In Figure 2 an example of a system with threshold values of coupling and dissipation parameters upon the influence of external radiation is given.



Fig. 2. CVC and charge temporal dependence for and array of nine JJs with coupling ($\alpha = 0.52$) and dissipation ($\beta = 0.8$) in presence of an external radiation. The width of Collective hysteresis increases considerable

We can distinguish 3 main regions in the CVC: AB, BC and CD. The region AB is the well-known region in which appear Shapiro steps. We can see that in this region, due to influence of external radiation, the McCumber hysteresis disappeared, along with longitudinal plasma wave. In region BC the oscillations of voltage are more visible than before and the overall voltage values are higher. This region can be used for random number generation. In CD region much less chaos can be observed, even though the amplitude of traveling wave is still not stable.

Conclusions

The discovered system under external electromagnetic radiation can be used as a true random number generator. The systems parameters should be selected in such a way that coupling and dissipation parameters should be threshold values, and frequency of external radiation should be just over V/N, where V is the value of voltage in the upper point of McCumber region.

Acknowledgements

This work was partially supported by the Romanian Ministry of National Education by the contract PN 16-47-0101 with UEFISCDI and projects 2016/25, 2017/23 of JINR-Romania collaboration.

References

 Shukrinov, Yu M., et al. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science 24.3 (2014) pp. 033115.

Magnetism of clusters as a test for fundamental magnetic problems

A. Kirilyuk

Radboud University, FELIX Laboratory, Toernooiveld 1, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands

A.Kirilyuk@science.ru.nl

Here we study magnetism of atomic-size clusters, in the regime where the cluster properties are modified on an atom-by-atom level. In this talk I will briefly describe the magnetism of such clusters, presenting the wealth of non-intuitive and instructive magnetic phenomena that can be found in this yet another state of matter. Thus, a regular metal becomes magnetic dielectric, magnetic exchange coupling changes sign and oscillates, and theorems from quantum mechanics become directly observable in almost ambient conditions.

Введение

Magnetism is a macroscopic phenomenon that at microscopic level occurs due to exchange interactions, whose typical range, or more simply length scale, is determined by the spatial extent of the quantum mechanical wavefunctions. Confinement of these wavefunctions by for example the presence of a surface leads to many unusual magnetic phenomena. A natural question, in light of these considerations, is what happens in a system smaller than the length scale of the bulk exchange field?

Here we follow, both experimentally and theoretically, the development of magnetism in very small particles, or clusters, of various materials, starting from the atomic limit and adding one atom at a time. A wealth of non-intuitive and instructive magnetic phenomena can be found. Thus, in rare-earth clusters the usual bulk RKKY exchange interaction is replaced with an oscillatory ferromagnetic double-exchange and antiferromagnetic superexchange [1], leading to irregular oscillations of magnetic order as a function of the cluster size.

The most unusual is the appearance of magnetism in the normally nonmagnetic materials, such as rhodium [2], or even vanadium and niobium [3]. Particularly striking is Rh, that presents an example of multiferroic behavior in metal clusters. The fact that it is observed in rhodium is even more surprising, since this metal is neither ferromagnetic nor ferroelectric in the bulk. From a broader perspective, the emergence of ferroelectricity in small metal clusters appears to be mediated by very low energy excitations, possibly involving a single vibronic mode that is associated with a broken symmetry ground state [2]. Another intriguing question is how a single dopant atom can modify the properties of a cluster? Magnetic deflection experiments on isolated Co doped Nb clusters demonstrate a strong size dependence of magnetic properties, with large magnetic moments in certain cluster sizes, and fully non-magnetic behavior of others. There are in principle two explanations for this behavior. Either the local moment at the Co site is absent or it is screened by the delocalized electrons of the cluster, i.e. the Kondo effect. In order to reveal the physical origin, first, we established the ground state geometry of the clusters by experimentally obtaining their vibrational spectra and comparing them with a density functional theory study. Then, we performed an analysis based on the Anderson impurity model. It appears that the non-magnetic clusters are due to the absence of the local Co moment and not due to the Kondo effect. In addition, the magnetic behavior of the clusters can be understood from an inspection of their electronic structure. Here magnetism is favored when the effective hybridization around the chemical potential is small, while the absence of magnetism is signaled by a large effective hybridization around the chemical potential [3].

As a final note, the isolation of the clusters from the environment makes them ideal objects to study a transition between quantum and classical behavior. Kramers degeneracy, onset of Kondo screening, etc, could be studied with exact control of the electronic and geometric structure.

The work was supported by de Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek (NWO)and the European Research Council.

References

- 1. L. Peters et al., // Sci. Reports 6, 19676 (2016).
- L. Ma et al., // Phys. Rev. Lett. 113, 157203 (2014).
- 3. A. Diaz Bachs et al., to be published.

Inverse proximity effect in semiconductor Majorana nanowires

A.A. Kopasov^{1,*}, I.M. Khaymovich^{1, 2}, A.S. Mel'nikov^{1, 3}

¹ Institute for Physics of Microstructures, RAS, 603950 Nizhny Novgorod, Russia.

² Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, D-01187 Dresden, Germany.

³ Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia.

*kopasov@ipmras.ru

We study the influence of the inverse proximity effect on the superconductivity nucleation in hybrid structures consisting of the semiconducting nanowires placed in contact with a thin superconducting film. A strong paramagnetic effect for electrons entering the semiconductor together with spin-orbit coupling and van Hove singularities in the electronic density of states in the wire are responsible for the suppression of superconductivity in the low field domain and for the reentrant superconductivity at high magnetic fields in the topologically nontrivial regime. The suppression of the homogeneous superconducting state near the boundary between the topological and non-topological regimes provides the conditions favorable for the Fulde-Ferrel-Larkin-Ovchinnikov instability.

Introduction

Semiconducting wires with induced superconductivity and strong spin-orbit interaction are promising experimental systems for realizing the Majorana states, which are proposed to be the building blocks of the topological quantum computers [1-4]. Existing microscopic theory of the proximity effect in these Majorana wires allows to calculate the energy gap in the wire induced by the massive superconductor, thus, justifying commonly used phenomenological approach [1-2]. However, in real experimental situation the thickness of the superconducting layer $d_s \ll \xi_s$, where ξ_s is the superconducting coherence length, and the possible suppression of the gap at the superconductor surface due to the exchange of electrons between the wire and superconductor can result in the change of the superconducting critical temperature of the whole system. Thus, the analysis of the inverse proximity effect is important to find out the optimal range of parameters, which allows one to realize the switching between the topologically trivial and nontrivial states of the proximized nanowire. Hereafter we consider a long 1D semiconducting wire partially covered by a thin superconducting shell (see Fig. 1).



Fig. 1. Schematic picture of the semiconducting wire covered by the superconducting layer placed on a substrate. The magnetic field H is applied along the wire axis Oy

Model equations

We apply the tunneling Hamiltonian approach [5] to study the critical temperature behavior in the Majorana wires. The tunneling is assumed to be energy and spin independent. Considering the incoherent tunneling model and neglecting the orbital effects in the shell, we derive the systems of Gor'kov equations:

$$(i\omega - \varepsilon_s + \breve{\Delta} - \breve{\Sigma}_s)\breve{G}_s = \breve{1},$$

$$(i\omega - \varepsilon_w - \alpha p_y \hat{\sigma}_x - h \hat{\sigma}_y - \breve{\Sigma}_w)\breve{G}_w = \breve{1},$$
(1)

where $\omega = 2\pi T(n+1/2)$, *T* is the temperature, ε_s is the single particle kinetic energy in the superconductor relative to the chemical potential, p_y is the momentum along the wire, $\tilde{\tau}_m$ (m = x, y, z) are the Pauli matrices acting in the Nambu space, $\tilde{\Delta} = (\hat{\Delta}\tilde{\tau}_+ + \hat{\Delta}^+\tilde{\tau}_-)$, $\hat{\Delta} = \Delta_s(i\hat{\sigma}_y)$, Δ_s is the superconducting order parameter, which we assume to be constant in space, $\tilde{\tau}_{\pm} = \tilde{\tau}_x \pm i\tilde{\tau}_y$, $\varepsilon_w = p_y^2/2m_w - \mu_w$, α is the spin-orbit coupling constant, $h = g\beta H/2$ is the Zeeman energy, β is the Bohr magneton, and *H* is the applied magnetic field. The tunneling self-energy parts read:

$$\widetilde{\Sigma}_{s(w)} = \Gamma_{w(s)} \widetilde{\tau}_z \widetilde{g}_{w(s)} \widetilde{\tau}_z , \qquad (2)$$

where $\Gamma_s = t^2 l_c R_w m_s \varphi_0 / 4\pi$, $\Gamma_w = t^2 l_c / 2v_0$, and

$$\breve{g}_s = \pi^{-1} \int d\varepsilon_s \breve{G}_s , \quad \breve{g}_w = \pi^{-1} \int dp_y \breve{G}_w .$$
(3)

Hereafter $v_0 = (2T_{c0} / m_w)^{1/2}$. The Eqs. (2) should be solved together with the self-consistency equation for the superconducting order parameter:

$$\Delta_s^* = (\lambda \pi T/2) \sum_{\omega} \mathrm{Tr}[(\breve{g}_s)_{21}(i\hat{\sigma}_y)], \quad (4)$$

where λ is the dimensionless pairing constant.

Results

Typical dependencies of the critical superconducting temperature T_c vs H and μ_w are shown in Fig. 2. One can clearly see that the suppression of the critical temperature appears to be the strongest close to the locations of van Hove singularities in the SM nanowire: $\mu_w = \pm h$. Fig. 3 clearly illustrates that the magnetic field dependencies of T_c appear to be drastically different in topologically trivial ($|\mu_w| > h$) and nontrivial $(|\mu_w| < h)$ regimes. Indeed, in nontopological regime the critical temperature decays with increasing the magnetic field due to a standard paramagnetic effect. On the contrary, in topologically nontrivial regime T_c increases (with or without initial decay at small fields). It is also seen from the Fig. 3(a) that $T_c(h)$ dependencies clearly demonstrate the appearance of the h regions where the linearized self-consistency equation has three solutions instead of one, which is typical for the standard paramagnetic effect and usually this behavior results in the FFLO instability of the homogeneous solution for the gap function. To verify this scenario we have solved the Eq.(4) for the inhomogeneous order parameter ($\Delta_s \propto e^{iqy}$) and found that the regions with several solutions for T_c for the homogeneous gap indeed can host more energetically favorable inhomogeneous FFLO gap function (see Fig. 4).



Fig. 2. Color plot of the critical temperature of the system versus the chemical potential μ_w and the Zeeman energy $h = g\beta H/2$ for $\varepsilon_{so} = m_w \alpha^2 = 0.46T_{c0}$ (a) $\Gamma_s = 0.1T_{c0}$ and $\Gamma_w = 0.1T_{c0}$ (b) $\Gamma_s = 10T_{c0}$ and $\Gamma_w = T_{c0}$. The white dashed lines denote the boundaries between nontopological and topological regimes $\mu_w = \pm h$



Fig. 3. The critical temperature of the system as a function of the Zeeman field *h* for different values of the chemical potential in the wire μ_w . Here $\varepsilon_{so} = 0.46T_{c0}$ and $\Gamma_w = T_{c0}$. (a) $\Gamma_s = 0.1T_{c0}$ and (b) $\Gamma_s = 10T_{c0}$



Fig. 4. Critical temperature of the system as a function of the Zeeman field *h* for $\varepsilon_{so} = 0.46T_{c0}$, $\Gamma_s \rightarrow 0$ and $\Gamma_w = T_{c0}$ for the superconducting states with different modulation vectors q ($\Delta_s \propto e^{iqy}$) spreading from $q = 0.44m_sT_{c0} / k_{Fs}$ at $h = 11.05T_{c0}$ to $q = m_sT_{c0} / k_{Fs}$ at $h = 10.8T_{c0}$

Acknowledgements

This work was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research, Grants No. 17-52-12044, 18-02-00390 and by the Russian Science Foundation, Grant No. 17-12-01383 (AAK) and Foundation for the advancement of theoretical physics 'BASIS' (ASM)

References

- R. M. Lutchyn, J. D. Sau, S. Das Sarma // Physical Review Letters, V. 105, 077001 (2010).
- Y. Oreg, G. Refael, F. von Oppen //Physical Review Letters, V. 105, 177002 (2010).
- W. Chang, S. M. Albrecht, T. S. Jespersen et al. // Nature Nanotechnology, V. 10, 232-236 (2015).
- S. M. Albrecht, A. P. Higginbotham, M. Madsen et al. // Nature, V. 531, 206-209 (2016).
- W. L. McMillan // Physical Review, V. 175, 537-542 (1968).

Spectroscopy of Correlated Electronic States in Single Crystals of Cu_xTiSe₂

D.B. Lioi¹, R.D. Schaller², G.P. Wiederrecht², G. Karapetrov^{1,*}

¹ Department of Physics, Drexel University, Philadelphia, PA 19104, USA.

² Center for Nanoscale Materials, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA.

*goran@drexel.edu

TiSe₂ is a member of transition metal dichalcogenide family with unique excitonically driven charge density wave (CDW) state below T_{CDW} =200K. The commensurate 2 x 2 x 2 CDW has a chiral character with nanoscale domains of opposite chirality. Intercalation of TiSe₂ with copper donates electrons to the conduction band, producing a metallic phase at room temperature and a superconducting phase at low temperatures with highest superconducting critical temperature of 4.15K. The relationships between these phases are nontrivial, especially considering that both the CDW and superconductivity rely on specific electronic and electron-phonon interactions. We investigate transient optical response of electronic states in Cu_xTiSe₂ both as a function of temperature and copper doping from x=0 (semimetal and commensurate charge density wave phases) to x=0.08 (metallic and superconducting phases). We demonstrate a loss of coherence in the A_{1g} phonon signal with increased pump fluence and copper intercalation of the parent lattice, indicating a loss of long-range lattice order. These findings show that upon Cu intercalation the system transitions from a state of commensurate charge order without superconductivity to a state with a different symmetry in which new charge order coexists with the superconducting phase.

Introduction

Among many transition metal dichalcogenides (TMDs) exhibiting excitonic properties, TiSe₂ is a prime candidate for displaying excitonic insulator behavior [1] in which a CDW phase arises from strong Coulomb interactions. The excitonic condensate was proposed as the driving mechanism for the commensurate CDW in TiSe₂ [2-4] in part due to its low carrier density, which leads to reduced screening between the holes in the Se-4p band and electrons in the Ti-3d band.

The recent discovery of superconductivity in Cu-doped $TiSe_2$ and its coexistence with the CDW has reinvigorated research on this system. Of particular interest has been the different nature of the CDW in $TiSe_2$ and Cu_xTiSe_2 as well as in $TiSe_2$ under pressure and electric field effect doping.

In this work we systematically perform ultrafast optical pump-probe experiments and track the changes in the excitonic and phonon subsystems with the goal of understanding the evolution of underlying ground states as the system transitions from a narrow-band semiconducting state (TiSe₂) to superconducting state in Cu_x. TiSe₂ (x>0.04).

Experiments and discussion

Single crystals of $Cu_x TiSe_2$ were prepared using the chemical vapor transport technique with iodine as a transport agent.

We used Titanium powder (99.99%), Selenium powder (99.999%), and Iodine powder (99.99%) purchased from Alfa Aesar. The powders were premixed and inserted into quartz tubes which were evacuated to 10^{-4} mTorr.



Fig. 1. Temperature dependence of electrical resistivity of $TiSe_2$ (red) and optimally doped superconducting $Cu_{0.08}TiSe_2$ (blue) single crystals

We allowed crystal growth to proceed for 3 weeks before quenching the reaction and retrieving the single crystals. Transport properties were measured using a Quantum Design PPMS. Transport measurements using four-point geometry of intrinsic TiSe₂ and ideally doped Cu_xTiSe₂ are shown in Fig. 1. The ρ (T_{peak}=165K)/ ρ (300K) resistivity ratio of the intrinsic TiSe₂ single crystal was found to be \approx 3.

In this paper we have performed ultrafast optical pump-probe experiments on $TiSe_2$ at low temperatures in which we have varied laser fluence, The optical pump pulse had a wavelength 1160 nm (1.07 eV), a 1 kHz repetition rate, and 600 μ m diameter spot size. Excited car-riers were dynamically monitored by a white light probe pulse.

From the transient reflectivity traces we see the coherent oscillations of A_{1g} phonons associated with the normal phase lattice (6.2 THz) and the CDW lattice (3.4 THz) are shown in Figure 2. FFT of these oscillations from the transient spectra reveals that the A_{1g} CDW oscillation is centered at 550 nm and 690 nm, while the normal phase A_{1g} resides outside of these regions and instead in the Se-4p band along Γ -A (Figure 3). The pump pulse at high fluences (> 0.9 mJ/cm²) is shown to cause non-thermal melting of the CDW which yields the normal phase A_{1g} response. Figure 3 (left) illustrates the optically excited transitions at different energies within the electronic band structure of $TiSe_2$ in the CDW phase. These interband excitation assignments are consistent with energies of optical transitions that have been extracted from static reflectivity measurements performed on $TiSe_2$

In conclusion, the time resolved pump-probe optical spectroscopy results on Cu-doped TiSe_2 show that there is strong electron-phonon coupling and this coupling is dominated by the excitonic condensate and soft L_1^- phonon. We have also shown that the CDW can be non-thermally melted at picosecond time scales by pump fluences exceeding 0.9 mJ/cm².

This material is based upon work supported by the National Science Foundation under Grant No. ECCS-1408151. The use of the Center for Nanoscale Materials, an Office of Science user facility, was supported by the U. S. Department of Energy, Office of Science, Office of Basic Energy Sciences, under Contract No. DE-AC02-06CH11357.



Fig. 2. Time dependent trace of change of optical density of $TiSe_2$ at 550 nm in CDW state at 3 K



Fig. 3. (left) $TiSe_2$ electronic band diagram adapted from [5] with arrows specifying optically excited resonances. Blue arrows mark ground state bleaching resonances and red arrows mark excited state absorption resonances; Fourier transforms of coherent A_{1g} oscillations in the CDW (middle, 3K and a 0.017 mJ/cm²) and normal phases (right, 3K and a 0.9 mJ/cm²)

References

- 1. W. Kohn, Physical Review Letters 19, 439 (1967).
- 2. J. A. Wilson, Solid State Commun. 22, 551 (1977).
- 3. J. A. Wilson, Phys. Status Solidi B 86, 11 (1978).
- F. J. Di Salvo, D. E. Moncton, and J. V. Waszczak, Phys. Rev. B 14, 4321 (1976).
- 5. A. Zunger and A. J. Freeman, Physical Review B 17, 1839 (1978).

Dynamics and dissociation of vortices in a s_±+is₊₊ two-band superconductor

V. Plastovets^{1*}, Y. Yerin^{2, 3}

1 Faculty of Radiophysics, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia.

2 Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603590 Nizhny Novgorod, GSP 105, Russia.

3 Physics Unit, University of Camerino, 62032, Camerino, Italy.

*plastovec26@gmail.com

According to various microscopic and phenomenological theories interband impurities have a significant impact on the order parameter symmetry of a two-band superconductor. It was predicted that in the case of repulsive interband pairing and with increasing disorder two-band superconductors undergo a sequence of transitions from $s\pm$ to a complex state with $s\pm$ +is++ pairing mechanism with broken time-reversal symmetry (BTRS) and then finally to a pure s++ state. Using the time-dependent two-component Ginzburg-Landau model, we investigate the vortex dynamics in a thin film in a perpendicular magnetic field and in the presence of a transport current for a two-band superconductor. We show that there is a difference in the behavior of vortices and their dissociation process in dependence on the strength of the interband impurity scattering and as a consequence in the dependence of the order parameter symmetry. Our results might be helpful for detecting BTRS phenomena in multi-band superconductors.

Introduction

The subject of this paper is devoted to the theoretical investigation of the vortex lattice dynamics in a multiband superconductor, which is characterized by two interacting order parameters.

The discovery of the multiband structure of the superconducting state in magnesium diboride in 2001 and iron oxypnictides and chalcogenides in 2008 led to the appearance of many papers in which effects and different dependences well known for conventional singleband s-wave superconductors were reexamined. In particularly it was shown theoretically that in such superconductors it is possible to form vortices with a fractional value of the magnetic flux quantum. In the stationary state, there are classical vortices with an integer flux quantum. During the process of vortex lattice relaxation, it is possible to observe the dissociation of vortices, i.e. separation of each single composite vortex into two with different fractional quanta of magnetic flux.

Based on the numerical solution of the nonstationary equations of two-component Ginzburg-Landau (GL) model, we demonstrate that in the case of a two-band superconductor with significantly different relaxation times of the order parameters, dissociation of vortices in square films and a bridges can be observed.

Model and basic equations

The GL free energy functional for a two-band superconductor with the presence of interband impurities can be written as

$$F = a_{ii} |\Delta_i|^2 + \frac{1}{2} b_{ii} |\Delta_i|^4 + \frac{\kappa_{ii}}{2} |\Pi\Delta_j|^2 + \frac{\kappa_{ii}}{2} |\Pi\Delta_j|^2$$
$$2a_{12} |\Delta_1| |\Delta_2| \cos\phi + b_{12} |\Delta_1|^2 |\Delta_2|^2 +$$

 $2(c_{11}|\Delta_1|^3|\Delta_2|+c_{22}|\Delta_1||\Delta_2|^3)\cos\phi+c_{12}|\Delta_1|^2|\Delta_2|^2\cos 2\phi+B^2/8\pi$ where a_{ij}, b_{ij}, c_{ij} and κ_{ij} can be found from the within microscopic approach of Usadel equations generalized for the case of a two-band superconductor together with the self-consistent equations for two order parameters. Before further analysis we obtain phase diagram, where $s_{\pm}+is_{++}$ order parameter symmetry of a two-band superconductor is realized.



Fig. 1. Phase diagram of a two-band superconductor with interband impurities (Γ). Red filled region corresponds to the chiral s±+is++ symmetry

Том 1

Results and discussion

In the following we will consider clean two-band superconductors without the interband impurities in an external magnetic field and under the presence of transport current. Results of the numerical simulation clearly demonstrate that dissociation of vortex lattice in a superconducting square film takes place only for the cases with significantly different relaxation times of the order parameters (see fig. 2).



Fig. 2. Dissociation of vortices in a two-band superconducting square lattice

In this work we attempt to separate the vortices by means the geometry of the superconducting bridge.

We assumed that by the proper selection of the bridge width we can observe effect when a vortex from one band can enter into bridge while the second one can't. Results of the numerical simulation show, that the implementation of such a process is impossible even in the presence of very weak interband coupling.

As we can see from the figure 3 the first order parameter was relaxed much faster than the second, but, nevertheless, the vortex from the first band does not move along the bridge until it merges with the vortex from the second band. During the motion of the composite vortex across the bridge under transport current, it dissociates again.

Thus it becomes clear that the complete separation of vortices in a two-band superconductor by the proposed method is not applicable: the vortices will either penetrate into the bridge in a composite state or not penetrate it at all.



Fig. 3. Evolution of the vortex lattice in a two-band superconducting bridge under the transport current

Superconductivity and Bosonic Mode in FeSe_{1-x}S_x Single Crystals

A.V. Putilov^{1,8,*}, C.Di Giorgio¹, D.J. Trainer¹, O.S. Volkova^{2,3,4}, A.N. Vasiliev^{2,3,4}, D. Chareev^{3,5}, G. Karapetrov⁶, J.F. Zasadzinski⁷, M. lavarone¹

1 Physics Department, Temple University, Philadelphia, PA 19122, USA.

2 Physics Faculty, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia.

3 Institute of Physics and Technology, Ural Federal University, Yekaterinburg, 620002, Russia.

4 National University of Science and Technology "MISiS", Moscow, 119049, Russia.

5 Institute of Experimental Minerology, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow District, 142432, Russia.

6 Physics Department, Drexel University, Philadelphia, PA 19104, USA.

7 Physics Department, Illinois Institute of Technology, Chicago, IL 60616, USA.

8 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*alputilov@ipmras.ru

Scanning tunneling spectroscopy has been used to investigate the superconducting gaps of $\text{FeSe}_{1-x}S_x$ single crystals and to reveal signatures of a bosonic mode in the quasiparticle density of states. We find that both superconducting gaps residing on different pockets of the Fermi surface are anisotropic. Moreover, the bosonic mode appears in the quasiparticle density of states as a redistribution of states at energy Ω , measured with respect to the superconducting gap. The energy of the boson mode Ω is found to scale with the superconducting gap, and it can be estimated to be in the range 2.6+3.8 meV in agreement with an observation of a resonance spin excitation in neutron scattering. This suggests that quasiparticle interactions with this mode are important for superconductivity.

FeSe has the simplest crystal structure among the Febased superconductors with a superconducting critical temperature T_c~9K. Scanning tunneling microscopy and scanning tunneling spectroscopy (STM/STS) is a powerful technique that allows to reveal superconducting gap. The deviations of tunneling spectra from the smooth BCS shape reflect the energy-dependent gap function affected by the phonons as consistently described by the Eliashberg strong-coupling theory. The most prominent features produced by a single phonon at energy Ω in the quasiparticle density of states is a strong decrease close to $\Omega + \Delta$, symmetrically for occupied and unoccupied states, where Δ is a superconducting gap. Therefore, tunneling experiments can reveal a signature of the boson mode that couples electrons in the superconducting state and provide information on the pairing mechanism. In recent years, the observation of dip-hump features outside the gap in tunneling spectra obtained by STM/STS measurements on different cuprates and iron-based superconductors have been interpreted as a manifestation of a bosonic mode similar to strong-coupling effects in conventional superconductors. In the case of unconventional superconductors it is usually supposed that the origin of the bosonic mode is spin excitations rather than phonons.

We report STM/STS measurements performed on $FeSe_{1-x}S_x$ single crystals. The spectra acquired in sam-

ples with different S content and along the step defect provide a wide range of gap values and allow to correlate the energy of the boson mode with gap values [1].

Samples and Methods

FeSe_{1-x}S_x single crystals were grown in evacuated quartz ampoules using the AlCl₃/KCl flux technique in a temperature gradient (from 400 to ~50 °C) for 45 days. The samples are of high-quality tetragonal β -FeSe phase and superconducting critical temperatures are 8.5, 9.6, and 10.1 K for x = 0, 0.04, and 0.09, respectively [2]. Low temperature STM/STS measurements were performed at T =1.5 K, using the Unisoku UHV STM system, with a base pressure of 4×10^{-11} Torr. All samples were cleaved in UHV at room temperature, Pt-Ir tips were used in all measurements. Tunneling spectroscopy was performed using the standard lock-in technique with an ac modulation of 0.2 mV at 373 Hz.

Results and Discussion

Figure 1 shows the representative atomic resolution STM topography images acquired at the surface of $FeSe_{1-x}S_x$ crystals with different S contents. The S atoms are associated with dark spots in the images, consistent with the nominal S content.

Том 1



Fig. 1. a–c) Atomic resolution STM topography images acquired on the surface $FeSe_{1-x}S_x$ single crystals with x = 0, 0.04, and 0.09, respectively. Scanning conditions are V = 20 mV, I = 100 pA. The scan areas for all images are 20×20 nm²

The spectrum acquired on the pure sample is V-shaped (consistent with nodes in the gap) and shows clear coherence peaks at ± 2.3 meV (Fig. 2a). These peaks can be tracked in temperature up to the critical temperature $T_c = 8.5$ K. The obtained values of Δ and T_c yield $2\Delta/kT_c \approx 6.3$ much higher than the BCS ratio and place this material in the strong-coupling limit.



Fig. 2. a) Characteristic tunneling spectrum acquired at T =1.5 K, with V = 10 mV and I =100 pA, shown together with the curve to which the spectrum has been normalized to. The two dashed lines describe the two methods used to determine the $\Delta+\Omega$ feature from the tunneling spectra. **b)** Dependence of the superconducting gap on the bosonic mode energy

To analyze the tunneling spectra, we first normalize it to the polynomial fit of the conductance curve in the superconducting state that excludes the part of the spectrum close to the Fermi level, red line in Fig. 2a. The value of the energy gap Δ is chosen at the energy corresponding to the main coherence peaks. The position of $\Delta + \Omega$ in a single-band Eliashberg theory is at the minimum of the dip for a d-wave order parameter and at the inflection point for an s-wave order parameter. To determine Ω correctly, one would need to fit the data with a two-gap Eliashberg theory for strongly coupled superconductors. Here, we determine both the minimum and inflection point and then we plot the average between the two. In Fig. 2b we show statistics of the data obtained either on different samples or on the same sample at different locations, where changes of the gap value are due to different tunneling directions or defects. The energy of the boson mode Ω correlates with Δ and ranges between 2.6 and 3.8 meV which yield a $\Omega/kT_c\approx 4{\div}5$ similar to other Fe-based superconductors. According to the Eliashberg theory, the energy of such excitation should remain below the pair-breaking energy, namely $\Omega/2\Delta < 1$, which coincides with our data.

A feature in the tunneling spectrum at energy higher than the gap has been observed and associated to a boson mode. The energy scale of this feature in the tunneling spectra is comparable to a spin resonant mode found in neutron scattering. Therefore, this strongly suggests that spin fluctuations play an important role in the pairing mechanism of FeSe.

The work at Temple University (where lowtemperature STM was performed) was supported by the US Department of Energy, Office of Basic Energy Sciences, Division of Materials Sciences and Engineering under Award DE-SC0004556. The work at Drexel University and at M.V. Lomonosov Moscow State University was supported by Award Nos. FSAX-14-60108-0 and OISE-14-60109-0 of the US Civilian Research and Development Foundation (CRDF). The work in Russia was supported in part by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation in the framework of Increase Competitiveness Program of the NUST "MISiS" (Grant No. K4-2015-020). One of the authors (C.D.G.) would like to acknowledge the partial support from the MIUR (Ministry of Education, Universities and Research of the Italian Government).

Literature

- C. Di Giorgio, A. V. Putilov, D. J. Trainer *et al.*, J. Supercond. Nov. Magn. 30, 763 (2017).
- 2. S. A. Moore, J. L. Curtis, C. Di Giorgio *et al.*, Phys. Rev. B 92, 235113 (2015).

Formation of electron pockets in the energy spectrum of the cuprates' pseudogap state

G.B. Teitel'baum¹

¹ Kazan E. K. Zavoisky Physical -Technical Institute, Sibirsky tract, 10/7, 420029 Kazan, Russia. *grteit@kfti.knc.ru

The microscopic model for the small electron pocket formation at the Fermi surface of superconducting cuprates is suggested. We show that the electron pocket opening in the Brillouin zone center is connected with the time reversal symmetry violation due to strong d-p correlation of the charge carriers from the copper and oxygen orbitals.

In the search for mechanisms of High-Tc superconductivity it is critical to know the electronic spectrum in the pseudogap state from which superconductivity evolves. The lack of ARPES data for every cuprate family precludes an agreement as to its structure, doping and temperature dependence and the role of charge ordering. No approach has been developed yet to address the issue microscopically, while the phenomenological analysis [1] of the experimental data provided important features of the underlying physical picture.

It was argued that, in the pseudogap state ubiquitous in underdoped cuprates, the spectrum [1] consists of holes on the Fermi arcs and an electronic pocket in contrast to the idea of the Fermi surface reconstruction via charge ordering. At high temperatures the electrons are dragged by holes while at lower temperatures they get decoupled. The longstanding issue of the origin of the negative Hall coefficient in YBCO and Hg1201 at low temperature is resolved: the electronic contribution prevails as its mobility becomes temperature independent, while the mobility of holes, scattered by the shortwavelength charge density waves, decreases.

The main aim of this report is to reveal the origin of the electron pocket. We suggest here a microscopic model for the small electron pocket formation. According to this model the electron pocket opening in the Brillouin zone center is connected with the time reversal symmetry violation due to strong d-p correlation of the charge carriers from the copper and oxygen orbitals. Such a symmetry violation corresponds to the appear-

References

 L. P. Gor'kov & G. B. Teitel'baum // Sci. Rep. 5, 8524 (2015). ance of orbital currents [2] in the CuO_2 planes of superconducting cuprates. We found the energy spectrum typical for the pseudogap phase with the presence of such orbital currents. We found that within the certain doping range one should expect an opening of the small electronic pocket at the center of the Brillouin zone (See Fig. 1).



Fig. 1. The energy spectrum $E(k_x, k_y)$ for the first Brillouine zone. The intersection of $E(k_x, k_y)$ surface with the plane corresponding to chemical potential (μ) determines hole Fermi arcs near zone's corners and small electron pocket in its center

In conclusion we discuss the lattice structural changes influence on such transformation of energy dispersion.

The author is grateful to RAS for the support of this research in frames of HTSC Research Program.

 C. M. Varma // Phys. Rev., B 55, 14554 (1997); B73, 155113 (2006).

Peculiar magnetic flux patterns in ferromagnetic superconductors

L.Ya. Vinnikov^{1,*}, I.S. Veshchunov^{2,3}, V.S. Stolyarov²

1 Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow region, 142432 Russia.

2 Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudnyi, Moscow region, 141700 Russia.

3 Department of Applied Physics, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan.

*vinnik@issp.ac.ru

Magnetic flux structures of EuFe₂(As_{1-x}P_x)₂ single crystals with doping levels x=0.15, 0.20, 0.21, 0.23 and 0.25 were studied in a broad temperature range using Bitter decoration technique, low-temperature magnetic force microscopy (MFM) and magneto-optical (MO) imaging. Stripe and maze domain structures typical for ferromagnets with perpendicular magnetic anisotropy, were observed in the superconducting (SC) state (T_{SC} ~22 – 25 K) below ferromagnetic (FM) transition temperature T_{FM} ~18 K in nearly optimally doped single crystals with x=0.20, 0.21, 0.23 and overdoped with x=0.25 (T_{SC} ~13 K). Furthermore, in single crystals with x=0.21 and x=0.23 upon cooling cycle near T_{FM} the first-order transition from the short period domain structure, which appears in the Meissner state, into the long period domain structure with spontaneous vortices was imaged. Magnetic contrast on twin boundaries was revealed by Bitter decoration in underdoped, non-superconducting EuFe₂(As_{1-x}P_x)₂ (x=0.15) crystals well below the structural phase transition temperature T_{S} ~100 K. At low temperature the pinning of FM domains on twin boundaries was observed, which means that in EuFe₂(As_{1-x}P_x)₂ the FM order emerges before the SC order with increasing doping level x.

Introduction

Ferromagnetism and superconductivity can coexist in the bulk material with formation of various exotic phases such as spontaneous vortex phase (SVP), domain structure, cryptoferromagnetism, and so on. In spite of a large number of theoretical works there exist only a few hints on the possibility of formation of spontaneous flux-line lattice at zero field in ferromagnetic superconductors with $T_{FM} < T_{SC}$ or superconducting ferromagnets with $T_{FM} > T_{SC}$ and direct visualization of SVP remained an unresolved issue for decades.

In EuFe₂(As_{1-x}P_x)₂ with x~0.2, a material becoming superconducting at T_{SC} ~25 K and ferromagnetic below T_{FM} ~18 K, the coexistence of the two antagonistic phenomena becomes possible due to the extremely weak exchange field produced by Eu²⁺ subsystem. So the main mechanism of the interplay between the two orders is the orbital effect. This provides the unique opportunity to test, in direct Bitter decoration and MFM imaging experiments, the long standing prediction of the emergence of SVP and the domain structure in a ferromagnetic superconductor.

Methods

Single crystals of $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ were grown using a self-flux method. The actual chemical composition of the studied samples was determined using energy dispersive X-ray (EDX) analysis.

Temperature dependences of the zero-field-cooled (ZFC) and field-cooled (FC) magnetic susceptibility of EuFe₂(As_{0.79}P_{0.21})₂ single crystal are presented in Fig.1. FC susceptibility data show a thermal hysteresis near T_{FM}~18 K below T^{0}_{SC} =23.6 K (determined by zero resistivity) upon cooling in magnetic field of H=10 Oe (FCC cycle) with subsequent heating in the same field (FCH cycle), which is a signature of the first-order phase transition.



Fig. 1. Temperature dependence of the zero-field-cooled (ZFC), H=10 Oe field-cooled FC magnetic susceptibility of EuFe₂(As_{0.79}P_{0.21})₂ single crystal upon cooling (FCC) and heating (FCH) cycles. FM transition temperature T_{FM} ~18 K and SC critical temperature T_{0SC} =23.6 K (defined at zero resistivity) are marked by vertical arrows

High resolution Bitter decoration technique is based on the segregation of fine dispersed magnetic particles on the surface of a superconductor or a ferromagnet in the regions of inhomogeneous magnetic flux. This technique allows for direct observation of individual Abrikosov vortices in small applied magnetic fields as well as for the imaging of domain structures in a wide range of magnetic fields (up to 20 kOe for rare-earth borocarbides [1]). In this study, we used the improved technique to perform decorations of $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ single crystals at varied temperatures, in particular,

near T_{FM} . The sample was cooled down to the minimum temperature 2 K (16 K) in an external magnetic field of 10 Oe before decoration. The helium gas and sample temperature increased during decoration experiment by ~ 6 K (2 K). Scanning electron microscope (SEM) images of the magnetic particle distribution (bright dots in the figures below) provide information about the structure of magnetic flux on the surface of the sample.



Fig. 2. Magnetic flux structures revealed by Bitter decoration after cooling in a magnetic field of 10 Oe on the (001) surface of $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ single crystals (a) underdoped with x=0.15 at $T_d \sim 8$ K, (b) optimally doped with x =0.23 at $T_d \sim T_{FM} \sim 18$ K, (the red line divides two phases — Meissner state domains (right part) and the mixed state domains (left part)), (c) overdoped with x=0.25 at $T_d \sim 8$ K

Results and discussion

A typical decoration pattern on the (001) surface of underdoped EuFe₂(As_{1-x}P_x)₂ (x = 0.15) single crystal at $T_d \sim 8$ K is shown in Fig.2(a). The stripes are oriented along (100)_T or (010)_T directions with a periodicity of ~ 1 micron. These stripes intersect the surface steps of the crystal without visible distortions, which reflects their bulk nature, indicating that these stripes are twin boundaries, which appear below the structural phase transitions at $T_S \sim 100$ K. Pinning of ferromagnetic domains on twin boundaries was detected in some regions of the sample, shown in Fig.2(a).

Typical decoration pattern on the (001) surface of slightly overdoped EuFe₂(As_{1-x}P_x)₂ (x = 0.23) single crystal near $T_{FM} \sim 18$ K and well below $T_{SC} \sim 22$ K is shown in Fig.2(b). In the vicinity of T_{FM} two types of domains with different widths are revealed — narrow maze-like domains in the Meissner state, with an average domain width $l_{DMS} \sim 130$ nm (right part of Fig.2(b)) and the mixed (vortex-antivortex) state domains, which have a typical size of μ m range (left part of Fig.2(b)).

Magnetic flux structure on the (001) surface of overdoped EuFe₂(As_{1-x}P_x)₂ (x = 0.25) single crystal with the thickness ~ 10 μ m revealed by decoration is shown in Fig.2(c). Typical width of maze-like ferromagnetic domains in this crystal (non-superconducting at T_{FM}) is almost the same as in optimally doped single crystals of similar thickness in the mixed state $l_{\rm DVS} \sim 0.5~\mu m$ at low temperatures [2].

To summarize, striped and maze-like magnetic domains are revealed in optimally doped and overdoped $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ single crystals, respectively, which are typical for uniaxial ferromagnets with perpendicular magnetic anisotropy. The transition from narrow Meissner domains to the mixed state domains with longer period is observed upon cooling below T_{FM}. Note that in the non-superconducting analogous compound, overdoped $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ single crystal of similar thickness, only large domains are observed just below T_{FM}.

We would like to thank M. Sidel'nikov, E. Yu. Postnova and L. G. Isaeva for experimental assistance. This work is supported by RAS program «Actual Problems of Low Temperature Physics» and by Russian Foundation for Basic Research (RFBR).

References

- L.Ya. Vinnikov, I.S. Veshchunov, S.L. Bud'ko *et al.* // J. Phys.: Conf. Ser., V. 150, 052279 (2009).
- I.S. Veshchunov, L. Ya. Vinnikov, V. S. Stolyarov et al. // JETP Lett, V. 105, 98 (2017).

Stable traveling waves in highly dissipative array of coupled Josephson junctions

A. Zubarev^{1,3}, M. Cuzminschi^{1,2,*}, I. Rahmonov^{4, 5}, Yu.M. Shukrinov^{5,6, #}

1 University of Bucharest, Faculty of Physics, 3Nano-Sae Research Center Atomistilor 405, P.O 38, Bucharest-Magurele, Romania 077125.

2 Horia Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering, P.O. Box MG-6, 077126 Măgurele, Ilfov, Romania.

3 National Institute for Laser, Plasma and Radiation Physics, P.O. Box MG-36, Magurele, Bucharest, Romania.

4 Umarov Physical Technical Institute, TAS, Dushanbe, 734063 Tajikistan.

5 BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia.

6 Dubna State University, Dubna, Russia.

*marina.cuzminschi@gmail.com, #shukrinv@theor.jinr.ru

In this research was shown generation of stable traveling plasma waves in arrays of coupled Josephson junctions with high dissipation. We observed plasma waves for a large range of currents greater than critical one in function of the coupling and dissipation parameters and number of junctions in stack. Presence of the traveling waves leads to decrease of voltage in the array. Detailed study showed wave structure, which determine its stability.

Introduction

Arrays of Josephson junctions (JJ) are intensely studied theoretically and experimentally due to their promising applications in nanoelectronics, including solid state quantum computing, compact THz radiation emitters and traveling wave parametric amplifiers. Generation of plasma waves in JJs array paves the way for the future development of plasmon based electronics, because of the equivalence between Josephson plasma waves and plasmon polaritons generated on the metal surfaces.

Generation of the longitudinal plasma waves in JJ array was discovered in 2008 by Shukrinov et al. [1] for any current values near the break-point region. Moreover was proven existence of the traveling wave branch for currents less than the critical one. Presented results are important from the theoretical point of view, but are hard to implement in electronic devices due to instability and difficulty in precise control in studied system.

All previous result referred to JJs arrays with low dissipation, and the similar studies for highly dissipative arrays are missing at the moment. Therefore, the goal of this study was to explore theoretically the highly dissipative systems of Josephson junctions.

Model and method

For study of the proposed system (a highly dissipative array of coupled Josephson junctions) was used CCJJ+DC model, which describes the JJs array by a set of differential equations:

$$d V_{l}/d t = I + I_{n}^{l} - \sin(\varphi_{l}) - \beta d (\varphi_{l})/dt$$
$$d (\varphi_{l})/d t = V_{l} - \alpha (V_{l+1} + V_{l+1} - 2 V_{l})$$

Where V_l is voltage on the l-th insulating layer, I represents the total external current, φ_l is phase of the tunneling electrons, α and β are coupling and dissipation parameters respectively.

I-V characteristic of Jjs arrays

In this section is presented variation of I-V characteristic of an array of nine Josephson junctions with increase of coupling and dissipation parameters.

Particularly, in figure 1 is presented variation of Current-Voltage Characteristic with the variation of dissipation parameter for fixed coupling parameter and number of junctions in stack. For large dissipation parameters in the system can be observed appearance of a structure on the IV-curve, which we decided to call 'Collective Hysteresis'.

Furthermore, for the chosen system dissipation parameter of 0.709 present the minimal value for which this structure appears. With the increase of dissipation parameter, increases the width of Collective Hysteresis. As was discovered later, Collective Hysteresis consists of traveling wave and outermost branches. The step in voltage, which occurs for transition from the traveling wave to outermost branch in forward bias and back (the transition from outermost to traveling wave branch in reverse bias) is large enough to make it experimentally detectable.



Fig. 1. I-V characteristic for an array of nine JJ with fixed coupling parameter ($\alpha = 1$) and variable dissipation parameter. In the inset is presented transition from low to high dissipative behavior

The system can be strongly influenced by variation of coupling parameter, which is correlated with the structural properties of the system. In Figure 2 we present variation of IV-characteristic with the increase of coupling parameter. For low coupling no Collective Hysteresis can be observed in the system. The return current, however, has a small value, therefore McCumber hysteresis is large on the IV. With the increase of coupling parameter for fixed dissipation and number of junctions in stack, appears the Collective Hysteresis (Figure 2 b). In this case the return current abruptly increases, making McCumber hysteresis small. With further increase of coupling parameter a large Collective Hysteresis can be seen on the IV-Characteristic (Figure 2 a). Our team observed increase of Collective Hysteresis with the increase of coupling parameter





Longitudinal plasma wave



Fig. 3. Corresponding between I-V characteristics and charge variation in time for an array of ten JJs with high dissipation ($\beta = 0.8$) and strong coupling ($\alpha = 1$). In the inset is shown the form of charge oscillations for different layers

To better understand the appearance of the Collective Hysteresis in the system, was studied the longitudinal plasma wave in the system. We observed that for the bias current longitudinal plasma wave appears starting with the critical value of current and is present in the system until the transition from traveling wave branch to outermost branch.

Conclusions

The presence of Collective Hysteresis in the system is in strong connection with the presence of longitudinal plasma wave in the system. Also, the obtained range of currents for which in the system appears the longitudinal plasma wave is equal to 0.65 I_{c} and can be used for practical applications of the discovered phenomena for development of effective traveling wave parametric amplifiers.

Acknowledgements

This work was partially supported by the Romanian Ministry of National Education by the contract PN 16-47-0101 with UEFISCDI and projects 2016/25, 2017/23 of JINR-Romania collaboration.

1. Yu. M.Shukrinov, and M. Hamdipour //JETPletters 95(6), (2012) pp. 307–313.

Коллективные моды двухзонного сверхпроводника с одночастичной гибридизацией

П.И. Арсеев^{1,2}, Н.К. Федоров^{1,*}

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 НИУ ВШЭ, г. Москва, ул. Мясницкая, д. 20, 101000.

*fedorov@lpi.ru

Раннее было показано, что в отличии от стандартной однозонной модели БКШ, в многозонных сверхпроводниках возможно существование щели нового типа. Она открывается в том случае, когда зона проводимости образована гибридизацией атомных орбиталей разной симметрии. В рассмотренной многозонной модели, помимо моды Боголюбова, существует аналог моды Леггетта, связанный с наличием межзонных поляризационных операторов.

При изучении многозонных сверхпроводников основное внимание обычно уделяется учету внутри и межзонного взаимодействия [1–4]. В данном случае нас интересуют эффекты, связанные с учетом одночастичной гибридизации атомных орбиталей разной симметрии, образующих затравочные зоны. Исследовано влияние гибридизации на коллективные моды двухзонного сверхпроводника. Межзонное взаимодействие в данной модели не учитывается.

Рассмотрим двухзонный сверхпроводник, описываемый гамильтонианом вида:

$$H = \sum \xi_{a}(\mathbf{k})a_{\mathbf{k},\alpha}^{+}a_{\mathbf{k},\alpha} + \sum \xi_{c}(\mathbf{k})c_{\mathbf{k},\alpha}^{+}c_{\mathbf{k},\alpha}$$
$$+ \sum (W(\mathbf{k})a_{\mathbf{k},\alpha}^{+}c_{\mathbf{k},\alpha} + h.c.) \qquad (1)$$
$$- \sum (\Delta_{a}a_{-\mathbf{k}\downarrow}^{+}a_{\mathbf{k}\uparrow}^{+} + h.c.) - \sum (\Delta_{c}c_{-\mathbf{k}\downarrow}^{+}c_{\mathbf{k}\uparrow}^{+} + h.c.).$$

Здесь a^+ и c^+ — операторы рождения электронов в зонах «a» и «c», образованных атомными орбиталями разной симметрии. $\xi(k)$ — электронные спектры зон, W(k) — матричный элемент одночастичной гибридизации. Предполагается, что зоны имеют существенно разную ширину, центр узкой зоны «c» сдвинут относительно химического потенциала, расположенного в центре широкой зоны «a». Последние два члена в гамильтониане описывают межэлектронное взаимодействие в затравочных зонах $g_{a(c)}$, записанное в среднеполевом приближении. Аномальные средние не зависят от импульса и определяются уравнениями согласования. Конкретизация механизма спаривания в данной модели не существенна. Для наглядности рассмотрим двумерный случай, не теряющий общность при описании многозонных ВТСП.



Рис. 1. $E_{-}(\mathbf{k})$ и $E_{+}(\mathbf{k})$ ветви спектра возбуждений СП (ниже уровня Ферми)

На Рисунке 1 показаны ветви спектра возбуждений ниже уровня Ферми. Обычная для теории БКШ щель («BCS – like gap») открывается на поверхности Ферми. Как было обнаружено ранее [5], кроме нее возникает еще одна щель («composite gap»). Композитная щель существует вблизи линии, на которой равна нулю сумма затравочных спектров. Ее величина пропорциональна

$$\Delta_{CG} \propto |W(\mathbf{k})|| \Delta_c - \Delta_a |/\sqrt{W^2(\mathbf{k}) + \xi_c^2(\mathbf{k})} \quad (2)$$

На качественном уровне образование композитной щели связано с отражением относительно уровня Ферми одной из квазичастичных ветвей спектра после сверхпроводящего перехода и расталкиванием уровней гибридизацией в новом месте пересечения ветвей спектра. Она возникает благодаря совместному влиянию сверхпроводимости и одночастичной гибридизации [5].

Для нахождения коллективных мод удобно представить параметры порядка в виде

$$\Delta_{a(c)} = \Delta_{a(c)}^{(0)} \exp[i\theta_{a(c)}(\mathbf{A}, \phi)]$$

и записать уравнения согласования на поправки к фазам, линейным по потенциалам внешнего поля [6]. В данном случае поправки к модулям параметров порядка не учитывается. Это не говорит о том, что влияние амплитудных мод (мод Хиггса) в модели мало.

Равенство нулю детерминанта системы уравнений на фазы параметров порядка приводит к следующим решениям.

1). Мода Боголюбова имеет вполне обычный вид:

$$\omega_B^2 = (Q_{k,a} + Q_{k,c}) / (Q_{0,a} + Q_{0,c}) \times q^2$$
(3)

и выражается через поляризационные операторы отклика сверхпроводника на потенциалы внешнего электромагнитного поля, однозонный вариант которых можно найти в обзоре [6]. При учете дальнодействующего кулоновского взаимодействия мода Боголюбова экранируется на плазменной частоте:

$$\omega_B^2 = 4\pi e^2 (n_a + n_c) / m_{eff} \,. \tag{4}$$

2). Более интересный результат получается из-за наличия в уравнениях на фазы параметров порядка слагаемого

$$\propto J_{ac} \times (\theta_a - \theta_c)$$

где величина

$$J_{ac} = \operatorname{Re} \{ \Pi_{G,ac} + \Pi_{F,ac} \}$$

Поляризационные операторы

$$\Pi_{G,ac}(\omega,q) = i \int d\varepsilon dk^3 / (2\pi)^4 G_{ac}(\varepsilon + \omega, k+q) G_{ca}(k)$$

$$\Pi_{F,ac}(\omega,q) = i \int d\varepsilon dk^3 / (2\pi)^4 F_{ac}(\varepsilon + \omega, k+q) F_{ca}(k)$$

с вершинами в куперовских каналах. Межзонные функции Грина пропорциональны гибридизации и являются решениями двухзонных уравнений Горькова. Существенно, что в пределе $\omega, q \rightarrow 0$ величина

$$J_{ac}(\omega,q) \rightarrow \mid \Delta_a - \Delta_c \mid \times Const$$

и возникает из-за наличия композитной щели (2). За счет этого появляется мода, аналогичная моде Леггетта в СП с межзонным взаимодействием [7]:

$$\omega_L^2 = 8J_{ac} \frac{(Q_{0,a} + Q_{0,c})}{(Q_{0,a}Q_{0,c} - Q_{0,ac}Q_{0,ca})} \Delta_a \Delta_c$$
(5)

Следует отметить, что величина

$$g_{ac} \equiv g_a J_{ac} g_c$$

имеет смысл межзонного взаимодействия, но определяется недиагональными по зонным индексам поляризационными операторами.

Основным полученным результатом можно считать то, что в рассмотренной модели две моды Боголюбова затравочных зон за счет матричного элемента межзонной гибридизации превращаются в одну моду Боголюбова (3) и аналог моды Леггетта (5). Композитная щель, наравне со щелью на поверхности Ферми, является определяющей для формирования коллективных мод в двухзонной модели с гибридизацией. Знание найденных коллективных мод позволяют вычислить калибровочноинвариантный отклик многозонных СП на внешнее электромагнитное поле.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N17-02-00394.

Литература

- 1. М.В. Садовский // УФН, т. 178, 1243 (2008).
- P. J. Hirschfeld // Comptes Rendus Physique, V. 17, 197 (2016).
- R.M. Fernandes and A.V. Chubukov // Rep. Prog. Phys., V.80, 014503 (2017).
- 4. М.В. Садовский // УФН, т. 186, 1035 (2016).
- P.I. Arseev, S.O. Loiko, N.K Fedorov // JETP Lett., V. 106, 349 (2017).
- П.И.Арсеев, С.О.Лойко, Н.К.Федоров, // УФН, 176, 3 (2006).
- 7. A.J. Leggett, // Progr. Theor. Phys. 36, 901 (1966).

Низкоразмерная сверхпроводимость: плотность состояний в режиме квантовых флуктуаций параметра порядка

К.Ю. Арутюнов^{1,2,*}, J.S. Lehtinen³, А.А. Радкевич⁴, А.Г. Семенов^{1,4}, А.Д. Заикин^{2,5}

1 Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, Московский институт электроники и математики, ул. Мясницкая 20, Москва, 101000, Россия.

2 Институт физических проблем РАН, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334, Россия.

3 VTT Technical Research Centre of Finland Ltd., Centre for Metrology MIKES, P.O. Box 1000, FI-02044 VTT, Finland

4 Физический Инстиут РАН им . П. Н. Лебедева, 119991, Москва, Россия.

5 Karlsruhe Institute of Technology, 76021, Karlsruhe, Germany

*karutyunov@hse.ru

Экспериментально исследовались вольт-амперные характеристики туннельных контактов сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (С1-И-С2), где сверхпроводящий электрод С2 представлял из себя тонкий нанопровод. Обнаруженное уширение щелевых особенностей интерпретируется как размытие плотнонсти электронных состояний квазиодномерного сверхпроводящего канала за счет возбуждения плазмонных мод Муи - Шèна в режиме квантовых флуктуаций параметра порядка.

Введение

В последнее время проявился интерес к изучению квазиодномерной сверхпроводимости [1]. Спецификой таких систем является яркое проявление флуктуационных эффектов, которые влияют как на транспортные [2], так и --термодинамические свойства [3]. В частности, было показано [4], что в тонких сверхпрводящих каналах флуктуации фазы с неизбежностью приводят к возбуждению "мягкой" звукоподобной волны зарядовой плотности моды Муи - Шена [5]. Взаимодействие носителей заряда с таким плазмонами приводит к перераспределению электронных состояний, в частности - к размытию сингулярности плотности состояний в области сверхпроводящей щели Д. Целью работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование этого интригующего явления.

Методика эксперимента

Наноструктуры изготовлялись методом взрывной электроннолучевой литографии и направленного вакуумного напыления. Было изготовлено несколько многотерминальных туннельных C1-И-C2 структур, где сверхпроводящий контакт C1 – «массивный» алюминий, изолятор И – тонкий слой оксида алюминия, а электроды C2 представляли из себя тонкие титановые нанопровода (Рисунок 1). Предварительные исследования показали, что в титановых каналах при сечениях менее 40 нм форма сверхпроводящего перехода R(T) сильно уширена за счет вклада квантовых флуктуаций фазы параметра порядка [6]. Структуры, изученные в настоящей работе, были изготовлены таким обра-

зом, чтоб эффективный диаметр (корень из сечения) тонких нанопроводов С2 находился именно в той области, где квантовые флуктуации должны отчетливо проявляться. Все измерения проводились при сверхнизких температурах <100 мК, много меньших критических температур как алюминия (T_c~1,4 K), так и титана (T_c~0,4 K). Особое внимание уделялось подавлению паразитных электромагнитных наводок, способных уширить экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) [7]. Рабочей гипотезой было предположение, что за счет возбуждения плазмонных мод в режиме флуктуаций параметра порядка, приводящего к уширению плотности электронных состояний, ВАХ будут размываться в области щелевых смещений $eV = |\Delta_1| + |\Delta_2|.$



Рис. 1. Схематика эксперимента

Результаты и обсуждение

ВАХ С1-И-С2 структур с эффективным диаметром титанового электрода С2 более 40 нм продемонстрировали типичные зависимости для массивных сверхпроводников: резкая щелевая особенность при смещениях $eV = |\Delta_1| + |\Delta_2| [8]$. С уменьшением диаметра титанового контакта C2 форма ВАХ качественным образом меняется. ВАХ при различных температурах приведены на Рисунке 2. Прослеживается четкий эффект экспоненциального «пролезания» плотности состояний в подщелевую область. Усредняя функции Грина по действию можно получить выражение для плотности состояний квазиодномерного сверхпроводника в режиме распространения плазмонных волн Муи-Шена, в пределе слабых флуктуаций формально совпадающее с выражением для плотности состояний сверхпроводника N(E) с конечной величиной размытия Г (параметр Дайнса) в области вблизи края щели [9]. В режиме слабых флуктуаций при низких температурах расчет дает специфическую температурную зависимость параметра Дайнса и соответствующего эффекта размытия ВАХ, количественно совпадающих с данными эксперимента. Предложенная модель [9] дает качественно разумное описание формы таких ВАХ. По всей видимости, более полное теоретическое описание должно учитывать не только размытие плотности состояний за счет возбуждения плазмонных мод, но и «прямое» влияние квантовых флуктуаций модуля параметра порядка на плотность состояния N(E) и среднеполевую величину сверхпроводящей щели.

Благодарности

Экспериментальная работа, выполненная КЮА, была поддержана проектом ТЗ-93 «Квантовые твердотельные системы» в рамках Программы «Научный фонд Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ). Теоретическая часть работы, выполненная ААР, АГС и АДЗ, была выполнена при поддержке совместного российско-греческого проекта № RFMEFI61717X0001 и № Т4∠РΩ-00031 «Экспериментальные и теоретические исследования низкоразмерных квантовых наноэлектронных систем».



Рис. 2. Дифференциальные ВАХ при различных температурах для С1-И-С2 структуры, где сверхпроводящий контакт С1 – «массивный» алюминий, И – оксид алюминия, электроды С2 – тонкий титановый нанопровод с диаметром порядка 30 нм. Следует обратить внимание, что ось ординат построена в логарифмическом масшабе, демонстрирующим эффект (сплошные линии) экспоненциального "пролезания" плотности состояний в область подщелевых значений энергий

Литература

- Arutyunov K.Y, Golubev D.S., and Zaikin A.D.// Phys. Rep., V. 464, 1 (2008).
- Giordano N. // Phys. Rev. Lett., V. 61, 2137 (1988).
- 3. Arutyunov K.Y., Hongisto T.T., Lehtinen J.S., Leino L., Vasiliev A. // Sci. Rep. V. 2, 213 (2012).
- A. van Otterlo, D.S. Golubev, A.D. Zaikin, and G. Blatter // Eur. Phys. J. B10, 131 (1999).
- J.E. Mooij and G. Sch"on // Phys. Rev. Lett. 55, 114 (1985).
- Lehtinen J.S., Zakharov K. and Arutyunov K.Y. // Phys. Rev. B, V. 85, 094508 (2012).
- F. Giazotto, T.T. Heikkila[°], A. Luukanen, A. M. Savin, and J. P. Pekola // Rev. Mod. Phys. 78, 217 (2006).
- Tinkham M. *Introduction to superconductivity*. 2d ed. McGraw-Hill, Inc., New York; 1996.
- A.A. Radkevich, A.G. Semenov, A.D. Zaikin // Phys. Rev. B 96, 085435 (2017).

Прецизионное измерение теплопроводности NbN на переходе сверхпроводникнормальный металл

Э.М. Баева^{1,2,*}, М.В. Сидорова^{2,3, §}, А.А. Корнеев^{1,2}, Г.Н. Гольцман^{2,1}

1 НИУ Высшая школа экономики, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

2 Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 29, Москва, 119435.

3 DLR Institute of Optical Systems, Rutherfordstrasse, 2, 12489 Berlin, Germany.

*baeva.elm@gmail.com, §Mariia.Sidorova@dlr.de

Новое поколение сверхпроводниковых однофотонных детекторов со 100% внутренней эффективностью использовалось для аккуратного определения поглощенной мощности. С измерением электронной температуры на переходе сверхпроводникнормальный металл, была получена полная теплопроводность от электронной подсистемы к подложке.

Введение

В основе любой модели сверхпроводниковых болометров на горячих электронах (HEB-Hot Electron Bolometer) и сверхпроводниковых однофотонных детекторов (SSPD - Superconducting Single-Photon Detector) [1], где приток тепла происходит в результате оптического излучения, лежит теплопроводность, которая зависит от релаксационного времени и теплоемкости. При изучении механизмов энергетической релаксации в наноструктурах с ограниченной геометрией при низких температурах, важным является вопрос об энергетическом обмене между системой и ванной. Конкретные вопросы связаны с влиянием материала подложки на процессы электрон-фононного взаимодействия в тонкой пленке, с тепловым развязыванием фононов в структуре и фононов в подложке вследствие сопротивления Капицы [2].

Мы исследуем вклады электрон-фононной теплопроводности G_{eph} и теплопроводности между фононами в образце и фононами в подложке G_K в процессы переноса тепла в сверхпроводящей пленке NbN на переходе сверхпроводник-нормальный металл. Для определения поглощенной мощности, от которой напрямую зависит теплопроводность, мы используем NbN SSPD со 100% внутренней эффективностью детектирования.

Двухтемпературная модель

Рассмотрим SSPD как термодинамическую систему, которая состоит из электронной и фононной подсистем, между которыми происходит

передача тепла. После поглощения ГГц излучения мощности внутри каждой из подсистем возникает механизм термализации или, другими словами, возвращаются подсистемы в равновесное состояние. Именно этот механизм позволяет ввести температуры электронной *T_e* и фононной подсистем Т_р детектора. При введении характерных времен термализации au_{esc} между фононной и au_{eph} электронной подсистемами тепловую динамику электронов можно описать уравнениями теплового баланса [3], которые в равновесных условиях (частота модуляции Те мала и Джоулев нагрев мал сравнению с поглощенной оптической по мощностью $IU < < P_{abs}$):

$$\frac{T_e - T_p}{P_{abs}} = \frac{\tau_{eph}}{C_e} + \frac{\tau_{esc}}{C_p} \tag{($$$$$$$$)}$$

Где $(T_e - T_b)/P_{abs}$ величина, обратная полной теплопроводности SSPD, τ_{eph}/C_e – обратная электронфононная теплопроводность, τ_{esc}/C_p – сопротивление Капицы.

Эффективность детектирования

Отношение зарегистрированных детектором фотонов к числу падающих на него – общая эффективность детектирования системы (DE): $DE = \eta_{coupl} \cdot \eta_{int}$, где η_{coupl} эффективность согласования с оптическим волокном которая считает потери излучения в коннекторах, волокне и т.д., пока η_{int} называемая внутренней эффективностью детектирования показывает вероятность детектирования только поглощенных детектором фотонов.



Рис. 1. Зависимости общей теплопроводности к объему NbN SSPD от температуры в магнитном поле от 0 до 4Т. G_{eph}/V – удельная электрон-фононная теплопроводность. G_{K}/V – удельная теплопроводность между пленкой и подложкой Si₃N₄

Поглощенная мощность есть $P_{abs}=N_{abs}$ -hv, где N_{abs} скорость счета поглощенных фотонов, hv – энергия фотона. Чтобы аккуратно измерить P_{abs} , мы охлаждаем образец до температуры T=1.7К, которая ниже температуры сверхпроводящего перехода $T_c=7.7$ К), где он работает как SSPD, и измеряем скорость счета зарегистрированных фотонов N. Когда N насыщается и перестает зависеть от тока детектирования в широкой окрестности от критического тока, η_{int} такого SSPD достигает 100% [4]. Это означает, что все поглощенные фотоны приводят детектор к срабатыванию ($N=N_{abs}$) и, таким образом, мы напрямую измеряем P_{abs} .

Результаты и обсуждение

В эксперименте получена температурная зависимость теплопроводности G между электронной подсистемой и подложкой в температурном интервале от 5К до 8К. На Рис.1. представлены зависимости G от температуры в магнитных полях B до

Литература

- Gol'Tsman, G. N., *et al.* // Applied Physics Letters 79, 6 (2001).
- Underwood J. M. *et al.* // Physical review letters, 107(25), 255504 (2011).
- Perrin, N., and C. Vanneste. // Journal de Physique 48, 8 (1987).

4Т, где все экспериментальные кривые имеют тенденцию T^3 . Данная зависимость согласуется с тем, что фононная теплоемкость, C_p , входящая в одну из теплопроводностей (ф1), кубически зависит от температуры (модель Дебая), τ_{esc} зависит только от толщины пленки $\tau_{esc}=13d(\text{пс})$, где d – толщина пленки NbN [5], электронная теплоемкость $C_e=\gamma T$, где γ – постоянная для модели Зоммерфельда для идеального электронного газа (на переходе сверхпроводник-нормальный металл используется модель свободного электронного газа, поскольку сверхпроводящая щель сильно подавлена), зависимость $\tau_{eph} \sim T^{1.6}$ была получена в работе [6].

В слабых магнитных полях B < 1T у теплопроводности имеется отклонение от T^3 зависимости, что может быть обусловлено открытием сверхпроводящей щели. Из-за высокой разупорядоченности (сопротивление NbN образца на квадрат $R \square = 640$ Om/ \square приближается к сопротивлению, при котором происходит переход сверхпроводник-изолятор) материала имеет место вероятность перехода отдельных плосок меандра NbN SSPD.

С учетом уравнения (ϕ 1) и экспериментальных зависимостей τ_{eph} и τ_{esc} был получен вклад удельной теплопроводности между пленкой и подложкой G_K . Из рисунка 1 видно, что в диапазоне от $0.5T_c$ до T_c вклад сопротивления Капицы G_K^{-1} составляет $\approx 1/3$ от общего теплосопротивления G^{-1} . Данное обстоятельство указывает на то, что 2/3 поглощенной оптической мощности распределяется между электронной и фононной подсистемами NbN SSPD, пока 1/3 отводится в подложку.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ, грант №17-72-30036.

- 4. Ferrari, Simone, *et al.* // Applied physics letters 106, 15 (2015).
- Cherednichenko, S., *et al.* // Proc. 8th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. Vol. 245, (1997).
- Gousev, Yu P., *et al.* // Journal of applied physics 75, 7 (1994).

Эффект близости и когерентный зарядовый транспорт в гибридных структурах сверхпроводник/полупроводниковая нанопроволока

И.Е. Батов^{1,2,4,*}, А.В. Бубис^{1,2}, А.О. Денисов^{1,2}, С.В. Петруша^{1,2}, В.С. Храпай ^{1,2,3}, J. Becker³, J. Treu³, D. Ruhstorfer³, G. Koblmueller³, H.Y. Guenel⁴, H. Hardtdegen⁴, D. Gruetzmacher⁴, Th. Schaepers⁴

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

3 Walter Schottky Institut, Technische Universitaet Muenchen, Am Coulombwall 4, Garching, D-85748, Germany.

4 Peter Gruenberg Institute (PGI-9), Research Centre Juelich, 52425 Juelich, Germany.

*batov@issp.ac.ru

Изготовлены управляемые эффектом поля гибридные структуры Al/InAs-нанопроволока/Al и Nb/InAs-нанопроволока/Nb. Исследованы дифференциальные вольт-амперные характеристики структур при низких (0.3-4K) температурах. В структурах Al/InAs-нанопроволока/Al, при положительных затворных напряжениях, соответствующих высоким концентрациям носителей заряда в InAs-нанопроволоках, индуцированная в InAs сверхпроводящая щель близка к сверхпроводящей щели алюминия. С уменьшением напряжения на затворе наблюдается существенное уменьшение индуцированной щели, что объясняется зависимостью прозрачности границы раздела сверхпроводник/нанопроволока от концентрации носителей в InAs-нанопроволоке. В структурах Nb/InAs-нанопроволока/Nb обнаружен пик в дифференциальной проводимости структур при нулевом напряжении смещения. Обнаружено расщепление пика проводимости при нулевом напряжении смещения в сильных магнитных полях (B>1T) и немонотонная зависимость расщепления пика от магнитного поля.

Введение

Исследования когерентного зарядового транспорта в гибридных структурах на основе сверхпроводников и полупроводниковых нанопроволок с сильным спин-орбитальным взаимодействием привлекают значительный интерес в связи с перспективами создания принципиально новых типов приборов для спинтроники и квантовых вычислений [1-3]. Недавно различными исследовательскими группами были изготовлены гибридные структуры на основе полупроводниковых InAs-нанопроволок с сильным спин-орбитальным взаимодействием и сверхпроводящих Al электродов. Была продемонстрирована возможность создания джозефсоновских пиконтактов и сверхпроводящих квантовых битов на базе гибридных структур Al/InAs-нанопроволока [1,3]. Структуры сверхпроводник- полупроводнинанопроволока с сильным ковая спинорбитальным взаимодействием на основе InSb- и InAs-нанопроволок интенсивно исследуются в настоящее время в экспериментальных работах, посвященных обнаружению майорановских мод нулевой энергии [4-8]. В настоящей работе приведены результаты исследований эффекта близости и зарядового транспорта в управляемых эффектом

поля гибридных структурах на основе InAsнанопроволок и сверхпроводящих Al-, Nb- электродов.

Методика эксперимента

Были изготовлены управляемые эффектом поля планарные гибридные структуры сверхпроводник/ полупроводниковая нанопроволока/ сверхпроводник на основе InAs-нанопроволок и сверхпроводящих алюминиевых (ниобиевых) электродов. InAsнанопроволоки были выращены методом молекулярно-лучевой лучевой эпитаксии. Сверхпроводящие контакты к InAs-нанопроволокам формировались с помощью электронной литографии и последующего напыления алюминия (ниобия) в высоком вакууме. Непосредственно перед напылением сверхпроводящих электродов в высоком вакууме проводилось ионное травление in situ контактной области поверхности полупроводниковых нанопроволок низкоэнергетичными ионами аргона. Напыление алюминиевых электродов толщиной 100 нм проводилось методом электронно-лучевого испарения; ниобиевые электроды (толщина Nb-электродов ~100 нм) осаждались методом магнетронного распыления [9, 10]. Транспортные измерения были проведены с использованием метода синхронного детектирования по стандартной 4-точечной схеме при низких температурах вплоть до 0.3 К.

Результаты

Нами были исследованы дифференциальные вольтамперные характеристики в управляемых эффектом поля структурах Al/InAs-нанопроволока/ Al в поперечном магнитном поле при различных температурах [9]. В исследуемых структурах Al/InAsнанопроволока/Al, при положительных затворных напряжениях V_G~30 V, соответствующих высоким концентрациям носителей заряда В InAsнанопроволоках $N_e \sim 10^{18}$ см⁻³, обнаружены особенности в дифференциальной проводимости структур, характерные для высокопрозрачных границ раздела сверхпроводник/ нанопроволока: немонотонная зависимость проводимости от тянущего напряжения с узким провалом в нуле (reentrant resistance) и значительный избыточный ток; индуцированная в InAs-нанопроволоке под алюминиевыми контактами сверхпроводящая щель Δ_N близка к сверхпроводящей щели алюминия Δ_0 . С уменьшением напряжения на затворе мы наблюдали существенное уменьшение индуцированной щели Δ_N вплоть до $\Delta_0/2$, что объясняется зависимостью прозрачности границы раздела сверхпроводник/ нанопроволока от концентрации носителей в InAsнанопроволоке. Экспериментальная зависимость индуцированной щели Δ_N от затворного напряжения хорошо описывается в рамках модели прямоугольного потенциального барьера на поверхности Al/ InAs-нанопроволока.

Нами были детально исследованы вольт-амперные характеристики и дифференциальная проводимость структур Nb/InAs-нанопроволока/Nb в поперечном магнитном поле в области низких температур. В исследуемых структурах обнаружен джозефсоновский сверхпроводящий ток и изучены зависимости джозефсоновского критического тока от температуры и магнитного поля. Обнаружен пик в дифференциальной проводимости структур при нулевом напряжении смещения в магнитных полях, превышающих магнитное поле полного подавления джозефсоновского тока ($B_C \sim 0.2$ T). Обнаружено расщепление пика проводимости при нулевом напряжении смещения в сильных магнитных полях (B>1T) и немонотонная зависимость расщепления пика от магнитного поля. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с имеющимися теоретическими расчетами [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, проект N 14Y.26.31.0007 и Российского фонда фундаментальных исследований, проект N 17-02-00933.

Литература

- S. De Franceschi *et al.* // Nat. Nanotechnol., V. 5, 703 (2010).
- S. Das Sarma *et al.* // npj Quantum Information, V. 1, 15001 (2015).
- T.W. Larsen *et al.* // Phys. Rev. Lett. 115, 127001 (2015).
- 4. V. Mourik et al. // Science, V. 336, 1003 (2012).
- 5. A. Das et al. // Nat. Phys., V. 8, 887 (2012).
- 6. M.T. Deng et al. // Nano Lett., V. 12, 6414 (2012).
- A. D. K. Finck *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 110, 126406 (2013).
- 8. M. T. Deng et al. // Science, V. 354, 1557 (2016).
- A. V. Bubis *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V. 32, 094007 (2017).
- H. Y. Guenel, N. Borgwardt, I. E. Batov *et al.* // Nano Lett., V. 14, 4977 (2014).
- 11. F. Setiawan *et al.* // Phys. Rev. B 95, 174515 (2017).

Примесные состояния в коротком SNS контакте с двумя точечными дефектами

А.А. Беспалов^{1,*}

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*bespalovaa@gmail.com

Исследованы плотность состояний и джозефсоновский ток в коротком трѐхмерном джозефсоновском контакте с двумя точечными примесями. Показано, что примеси локализуют два квазисвязанных андреевских состояния, вырожденных по спину. Энергии эти состояний сложным образом зависят от взаимного расположения примесей.

Как известно, в системах малого размера при низких температурах существенны мезоскопические флуктуации: транспортные свойства таких систем могут существенно зависеть от реализации беспорядка в них. В предшествующей работе [1] были исследованы флуктуации энергетического спектра короткого джозефсоновского контакта «сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник» (SNS) с одним точечным дефектом — примесью. Было показано, что в неограниченном контакте немагнитный дефект индуцирует вырожденное по спину квазисвязанное состояние с энергией $E = E_A$ – iE_A' , при этом

$$E_{A} = |\Delta| [1 - \cos^{2} \alpha \sin^{2}(\varphi/2)]^{1/2}, \qquad (1)$$

а $E_{A'} \sim |\Delta|L/\xi$. Здесь $|\Delta|$ — модуль параметра порядка в сверхпроводящих берегах, α — фаза рассеяния примеси, φ — разность между фазами параметров порядка сверхпроводящих берегов, L — длина нормальной области, а ξ — длина когерентности ($L \ll \xi$). Если контакт имеет плоскую границу, то энергия примесного состояния осциллирует как функция расстояния между примесью и этой границей.

В настоящей работе мы рассматриваем неограниченный (очень широкий) короткий ($L \ll \zeta$) SNS контакт с двумя точечными немагнитными примесями — см. рис. 1. Примеси расположены внутри N слоя в начале координат и в точке \mathbf{r}_2 и имеют фазы рассеяния α_1 и α_2 , соответственно. Вектор \mathbf{r}_2 составляет угол β с осью *z*, перпендикулярной к слоям контакта.

Стационарная теория коротких SNS контактов развита в работе [2]. В ней показано, что энергии всех андреевских состояний в контакте даются формулой

$$E_i(\varphi) = |\Delta| [1 - T_i \sin^2(\varphi/2)]^{1/2}, \qquad (2)$$

где T_i — прозрачности электронных мод N слоя, иначе говоря, собственные значения матрицы $\hat{t}t^{\dagger}$, где — матрица прохождения электронов на уровне Ферми через N слой. Строго говоря, формула (2) не применима к неограниченным контактам, однако с еè помощью можно определить действительные части энергий квазисвязанных состояний, как описано ниже. Заметим, что формула (1) является частным случаем формулы (2) с $T_i = \cos^2 \alpha$.



Рис. 1. Короткий SNS контакт с двумя примесями

Для того, чтобы воспользоваться результатами работы [2], сделаем контакт эффективно конечным, наложив на волновые функции квазичастиц периодические граничные условия в плоскости, перпендикулярной к оси z. В такой системе матрица \hat{t} хорошо определена. Расчеты матрицы \hat{tt}^{\dagger} показывают, все еè собственные значения равны единицам, кроме двух — T_1 и T_2 . Это означает, что почти все андреевские состояния контакта не затронуты примесями, но имеется два квазисвязанных состояния (вырожденных по спину), локализованных вблизи дефектов, действительные части энергий которых даются формулой (2) с i = 1,2.


Рис. 2. Зависимости прозрачностей $T_{1,2}$ от β при фиксированном r_2 (а) и от r_2 при фиксированном β (b,c)

Явные выражения для T_1 и T_2 довольно сложны, однако их можно проанализировать в нескольких предельных случаях. Например, если дефекты близки друг к другу — $k_F r_2 \ll 1$, где k_F — длина волны Ферми — то они рассевают электроны как

одна примесь с фазой рассеяния α_0 : $T_1 \approx 1$, $T_2 \approx \cos^2 \alpha_0$,

$$\tan \alpha_0 = \frac{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) + 2(k_F r_2)^{-1} \sin \alpha_1 \sin \alpha_2}{\cos(\alpha_1 - \alpha_2) - (k_F r_2)^{-2} \sin \alpha_1 \sin \alpha_2}.$$
 (3)

При промежуточных значениях расстояния между примесями — $k_F r_2 \sim 1$ — можно наблюдать осцилляции коэффициентов T_1 и T_2 (а значит, и энергий примесных состояний) как функций r_2 и β — см. рис. 2.

В пределе $k_F r_2 >>1$ прозрачности выходят на значения, соответствующие изолированным примесям: $T_{1,2} \approx \cos^2 \alpha_{1,2}$. При это отличие прозрачностей от своих асимптотических значений порядка $(k_F r_2)^{-1}$ при $|\alpha_1| \neq |\alpha_2|$ и порядка $(k_F r_2)^{-2}$ при $|\alpha_1| = |\alpha_2|$.

Наконец, обсудим влияние примесей на джозефсоновский ток. Согласно [2], ток в коротком SNS контакте равен

$$I(\varphi) = \frac{e|\Delta|^2}{2\hbar} \sin \varphi \sum_i \frac{T_i}{E_i(\varphi)} \tanh\left(\frac{E_i(\varphi)}{2T}\right), \quad (3)$$

где e — элементарный заряд, а T — температура. Отсюда следует, что примеси уменьшают джозефсоновский ток на величину порядка $e|\Delta|/\hbar$ при $T\sim|\Delta|$ и на величину порядка $e|\Delta|^2/\hbar T$ при $T>> |\Delta|$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранта РНФ № 17-12-01383, фонда «Базис» (договор № 17-11-109-21).

- А.А. Беспалов // Труды XXI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», т. 1, стр. 29. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2017.
- C.W.J. Beenakker // Phys. Rev. Lett., V. 67, 3836 (1991).

Инвариантность топологически нетривиальной фазы сосуществования сверхпроводимости и неколлинеарного спинового упорядочения относительно сильных электронных корреляций

В.В. Вальков^{*}, А.О. Злотников[§]

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036.

*vvv@iph.krasn.ru, §zlotn@iph.krasn.ru

В работе показано, что при учете сильных электронных корреляций нетривиальная топология фазы сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного упорядочения на треугольной решетке сохраняется. Изменяются только условия реализации топологических фаз. Это свидетельствует о возможной реализации майорановских мод в таких сильно коррелированных системах.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям топологических сверхпроводников, в которых возможно формированние, так называемых, майорановских краевых состояний. Такие краевые состояния были предсказаны для сверхпроводников р-типа [1], в нанопроволоках со спинорбитальным взаимодействием и наведенной синглетной сверхпроводимостью [2], а также в гибридных структурах, содержащих сверхпроводник s-типа и топологический диэлектрик [3].

Повышенный интерес в настоящее время вызывает новый механизм формирования майорановских мод в топологических синглетных сверхпроводниках за счет наличия дальнего магнитного порядка [4, 5].

Следует отметить, что отмеченная фаза сосуществования реализуется в материалах, в которых существенную роль играют сильные электронные корреляции.

Обсуждение результатов

Топологическая фазовая диаграмма для среднеполевой модели [6], описывающей фазу сосуществования киральной сверхпроводимости и 120-градусного магнитного упорядочения, в переменных химпотенциал-величина обменного поля приведена на рисунке 1. В каждой области отмечены значения топологического инварианта N₃ [7]. Сплошные линии, определяющие границы между областями, получены из условий на наличие бесщелевых возбуждений.

Показано [6], что майорановские моды реализуются в областях с нечетными значениями N_3 . Переход в такую область сопровождается закрытием щели в объемном спектре в нечетном количестве точек зоны Бриллюэна. При этом в областях с четными N_3 краевые состояния формируются, но не обладают нулевой энергией возбуждений.



Рис. 1. Диаграмма топологических фаз [6]

Уравнения самосогласования для амплитуд сверхпроводящего параметра порядка в фазе сосуществования при учете сильных электронных корреляций в рамках *t-J-V*-модели были получены в работе [8]. На рисунке 2 приведены концентрационные зависимости аномальных амплитуд в пределе нулевой температуры при M(0) = 0.298. Остальные параметры выбраны в виде: $J_1 = 0.5 t_1$, $J_2 = 0.06 t_1$, $V = 0.96 t_1$, $t_2 = -0.2 t_1$, $t_3 = -0.18 t_1$, t_1 – параметр перескока между ближайшими соседями. Максимальная критическая температура сверхпроводимости достигается при концентрации n = 1.107 и составляет $T_c = 0.00188 t_1$.



Рис. 2. Зависимость амплитуд Δ_{22} (сплошная линия), Δ_{21} (штриховая линия), Δ_{11} (штрихпунктирная линия) сверхпроводящего параметра порядка от концентрации электронов в пределе нулевой температуры

На основе анализа целочисленного инварианта основного состояния N₃, выраженного через функции Грина системы, продемонстрирована возможность реализации квантового топологического перехода в рамках *t-J-V*-модели на треугольной решетке в фазе сосуществования сверхпроводимости и 120° порядка. При квантовом фазовом переходе в фазу сосуществования с ростом концентрации топологический инвариант изменяется от значения $N_3 = 0$ к значению $N_3 = 3$, что свидетельствует о переходе из топологически тривиальной (фаза со 120° упорядочением) в топологически нетривиальную фазу (фаза сосуществования). В дальнейшем, уже внутри фазы сосуществования, вблизи концентрации n = 1.118 (см. рисунок 2, параметры указаны выше) происходит еще один топологический переход в фазу с инвариантом $N_3 = 2$. Отмеченный топологический переход был продемонстрирован также на рисунке 1 для упрощенной средне-полевой модели без корреляций. При самосогласованном расчете области с куперовской неустойчивостью, индуцированной внутренними взаимодействиями, условия для реализации топологического перехода существенно ограничиваются.

Следует отметить, что топологический инвариант $N_3 = 2$ характерен для киральной сверхпроводящей фазы на треугольной решетке. Таким образом, учет магнитного порядка в этой области концентраций качественно не изменяет особенности формирования краевых состояний в системе. С другой стороны, область концентраций с $N_3 = 3$ реализуется только благодаря наличию 120° спинового упорядочения. Предполагается [9, 6], что в областях с нечетным значением N_3 возможно формирование краевых состояний с нулевой энергией возбуждения – майорановских мод.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проекты № 16-02-00073-а, 17-42-240441-р-а), а также в рамках грантов Президента РФ МК-1398.2017.2, МК-3594.2018.2.

- A.Yu. Kitaev, Physics-Uspekhi, 44, Suppl. 131 (2001).
- J.D. Sau, R.M. Lutchyn, S. Tewari, S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. 104, 040502 (2010).
- L. Fu, C.L. Kane, Phys. Rev. Lett., 100 096407 (2008).
- 4. I. Martin, A.F. Morpurgo, Phys. Rev. B 85, 144505 (2012).
- Y.-M. Lu, T. Xiang, D.-H. Lee, Nature Phys. 10, 634 (2010).
- V.V. Val'kov, A.O. Zlotnikov, M.S. Shustin, J. Magn. Magn. Mater. DOI 10.1016/j.jmmm.2017.11.115 (2018).
- G.E. Volovik, The Universe in a Helium Droplet, Oxford Press (2003).
- В.В. Вальков, А.О. Злотников, Физика твердого тела 59, № 11, 2100 (2017), по итогам доклада на XXI симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника».
- P. Ghosh, J.D. Sau, S. Tewari, S. Das Sarma, Phys. Rev. B 82, 184525 (2010).

Магнетокалорический эффект в нанопроволоке со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и наведенным потенциалом сверхпроводящего спаривания

В.В. Вальков^{*}, В.А. Мицкан, М.С. Шустин

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036. *vvv@iph.krasn.ru

Для полупроводниковой нанопроволоки конечной длины с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, наведенной сверхпроводимостью s-типа симметрии и приложенным внешним магнитным полем интенсивности H, предсказана серия магнетокалорических аномалий, реализуемая при изменении H. Такие аномалии возникают при пересечении точкой фазового пространства параметрических линий, принадлежащих топологически нетривиальной области параметров зонного 1D гамильтониана класса симметрии D. На самих линиях реализуются краевые состояния с нулевой энергией возбуждения, приводя к формированию майорановских мод.

Введение

Полупроводниковые нанопроволоки с наведенной сверхпроводимостью в присутствии сильного спинорбитального взаимодействия и однородного магнитного поля являются одними из наиболее перспективных кандидатов для обнаружения майорановских мод (ММ) в твердотельных системах [1]. Последние вызывают значительный интерес научной общественности как с фундаментальной точки зрения, так и из-за возможности реализации на базе ММ топологических квантовых вычислений [2].

Методами туннельной спектроскопии и микроскопии были проведены исследования по обнаружению проявлений MM в транспортных характеристиках полупроводниковых нанопроволок [3] и спиновых цепочках [4]. Однако, идентификация ММ, связанная с пиком дифференциальной проводимости при нулевом напряжении (zero-bias anomaly), остается проблемной до сих пор. Причина этого связана, например, с наличием нескольких механизмов аномальной проводимости [5]. Интерпретацию данных по туннельной спектроскопии усложняет и то обстоятельство, что изучаемые нанопроволоки имеют длину L~100нм, при которой реализуется некогерентный режим транспорта. Считается, что баллистический транспорт для таких структур имеет место при L~20нм, однако подключение столь коротких нанопроволок к проводящим контактам в настоящее время технически затруднено.

В работе обсуждается возможность идентификации MM в открытой нанопроволоке длиной L~10нм посредством измерения термодинамических характеристик, а именно магнетокалорического эффекта (МКЭ). Несмотря на то, что MM в коротких нанопроволоках не обладают свойствами топологической защищенности, их обнаружение с помощью термодинамических характеристик может служить индикатором той области параметров, для которой в бесконечно длинной открытой нанопроволоке реализуются топологически защищенные MM.

Обсуждение результатов

Полагалось, что на поверхности сверхпроводника s-типа находится полупроводниковая нанопроволока. Ее электронная подсистема, находящаяся во внешнем магнитном поле, при учете спинорбитального взаимодействия Рашбы описывалась в приближении сильной связи.

На рисунке 1 сплошными линиями продемонстрированы полевые зависимости величины магнетокалорического эффекта открытой нанопроволоки с N=30 узлами. Пунктирными кривыми приведена та же зависимость, но для цепочки с периодическими граничными условиями. Параметры, определяющие спин-орбитальное расщепление (α =0.8|t|), амплитуду сверхпроводящего спаривания (Δ =0.5|t|) и химический потенциал (μ =0.5|t|) определены в единицах амплитуды перескока электронов между ближай-

шими соседями |t|. Видно, что МКЭ демонстрирует аномальное поведение в окрестности критических значений магнитного поля H_c.



Рис. 1. Полевая зависимость магнетокалорического эффекта. Расходимость и смена знака МКЭ наблюдается при значениях магнитного поля, отвечающих КП со сменой фермионной четности основного состояния

Индуцирование аномального поведения определяется тем, что при рассмотрении открытой нанопроволоки с конечным числом узлов область параметров, для которой состояние бесконечной проволоки являлось топологически нетривиальным, разбивается на конечное число подобластей, в каждой из которых фермионная четность основного состояния отрицательна (см. рисунок 2). Пересечение каждой границы сопровождается квантовым фазовым переходом и магнетокалорическими аномалиями.



Рис. 2. Фазовая диаграмма открытой нанопроволоки. Закрашенные области соответствуют значениям параметров модели, для которых основное состояние содержит парциальные вклады с нечетным числом фермионов. Штриховыми линиями показаны границы реализации топологически нетривиальной фазы для замкнутой длинной нанопроволоки. При пересечении сплошных (пунктирных) линий в открытой (замкнутой) нанопроволоке реализуются аномалии магнетокалорического эффекта

Границами подобластей, обладающих различной фермионной четностью в открытой нанопроволоке являются линии, для точек которых основное состояние двукратно вырождено, а среди возбуждений присутствует нулевая мода. Такая мода может быть описана квазичастичным оператором, записанном в представлении майорановских операторов $\gamma_{An\sigma}$ и $\gamma_{Bn\sigma}$ [2]:

$$\alpha_{0} = 0.5 \sum_{n;\sigma} \left(w_{n\sigma,0} \gamma_{An\sigma} + z_{n\sigma,0} \gamma_{Bn\sigma} \right)$$

На рисунке 3 показана зависимость квадратов модулей коэффициентов $w_{n\sigma,0}$ и $z_{n\sigma,0}$ (просуммированных по значениям проекции спинового момента) от номера узла. Видно, что майорановские моды, реализуемые на линиях смены фермионной четности, описываются волновыми функциями, локализованными вблизи краев цепочки.



Рис. 3. Зависимость $|w|^2$ и $|z|^2$ при значении H, отвечающему квантовой критической точке от номера узла

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проекты № 16-02-00073-а, 17-42-240441), а также в рамках гранта Президента РФ МК-1398.2017.2.

- E.M. Stoudenmire, J. Alicea, O.A. Starykh, M.P.A. Fisher // Phys. Rev. B V. 84, 014503 (2011).
- 2. A.Y. Kitaev // Phys. Usp. 44, 131 (2001).
- V. Mourik, K. Zuo, S.M. Frolov, et al. // Science V. 336, 1003 (2012).
- S. Nadj-Perge, I.K. Drozdov, J. Li et al. // Science V. 346, 602 (2014).
- J. Liu, A.C. Potter, K.T. Law, P.A. Lee // Phys. Rev. Lett. V. 109, 267002 (2012).

Исследование технологии создания одиночных меза-структур BiSrCaCuO

Е.А. Вопилкин ^{1, §}, Л.С. Ревин^{1,*}, А.Л. Панкратов¹, С.А. Краев¹, А.А. Яблоков¹, А.В. Чигинев¹, А.Д. Шовкун², А.Б. Кулаков²

1 Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, 603950.

2 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Москва.

*rls@ipmras.ru, §vopilkin@ipmras.ru

Предлагаемая технология жидкостного травления позволяет получать одиночные мезаструктуры Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x}, более толстые, чем обычно исследуемые в литературе (от 1 до 15 мкм). Также, данная технология позволяет получать мезаструктуры толщиной меньше 1 мкм. Отработана технология электролитического наращивания медного покрытия поверх тонкого слоя золота, что позволяет получать прочные структуры с хорошим теплоотводом. Получены образцы с толщиной медного слоя около 30 мкм. Исследованы вольт-амперные характеристики образцов сверхпроводящих структур, полученные в криостате при различных температурах.

Введение

В настоящее время вопрос создания генераторов субтерагерцового и терагерцового диапазонов на $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (BSCCO) мезаструктур основе вызывает большой интерес исследователей [1]. BSCCO является высокотемпературным сверхпроводником с сильной анизотропией, что приводит к возникновению внутреннего эффекта Джозефсона [2]. Другими словами, слои СиО такого материала образуют последовательную цепочку джозефсоновских переходов, сформированных на атомарном масштабе. Первый успех в наблюдении электромагнитного излучения от BSCCO структур был достигнут в 2007 году [3]. Наблюдаемое излучение имело мощность порядка 0,5 мкВт и частоту до 0,85 ТГц. С тех пор мощность излучения была увеличена до значений десятков мкВт [4] и в последнее время до 0,6 мВт [5]. Эти достижения позволяют использовать BSCCO мезаструктуры в качестве источников для шумовой спектроскопии [6, 7].

Экспериментальные результаты

В ИФМ РАН отработана технология электролитического наращивания медного покрытия поверх тонкого слоя золота, что позволяет получать прочные одиночные мезаструктуры BSCCO, обладающие хорошим теплоотводом. Для получения описываемых образцов использовался монокристалл BSCCO толщиной в несколько микрон с латеральными размерами в несколько миллиметров. На одну из его плоскостей методом термического распыления был нанесен слой золота толщиной 50 нм. После этого поверх слоя золота был электролитически наращен слой меди толщиной около 30 мкм. Далее, на вторую его плоскость методом термического распыления был нанесен слой золота толщиной 50 нм. После чего, оригинальным методом быстрого химического травления, разработанным в нашем коллективе [8], на полученной чешуйке были вытравлены цилиндрические одиночные мезаструктуры, показанные на рисунке 1.

Полученный образец приклеен на медный держатель, рисунок 2, после чего распаян к контактным площадкам и установлен в криостат.



Рис. 1. Образцы круглых мезаструктур, покрытые золотом с электролитически нарощенным слоем меди на нижней плоскости

Зависимость вольт-амперных характеристик структуры 1.g2 (прямая и обратная ветки) от температуры представлена на рисунке 3. Форма кривых свидетельствует о наличии джозефсоновской генерации в структуре, получены прямые и обратные ветки. На прямой ветке наблюдаются переходы из сверхпроводящего состояния в резистивное как отдельных контактов слоистого сверхпроводника BSCCO (например, при токах 68 мА, 69.5 мА для температуры 10 К), так и всей структуры (при токе 71 мА для температуры 10 К). На обратной ветке наблюдается область обратного загиба (отрицательное дифференциальное сопротивление), которая свидетельствует о наличии внутри мезаструктуры "горячего пятна" - области разогрева структуры, являющейся каналом синхронизации электромагнитных волн в слоях сверхпроводник-изоляторсверхпроводник.



Рис. 2. Фото образца, установленного на держатель, с контактами для измерения вольт-амперных характеристик

В результате исследования была собрана статистика полученных структур, и проведено сравнение характеристик образцов с мировым уровнем. Таким образом, плотность критического тока полученных образцов J_c = 20-70 А/см² близка к литературным данным J_c = 80-250 A/см². Щелевое напряжение в пересчете на один контакт V_g = 0.26-0.38 мВ отличается от значений, приведенных в литературе: V_g = 1-1.4 мВ. Причины отличий будут выяснены в дальнейшем, но уже очевидно, что основные различия связаны с рекордной толщиной структур, максимальное напряжение, наблюденное в наших экспериментах, составляет 3 В, в то время как по литературным данным оно обычно не превышает 1 В. Увеличение толщины структур при наличии эффективной синхронизации динамики джозефсоновских вихрей в различных слоях BSCCO должно увеличить мощность генерации из таких структур, а также улучшить согласование структуры с внешним электродинамическим окружением.



Рис. 3. ВАХ мезаструктуры 1.g2 для различных температур (прямая и обратная ветки)

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 16-19-10478).

- U. Welp, K. Kadowaki, R. Kleiner // Nat. Photonics 7, 702 (2013).
- R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, P. Mueller // Phys. Rev. Lett. 68, 2394 (1992).
- 3. Ozyuzer L et al // Science 318, 1291 (2007).
- K. Yamaki, M. Tsujimoto, T. Yamamoto, A. Furukawa, T. Kashiwagi, H. Minami, K. Kadowaki // Opt. Express 19, 3193 (2011).
- T.M. Benseman, K.E. Gray, A.E. Koshelev, W.-K. Kwok, U. Welp, H. Minami, K. Kadowaki, T. Yamamoto // Appl. Phys. Lett. 103, 022602 (2013).
- E.A. Sobakinskàya, V.L. Vax, N.V. Kinev, V.P. Koshelets, H. Wang, Proc. 1st Russian Microwave Conf. 1015, (2013).
- L.S. Revin, V.L.Vaks, V.P. Koshelets, H. Wang, EPJ Web of Conferences 132, 03042 (2017).
- E.A. Vopilkin et al // Supercond. Sci. Technol. 28, 045006 (2015).

Терагерцовая фотопроводимость в YBa₂Cu₃O_{7-δ} вблизи температуры сверхпроводящего перехода

А.В. Галеева¹, А.Е. Парафин², Д.В. Мастеров², С.А. Павлов², А.Л. Панкратов², С.Н. Данилов³, Л.И. Рябова⁴, Д.Р. Хохлов^{1,5 §}

1 Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

3 Faculty of Physics, University of Regensburg, Universitaetstrasse 31, Regensburg, D-93053, Germany.

4 Химический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 3, Москва, 119991.

5 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., д. 53, Москва, 119991.

§khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе исследована фотопроводимость пленок YBa₂Cu₃O_{7-ξ} под действием импульсов мощного лазерного терагерцового излучения. Измерения проводились при температуре образцов вблизи критической. В оптимально допированных пленках при всех температурах вблизи перехода и на всех длинах волн обнаружена отрицательная фотопроводимость с затянутым фронтом и спадом, обусловленная стандартным болометрическим эффектом. Однако в недодопированных пленках в узком диапазоне температур несколько выше середины сверхпроводящего перехода наблюдалась также значительная положительная фотопроводимость, фронт которой не затянут относительно лазерного импульса. Обсуждаются возможные механизмы появления положительной фотопроводимости.

Введение

Ранее в легированных индием или галлием узкощелевых полупроводниках на основе теллурида свинца были обнаружены нетривиальные локальные электронные состояния, энергия фотоионизации которых исчезающе мала, а расположение в энергетическом спектре оказывается привязанным к положению квазиуровня Ферми [1]. Следует особо отметить, что такая ситуация является весьма необычной в физике твердого тела. Существует всего лишь несколько примеров эффектов, в которых щель в спектре одноэлектронных возбуждений открывалась бы на уровне Ферми. К числу таких эффектов относится сверхпроводимость.

Особый интерес представляют высокотемпературные сверхпроводники, классическим представителем которых является $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Температура сверхпроводящего перехода T_c и величина сверхпроводящей щели 2Δ в них зависит от степени допирования δ . При оптимальном допировании δ_{opt} значение T_c максимально и составляет около 91 К. При отклонении δ от δ_{opt} в большую или меньшую сторону величина критической температуры падает, однако области передопирования $\delta < \delta_{opt}$ и недодопирования $\delta > \delta_{opt}$ отличаются по своим свойствам. Так, для недодопированных образцов с недостатком кислорода при температурах, несколь-

ко превышающих критическую, в туннельных экспериментах наблюдается так называемая псевдощель, в то время как в образцах с избытком кислорода относительно оптимального допирования псевдощель не обнаруживается [2].

Целью настоящей работы было исследование свойств терагерцовой фотопроводимости в оптимально допированных и недодопированных образцах YBa₂Cu₃O_{7-δ} при температурах вблизи критической.

Результаты и обсуждение

Эпитаксиальные пленки YBa₂Cu₃O₇₋₈ толщиной 150 нм были синтезированы методом магнетронного напыления на сапфировой подложке с подслоем оксида церия. Исследуемые образцы в виде холловских мостиков размером 2*0.2 мм² были получены с помощью фотолитографии. Исследовались два изначально идентичных мостика, вытравленных из одного и того же образца. Изначально содержание кислорода в образцах соответствовало оптимальному допированию, критическая температура составляла 91 К, а ширина сверхпроводящего перехода составляла около 1 К. Для уменьшения содержания кислорода одна из пленок отжигалась при давлении ~ 1 торр и температуре 210°С в течение 120 минут. В результате критическая температура, определенная по середине сверхпроводящего перехода, уменьшалась до 87 К, а ширина перехода увеличивалась до 5 К. Температурная зависимость сопротивления обеих пленок представлена на рис. 1.



Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления оптимально допированного и недодопированного образца

Фотовозбуждение для исследований терагерцовой фотопроводимости осуществлялось с помощью импульсного газового лазера на длинах волн 90, 148 и 280 мкм. Длительность импульса составляла около 100 нс, мощность до 10 кВт. Фотопроводимость регистрировалась 4-зондовым методом. Температура образца изменялась от 75 до 95 К.

В случае оптимально допированного образца фотопроводимость наблюдалась при всех длинах волн возбуждающего излучения в узком диапазоне температур вблизи T_c. Важно отметить две особенности кинетики фотопроводимости. Во-первых, фотопроводимость является отрицательной, вовторых, кинетика фотоотклика несколько запаздывает относительно импульса фотовозбуждения.

Данные, полученные для недодопированного образца, представлены на рис.2. Если при температурах чуть ниже критической кинетика фотопроводимости аналогична кинетике для оптимально допированного образца, то при температуре несколько выше середины перехода на фоне отрицательной фотопроводимости наблюдается также положительный фотоотклик. Важно, что кинетика положительной фотопроводимости имеет существенно меньшие характерные времена. Сигнал положительной фотопроводимости быстро исчезает при увеличении температуры выше 89 К.

Отрицательная фотопроводимость, наблюдающаяся в обоих исследованных образцах, очевидно, обусловлена болометрическим эффектом. На это указывает, в частности, знак фотопроводимости. Действительно, при разогреве терагерцовыми импульсами сопротивление образцов должно возрастать, что ясно из вида температурной зависимости сопротивления. Кроме того, на болометрический механизм отрицательной фотопроводимости указывает запаздывание сигнала фотоотклика относительно возбуждающего импульса.



Рис. 2. Кинетика фотопроводимости недодопированного образца при различных температурах. Длина волны лазерного излучения 148 мкм

Положительная фотопроводимость, наблюдающаяся в верхней по температуре области перехода, очевидно, отвечает другому механизму. Малое время запаздывания относительно возбуждающего импульса говорит о том, что этот механизм, скорее всего, является чисто электронным. Кроме того, фотопроводимость является положительной и не может быть связана с разогревом. Наиболее вероятным в такой ситуации представляется рост концентрации носителей заряда под действием терагерцового импульса. Возникает вопрос, каким образом концентрация носителей заряда может увеличиться под действием терагерцового излучения. Естественным ответом является предположение о существовании локализованных одноэлектронных состояний вблизи энергии Ферми в недодопированном образце. Возбуждение таких состояний через сверхпроводящую щель и может привести к быстрой положительной фотопроводимости.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №16-12-10071.

- Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // УФН, Т. 184, 1033 (2014).
- М.В. Садовский // УФН. Т. 171, 539 (2001).

Сверхизлучательный фазовый переход в массивах джозефсоновских контактов

М.А. Галин¹*, В.В. Курин^{1,2}, А.М. Клушин¹, В.М. Краснов³

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 AlbaNova University Center, Stockholm University, SE-106 91 Stockholm, Sweden.

*galin@ipmras.ru

В результате измерений, проведенных над массивом ниобиевых джозефсоновских контактов, обнаружен излом на зависимости детектируемой мощности от числа активных контактов. Данный излом связывается с фазовым переходом массива контактов из некогерентного в когерентное (сверхизлучательное) состояние. Предположено, что эффект может быть описан в рамках теории химерных состояний в системах нелокально связанных осцилляторов. В связи с этим для модельной цепочки джозефсоновских контактов составлена система интегро-дифференциальных уравнений с нелокальной связью. Полученная система уравнений схожа по своему типу с ранее изученными системами, в которых при некотором значении параметров наблюдались химерные состояния.

Введение

Химерными называют особые состояния связанных осцилляторов, в которых одновременно существуют кластеры с когерентным и некогерентным режимом колебаний. Иначе говоря, в одном из кластеров осцилляторы взаимно синхронизованы, в то время как в другом наблюдается стохастическое поведение осцилляторов. Рост интереса к данному явлению начался около 15 лет назад благодаря работе [1], в которой было показано, что химерные состояния могут иметь место в системе идентичных осцилляторов с симметричными связями. За это время химерные состояния были теоретически и экспериментально обнаружены в различных физических и химических системах [2, 3]. Массивы джозефсоновских переходов в хорошем приближении также можно рассматривать как системы идентичных и симметрично связанных осцилляторов, однако, несмотря на их активное и длительное изучение [4], вопрос о существовании в них химерных режимов колебаний до сих пор не был подробно рассмотрен. Данная работа призвана заполнить этот пробел.

В работе описан один из результатов экспериментальных исследований массива ниобиевых джозефсоновских контактов, который указывает на возможное существование в массиве, при определѐнных условиях, химерного режима осцилляций. Далее, представлен вывод системы интегродифференциальных уравнений для переменной компоненты напряжения на каждом контакте. Показана аналогия этой системы с некоторыми другими системами уравнений, в которых при некотором значении параметров уже наблюдались химерные состояния.

Результаты измерений

На рис. 1(а) представлена серия ВАХ массива ниобиевых джозефсоновских контактов, измеренных при температуре 2–3 К. Массив содержит N = 9000последовательно соединенных контактов Nb-NbSi-Nb, расположенных на кремниевой подложке и сгруппированных в цепочки, имеющих форму меандра [5]. Рядом с образцом располагался детектор InSb, регистрирующий мощность излучения P массива. Сигнал на детекторе $U_{det} \sim P$ записывался в процессе многократного прохождения по ВАХ.

На рис. 1(б) представлена зависимость регистрируемой мощности от положения рабочей точки на обратной ветви ВАХ массива. В этой части ВАХ можно считать, что напряжение U пропорционально числу активных (осциллирующих) контактов N_a. Как видно из рис.1(б), при различных углах ориентации α детектора относительно плоскости образца зависимость $U_{det}(U)$ нелинейна. Начиная с $U \sim 1.2$ В наблюдается резкий рост сигнала на детекторе. Можно предположить, что с увеличением U, а значит и N_a, массив переходит из некогерентного $(P \sim N_a)$ в когерентное, сверхизлучательное, $(P \sim N_a^2)$ состояние. Тогда при промежуточных значениях N_a должны существовать химерные состояния, в которых кластеры синхронизованных джозефсоновских контактов соседствуют с кластерами, где контакты не синхронизованы.



Рис. 1. (а) Серия вольтамперных характеристик (ВАХ) массива джозефсоновских контактов, измеренных при угле ориентации детектора α = 45°. Стрелками указано направление изменения тока смещения. Цветом обозначен сигнал, принимаемый детектором в результате излучения контактов. (б) Зависимость детектируемого сигнала от напряжения на ВАХ при обратном ходе, обозначенным сплошной стрелкой на рисунке (а). Данные соответствуют двум разным углам α. (в) Модель цепочки джозефсоновских контактов (обозначены крестиками). Штриховка означает, что контакты находятся внутри волновода

Уравнение для модельной системы

Составим систему уравнений для какой-либо модели массива контактов, в которой возможно обнаружить химерные состояния. Рассмотрим цепочку из N контактов, соединенных последовательно в линию, имеющую форму меандра, рис.1(в). Для того чтобы связь между контактами была нелокальной, предположим, что контакты помещены в односвязный волновод, а частота джозефсоновских осцилляций ниже критической частоты волновода (см. рис.1(в)). Также будем считать, что все связи между контактами симметричны, т.е. выполняются периодические граничные условия на концах цепочки. Обычно расстояние между дискретными контактами много больше длины когерентности, что позволяет учитывать связь между контактами только по электромагнитному полю. Тогда, принимая резистивную модель джозефсоновского контакта, для напряжения U_n на n-ом контакте можно записать следующее уравнение:

$$C\frac{dU_n}{dt} + \frac{U_n}{R} + I_c \sin\left(\frac{2e}{h}\int U_n dt\right) =$$

$$= I + a\left(\sum_{m=n-p}^{n+p} U_m \exp\left(-b\left|m-n\right|\right) - U_n\right),$$
(1)

где I_c , R, C – параметры резистивной модели; I – ток смещения в массиве; a – коэффициент связи между контактами, пропорциональный индуцируемому переменному току; b – дальнодействие связи, пропорциональное волновому числу в линии; p – число влияющих соседних контактов слева и справа; e, h – известные фундаментальные постоянные. Учитывая, что n = 1, ..., N, имеем систему интегро-

дифференциальных уравнений для ансамбля нелокально связанных осцилляторов. Можно видеть, что система (1) имеет сходство с ранее изученными системами уравнений, в которых, при некотором диапазоне значений параметров, наблюдаются химерные состояния [1, 6]. Переменное число активных контактов, которое имело место в исследованном массиве, в данной модели может описываться неким усредненным коэффициентом связи *а*. Таким образом, анализ динамики ансамбля (1) должен выявить наличие химерных состояний при некоторых значениях параметров предложенной модели.

Авторы благодарят за частичную поддержку РФФИ, грант № 16-32-00686, и Swedish Foundation for International Cooperation in Research and Higher Education, Grant № IG2013-5453.

Литература

- Y. Kuramoto and D. Battogtokh // Nonlinear Phenom. Complex Syst., V. 5, 380–385 (2002).
- F. P. Kemeth, S. W. Haugland, L. Schmidt *et al.* // Chaos, V. 26, 094815 (2016).
- Z. G. Nicolaou, H. Riecke and A. E. Motter // Phys. Rev. Lett., V. 119, 244101 (2017).
- M. Darula, T. Doderer and S. Beuven // Supercond. Sci. Technol., V. 12, R1–R25 (1999).
- M. A. Galin, A. M. Klushin, V. V. Kurin *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 28, 055002 (2015).
- С.А. Богомолов, Г.И. Стрелкова, Е. Schöll, В.С. Анищенко // Письма в ЖТФ, Т.42, Вып. 14, 103 (2016).

Том 1

Исследование фазовых переходов соединения FeTe_{1-x}Se_x методом микроволнового поглощения

И.И. Гимазов^{1,*}, Н.М. Лядов¹, Ю.И. Таланов¹, Д.А. Чареев², А.Н. Васильев³

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Казань, 420029.

2 Институт экспериментальной минералогии РАН, Черноголовка, 142432.

3 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

*ubvfp94@mail.ru

Проведено сравнения транспортных свойств и микроволнового поглощения в кристаллах FeSe и FeTe_{1-x}Se_x. Некоторые особенности поведения микроволнового поглощения можно связать с возникновением нитевидной сверхпроводимости (T < 40 K) и флуктуациями нематического параметра порядка выше (T > 90 K).

Введение

Селениды железа (FeSe) и их производные $(FeTe_{1-x}Se_x, FeSe_{1-x}S_x)$ притягивают к себе интерес исследователей по нескольким причинам. Одна из них связана с обнаружением некоторых признаков сверхпроводимости выше температуры объемного сверхпроводящего перехода. В частности, в чистом FeSe посредством транспортных измерений такие признаки были обнаружены в области температур от $T_c = 8.3$ К до ~ 35 К [1]. Авторы показали, что наблюдаемые особенности не связаны со сверхпроводящими флуктуациями, и высказали идею о возникновении нитевидной сверхпроводимости в этой области температур. Ещè одно доказательство наличия такой необычной (необъемной) сверхпроводимости — это отсутствие мейснеровской фазы при температурах ниже критической температуры, определенной по зависимости R(T), в соединениях FeTe_{1-x}Se_x при x < 0.55 (см., например [2]). Другое интригующее свойство этих материалов заключается в наличии нематического порядка ниже определенной температуры (около 90 К для FeSe) и флуктуаций его параметра при более высоких температурах [3]. Некоторые авторы высказывают предположение о том, что эти флуктуации имеют отношение к механизму спаривания в селенидах железа [4]. Однако природа нематического упорядочения остается пока неясной. В настоящей работе мы попытались получить дополнительную информацию относительно вышеперечисленных проблем, используя как транспортные измерения на постоянном токе (R(T)), так и высокочастотный метод регистрации микроволнового поглощения (МВП)

 $(\sim 10^{10} \, \Gamma \mu)$. Так как в основе МВП, так же, как и в R(T), лежат омические потери, то из сравнительного анализа результатов таких измерений можно получить информацию о флуктуациях параметра порядка и других быстропротекающих процессах.

Экспериментальная техника

Для регистрации нерезонансного микроволнового поглощения в работе использовался ЭПР спектрометр BER-418s с рабочей частотой 9.3 ÷ 9.5 ГГц. Чтобы сохранить величину магнитного поля постоянной в ходе эксперимента, мы заменили магнитную модуляцию на модуляцию микроволнового поля, что позволяет использовать синхронный усилитель спектрометра. Регистрация амплитуды МВП проводилась при понижении и повышении температуры в интервале от 8 до 300 К. Образец при этом находился в резонаторе спектрометра с амплитудной микроволнового поля около 0.1 Э и направлением, параллельным или перпендикулярным плоскости аb кристалла. Постоянное магнитное поле имело фиксированное (~30Э) или нулевое значение. Его направление также можно устанавливать параллельно или перпендикулярно плоскости кристалла. Как было установлено во многих экспериментах, амплитуда микроволнового поглощения в нормальных проводниках (в отсутствии сверхпроводимости и флуктуаций) пропорциональна глубине скин слоя и $\sqrt{\rho}$ соответственно (ho – удельное сопротивление материала). Поэтому полезно проводить сравнение измерений МВП с результатами исследования сопротивления на постоянном токе. Мы проводили измерения температурной зависимости сопротивления образцов FeSe и $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$, используя стандартный четырехконтактный метод. Подключение токовых и потенциальных проводников к образцу производилось с помощью серебряной пасты.

Исследованные в настоящей работе монокристаллы $Fe_{1+y}Se$ и $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$, были выращены методом «раствор в расплаве в постоянном градиенте температур». Подробности процедуры выращивания опубликованы в работе [5]. Содержание селена в кристаллах $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$ изменялось в пределах от 10 до 55 %. Количество избыточного железа (*y*) было определено с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии на сканирующем электронном микроскопе Carl Zeiss EVO 50 XVP.

Результаты и обсуждение

Анализируя экспериментальные результаты, мы построили графики температурной зависимости сопротивления R(T) и квадрата амплитуды МВП (A_{mwa}^2) , который в простейшем случае пропорционален удельному сопротивлению, и сравнили их.



Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления и МВП для селенида железа

На Рисунке 1 приведены эти зависимости для кристалла FeSe. В диапазоне температур от сверхпроводящего перехода ($T_c \sim 8.5$ K) до 90 К наблюдается полное совпадение этих данных. Ниже T_c ход двух кривых отличается, так как в поглощение дают вклад не только омические, но и вихревые потери. При температурах выше 90 К также обнаруживается расхождение функций R(T) и $A_{mwa}(T)$. Можно предположить, что в МВП проявляют себя флуктуации нематического параметра порядка [3].

На Рисунке 2 приведены данные для селенида железа с теллуром. Активационный ход сопротивле-

ния и МВП вероятно обусловлен избытком железа (y > 0), которое значительно усиливает рассеяние носителей тока [6]. Расхождение между данными R(T) и МВП, которое наблюдается при температурах ниже 40 K, мы связываем с возникновением нитевидной сверхпроводимости [1] (она приводит к уменьшению поглощения в диапазоне $20 \div 40$ K) и сверхпроводящими флуктуациями при $T = 15 \div 20$ K. Влияние последних на МВП было рассмотрено в нашей предыдущей работе [7].



Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления и МВП для селенида железа с теллуром

Таким образом, сравнение данных по сопротивлению R(T) и микроволновому поглощению дает интересную информацию о состоянии и флуктуационных процессах в селенидах железа.

- A.A. Sinchenko, P. D. Grigoriev, A. P. Orlov, *et al.* // Phys.Rev.B 95, 165120 (2017).
- T. J. Liu, J. Hu, B. Qian, *et al.* // Nature Materials 9, (2010).
- Chih-Wei Luo, Po Chung Cheng, Shun-Hung Wang *et al.* // Quantum Materials 2, 32 (2017).
- 4. Qisi Wang, Yao Shen, Bingying Pan *et al.* // Nature Materials 15, (2016).
- D. Chareev, E. Osadchii, T. Kuzmicheva *et al.* // Cryst. Eng. Comm. 15, 1989 (2013).
- Y. Sun, T. Taen, T. Yamada, *et al.* // Phys. Rev. B 89, 144512 (2014).
- I.I. Gimazov, V.O. Sakhin, Yu.I. Talanov *et al.* // Appl. Magn. Reson. 48, 7 (2017).

Индуктивная связь между кристаллитами в сверхпроводящем кольце YBaCuO выращенном с применением нескольких зародышей

К.Д. Гольдштейн, Г.М. Шутов, С.А. Чурин^{*}

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. * churin@ipm.sci-nnov.ru

Показано, что использование нескольких зародышей для роста сверхпроводящего кольца YBaCuO позволяет получить в нем кольцевой ток. Найдено, что намагниченность кольца кроме отрицательной (диамагнитной) компоненты содержит положительную. Наблюдаемый эффект объясняется индуктивной связью между кристаллитами, из которых состоит сверхпроводящее кольцо YBaCuO.

Введение

Хорошо известно, что ВТСП материалы плавятся инконгруэнтно и в процессе спекания и кристаллизации ВТСП изделия получаются гранулярными с различной степенью дисперсности. Между сверхпроводящими областями в таких изделиях находятся нормальные прослойки толщиной сравнимой с постоянной решетки сверхпроводника. Электродинамика гранулярных сверхпроводников изучалось в работах [1-4]. Предложены различные модели намагничивания ВТСП изделий. Однако индуктивное взаимодействие между сверхпроводящими областями гранулярных сверхпроводников практически не рассматривалось. В настоящей работе представлены экспериментальные доказательства участия индуктивного взаимодействия между гранулами ВТСП сверхпроводников в формировании магнитного момента ВТСП изделий.

Методика и результаты эксперимента

Методом холодного прессования готовилось кольцо внешним диаметром 36 мм, внутренним 22 мм, высотой 25 мм из смеси 100 г $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta} + 30$ г $Y_2Ba_1Cu_1O_5 + 1$ г CeO₂. На поверхности загрузки размещалось 9 монокристаллических зародышей Sm₁Ba₂Cu₃O_{7-δ}. Зародыши представляли собой пластинки неправильной формы с латеральными размерами 1 – 2 мм и толщиной менее 0.5 мм. Поверхности зародышей были зеркальными с ориентацией

001 с полушириной кривой качания ≈ 0.5°. Кристаллизация загрузка велась на воздухе в муфельной печи шахтного типа при постоянной температуре 997°С в течение 30 часов, после чего печь выключалась. Остывание образца осуществлялось вместе с печью и длилось 24 часа. Образцы отжигались в токе кислорода. Рентгеноструктурный анализ показал, что закристаллизовавшаяся область является текстурой – ось с отклонялась от нормали к поверхности образца не более чем на 10°. С целью изучения поведения намагниченности кольца от величины внешнего магнитного поля кольно охлаждалось до 77 К в магнитном поле сверхпроводящего соленоида с вектором индукции В_о параллельным оси кольца. После охлаждения кольца магнитное поле плавно выключалось. Далее кольцо в жидком азоте переносилось в другое помещение, где с помощью датчика Холла находилось распределение по высоте индукции магнитного поля внутри кольца. Датчик Холла перемещался в жидком азоте по центру кольца. Размеры чувствительной зоны датчика Холла – 1 х 0.25 mm². С целью подчеркивания особенностей намагничивания сверхпроводящего кольца YBaCuO проводилось сравнение распределения по высоте величины индукции магнитного поля внутри сверхпроводящего кольца и катушки из 4 витков листовой меди, по которой пропускался ток 64 А. Толщина листа меди – 1 мм. Внешний и внутренний диаметры катушки из меди были такими как у кольца YBaCuO.



Рис. 1. Зависимость величины индукции магнитного поля внутри кольца YBaCuO (кривые 2÷6) и внутри медного соленоида (кривая 1) с током 64 А от высоты. Поле намагничивания кольца YBaCuO, Тл: 2 – 0.05; 3 – 0.1; 4 – 0.2; 5 – 0.4; 6 – 11

На рис. 1 приведено распределение индукции магнитного поля внутри сверхпроводящего кольца YBaCuO и катушки из листовой меди с током по высоте. Хорошо различаются области с положительной и отрицательной величиной индукции магнитного поля сверхпроводящего кольца. Область с положительным значением величины магнитного поля обусловлена сверхпроводящим кольцевым током. Видно, что с увеличением величины индукции поля намагничивания В_о величина диамагнитного тока растет до величины $\mathbf{B}_0 \approx 0.4$ Тл, рис. 2. Можно предположить, что эта величина внешнего магнитного поля близка к значению первого критического поля YBaCuO кристаллов. Далее начинается медленный спад намагниченности кольца. Линейная экстраполяция, показывает, что намагниченность кольца обращается ноль при внешнем поле намагничивания около 100 Тл. Область с отрицательной величиной индукции магнитного поля сверхпроводящего кольца (парамагнитная компонента намагниченности), рис. 1, возможно, обусловлена изменением магнитного поля диамагнитного тока в процессе уменьшения внешнего магнитного поля. Область с парамагнитной намагниченностью является крупнозернистым поликристаллом. В процессе охлаждения кольца YBaCuO в поле \mathbf{B}_0 в каждом из кристалликов начинает циркулировать диамагнитный ток. Однако, как только внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 в процессе его снижения становится меньше магнитного поля замкнутого по кольцу диамагнитного тока его магнитное поле начинает возбуждать в отдельных кристалликах поликристаллической области ток, который является причиной парамагнитной намагниченности сверхпроводящего кольца.



Рис. 2. Зависимость величины индукции магнитного поля внутри кольца YBaCuO от величины поля намагничивания

- И.Ф. Волошин, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский//Физика низких температур, 2010, т. 36, №1, с. 50-73
- С.В. Семѐнов, Д.А. Балаев, М.А. Почекутов, Д.А.Великанов//Физика твѐрдого тела, 2017, т. 59, вып.7, с.1267-1273
- М.А. Зеликман//Журнал технической физики, 2014, т.84, вып.11, с.31-36
- 4. Е.З. Мейлихов //УФН, 1993, 163, №3. С. 27.

Импульсное возбуждение в двухкубитных системах

Я.С. Гринберг^{1*}, А.А. Штыгашев¹

1 Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса 20, Новосибирск, 630073.

*greenbergy@risp.ru

В настоящей работе исследована временная динамика поглощения однофотонного импульса двумя кубитами, взаимодействующими с одномерным волноводом. Мы разработали теорию, которая позволяет в качестве начального условия использовать любые формы входного однофотонного волнового пакета, а также вычислить вероятность возбуждения каждого кубита и временную эволюцию прошедшего и отраженного сигналов. Численный расчет проведен для пакета гауссовой формы при разных параметрах частотной расстройки и временной ширины входного импульса. Показано, что в резонансном случае возможно формирование состояния двух кубитов с максимальной запутанностью.

Введение

Большинство протоколов записи и считывания информации в кубитных системах основано на последовательности возбуждающих и считывающих импульсов. В ряде работ исследовалась вероятность возбуждения однофотонным импульсом одного кубита. В этих работах показано, что максимальная вероятность возбуждения кубита зависит от фотонного состояния (когерентного или фоковского) а также от формы импульса [1]. Идеальное инвертирование кубита (вероятность 100%), отвечающее полному поглощению падающего импульса в некоторый момент времени, достигается только с помощью импульса специальной формы [2,3]. Вероятность возбуждения однофотонным гауссовым импульсом одного кубита в одномерном открытом волноводе не превышает 40% [4]. В работах [5, 6] рассматривалось импульсное возбуждение двухкубитных систем. В этих работах основное внимание уделялось исследованию проходящей и отраженной волны. В настоящей работе исследован процесс возбуждения однофотонным импульсом двух кубитов в одномерном волноводе. В отличие от работ [5, 6] мы основное внимание уделили динамическому поведению вероятности возбуждения каждого из кубитов. Показано, что вероятность резонансного возбуждения каждого из кубитов гауссовым пакетом не превышает 20%. Показана также возможность формирования при импульсном возбужмаксимально запутанных двухкубитных дении состояний.

Постановка задачи

Гамильтониан системы включает три элемента (здесь и далее $\hbar = 1$), описывающих,

соответственно, два кубита ($0.5\Omega_1\sigma_z^1 + 0.5\Omega_2\sigma_z^2$), волновод ($\sum_k \omega_k a_k^+ a_k$) и взаимодействие кубитов с волноводом

$$H_{\rm int} = \sum_{k} \left(g_{k}^{(1)} e^{-ikx_{1}} \sigma_{-}^{(1)} + g_{k}^{(2)} e^{-ikx_{2}} \sigma_{-}^{(2)} \right) a_{k}^{+} + c.c. \quad (1)$$

Кубиты фиксированы в точках x₁, x₂ на расстоянии d друг от друга. Волновую функцию системы запишем в виде суперпозиции трех состояний $|e_1g_20\rangle$, $|g_1e_20\rangle$, $|g_1g_2k\rangle$, в первых двух из которых один из кубитов находится в возбужденном состоянии $|e\rangle$, а другой в основном состоянии $|g\rangle$, и при этом фотон в волноводе отсутствует. В третьем состоянии оба кубита находятся в основном состоянии и в волноводе имеется один фотон.

$$\begin{aligned} \left|\Psi\right\rangle &= \beta_{1}(t)e^{-i\Omega_{1}t}\left|e_{1}g_{2}0\right\rangle + \beta_{2}(t)e^{-i\Omega_{2}t}\left|g_{1}e_{2}0\right\rangle \\ &+ \sum_{k}\gamma_{k}(t)e^{-i\omega_{k}t}\left|g_{1}g_{2}k\right\rangle \end{aligned} \tag{2}$$

Амплитуды возбуждения кубитов β_1 и β_2 определяются из уравнения Шредингера $id\Psi/dt=H\Psi$, которое в приближении Вигнера-Вайскопфа приводит к следующим уравнениям для амплитуд вероятности β_1 , β_2 :

$$\frac{d\beta_i}{dt} = -i\sqrt{\frac{\Gamma_i \mathbf{v}_g}{4\pi}} \sum_k \gamma_k(0) e^{-ikd/2} e^{-i(\Omega_i - \omega_k)t} - \frac{\Gamma_i}{2} \beta_i(t)$$

$$-\frac{\sqrt{\Gamma_i \Gamma_j}}{2} e^{-ik_j d} e^{i(\Omega_i - \Omega_j)t} \beta_j(t)$$
(3)

где i,j=1,2 и в одном уравнении $j\neq i$, $k_j=\Omega_j/v_g$, v_g групповая скорость света в волноводе, которую в последующих расчетах мы приняли равной скорости света в пустом пространстве. В уравнении (3) величины Γ_1 , Γ_2 представляют собой скорости спонтанного излучения соответствующего кубита. Величина $\gamma_k(0)$ в (3) представляет собой волновой пакет в k- пространстве в начальный момент времени. Для численных расчетов возьмем $\gamma_k(0)$ в виде гауссового пакета:

$$\gamma_{k}(0) = \left(\frac{2}{\pi\Delta^{2}}\right)^{1/4} \exp\left(i(k-k_{s})x_{0} - \frac{(k-k_{s})^{2}}{\Delta^{2}}\right)$$
(4)

где Δ - спектральная ширина пакета в k- пространстве, связанная с пространственной шириной пакета: $\sigma = \sqrt{2} / \Delta$, x₀- положение пакета на оси х в начальный момент времени, k_s= ω_s/v_g , где ω_s -частота заполнения фотонного импульса. Начальный пакет (4) нормирован на единицу: $\sum_k |\gamma_k(0)|^2 = 1$.

Результаты расчета и обсуждение

Ниже приведены результаты численного расчета временной динамики амплитуд возбуждения кубитов, описываемых уравнениями (3). Исходные параметры пакета (4): ∆=0.033 м⁻¹, что соответствует **σ**≅46 м и спектральной ширине пакета $\Delta \omega / 2\pi = \Delta v_{g} = 1.6$ МГц; $x_{0} = 300$ м. Все расчеты проведены для идентичных кубитов $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$, $\Gamma/2\pi = 1.6$ МГц; $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$, $\Omega/2\pi = 5$ ГГц находящихся в резонансе с частотой налетающего фотона Ω=ω_s при различных значениях расстояния между кубитами d. Отметим, что приведенные выше параметры кубитов характерны для сверхпроводниковых потоковых кубитов. На всех прилагаемых ниже рисунках временной масштаб $\tau = 10^{-7}$ с.



Рис. 1. Вероятность резонансного возбуждения двух кубитов однофотонным пакетом. *k*₁*d* << 1



Рис. 2. Временная зависимость реальной и мнимой частей амплитуд вероятности резонансного возбуждения кубитов. $k_1d = 0.5\pi$, Расстояние между кубитами d = 0.015 м

Из наших расчетов, частично представленных на Рис. 1-4, можно сделать следующие выводы. 1. Максимальная вероятность возбуждения двух ку-

битов в резонансном случае не превышает 0.2 для каждого из них. 2. Для неидентичных кубитов с $\Omega_1 \neq \Omega_2$ вероятность возбуждения кубита, находящегося в резонансе с частотой фотона ω_s , не превыша-0.4, что согласуется с [4]. 3. При ет $k_1 d = (2n+1)\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$ формируется максимально запутанное антисимметричное состояние $\operatorname{Re} \beta(t) (|g_1 e_2 \rangle - |e_1 g_2 \rangle)$ (Рис. 3), тогда как при $k_1 d = 2n\pi, n = 0, 1, 2.....$ формируется максимально запутанное симметричное состояние $i \operatorname{Im} \beta(t) (|g_1 e_2\rangle + |e_1 g_2\rangle)$ (Рис. 4).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 16-19-10069.



Рис. 3. Временная зависимость реальной и мнимой частей амплитуд вероятности резонансного возбуждения кубитов. $k_1 d = \pi$. Расстояние между кубитами d = 0.03 м



Рис. 4. Временная зависимость реальной и мнимой частей амплитуд вероятности резонансного возбуждения кубитов. $k_1d = 2\pi$. Расстояние между кубитами d = 0.06 м.

- Y. Wang, J. Minar, L. Sheridan, and V. Scarani\\ Phys. Rev. A83, 063842 (2011).
- [2] M. Stobi'nska G. Alber, and G. Leuchs\\ Europhys. Lett. 86, 14007 (2009).
- [3] E. Rephaeli, J.-T. Shen, and S. Fan \\ Phys. Rev. A82, 033804 (2010).
- [4] Y. Chen, M. Wubs, J. Mørk, and A. F. Koendrink. New J. Phys. 13, 103010 (2011).
- [5] J.-F. Huang, J.-Q. Liao, and C. P. Sun <u>W Phys.</u> Rev. A87, 023822 (2013).
- [6] S. Derouault and M. A. Bouchene\\<u>Phys. Rev.</u> A90, 023828 (2014).

Инициализация нелокальных состояний связанных джозефсоновских кубитов униполярными импульсами

М.В. Денисенко^{1, *}, Н.В. Клёнов²⁻⁴, А.М. Сатанин¹

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижегородская обл., Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23.

2 Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

3 Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

4 Московский технический университет связи и информатики Россия, 111024, г. Москва, улица Авиамоторная, д. 8а.

*mar.denisenko@gmail.com

Представлены результаты моделирования процессов инициализации скоррелированных (entanglent) состояний потоковых кубитов с использованием энергоэффективных устройств быстрой одноквантовой логики (резонаторов с джозефсоновской нелинейностью). Предполагается, что манипуляция состояниями производится униполярными электромагнитными импульсами полей (флаксонами), распространяющимися в джозефсоновских передающих линиях. Проанализировано влияние формы импульса и квантовых шумов на точность выполнения квантовых операций и найден оптимальный способ контроля и управления нелокальными перепутанными состояниями.

Введение

Современные технологии позволяют создавать высокодобротные сверхпроводниковые линии, связанные с джозефсоновскими кубитами со сравнительно большими временами декогерентности. Для записи заданных состояний кубитов используются модулированные раби-импульсы длительностью ~ 1-100 нс, что на три порядка меньше, чем времена декогеренции, составляющих несколько мкс. В этой связи существуют проблемы по реализации квантовых алгоритмов (многократных квантовых логических операций) над регистром связанных кубитов. В последние годы предложена методика управления джозефсоновскими кубитами на основе классических цепей одноквантовой логики [1], что позволяет расширить диапазон управления в субнанометровую область (пикосенкунды) и тем самым ускорить вычислительные возможности устройств сверхпроводниковой квантовой электроники.

В данной работе разработана методика осуществления быстрой одноквантовой логики пикосекундными импульсами на примере пары взаимодействующих джозефсоновских кубитов. Проанализировано влияние формы импульса и квантовых шумов на точность выполнения квантовых операций. Найден оптимальный способ контроля и управления нелокальными перепутанными состояниями попарно скоррелированных сверхпроводниковых кубитов с использованием устройств быстрой одноквантовой логики.

Основные уравнения

Гамильтониан системы двух связанных кубитов имеет вид:

$$H = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{1} + \varepsilon_{2} + J & \Delta_{2} & \Delta_{1} & 0 \\ \Delta_{2} & \varepsilon_{1} - \varepsilon_{2} - J & 0 & \Delta_{1} \\ \Delta_{1} & 0 & -\varepsilon_{1} + \varepsilon_{2} - J & \Delta_{2} \\ 0 & \Delta_{1} & \Delta_{2} & -\varepsilon_{1} - \varepsilon_{2} + J \end{pmatrix}$$
(1)

где $\Delta_2 = \Delta_1 + \delta \Delta$, где Δ_i – туннельные энергии одиночных кубитов (i = 1, 2), а $\delta \Delta$ – их «неидеальность», $\delta \Delta <<\Delta_i$, J – константа взаимодействия, $\varepsilon_{1,2}$ – управляющее униполярное воздействие с моментом включения $t = t_{in}$ и имеющее вид:

$$\varepsilon_{1}(t) = \varepsilon_{2}(t) = \begin{cases} A(t - t_{in})/t_{0}, t_{in} \leq t < t_{in} + t_{0}, \\ A, t_{in} + t_{0} \leq t \leq t_{off} - t_{0}, \\ A(t_{off} - t)/t_{0}, t_{off} - t_{0} < t \leq t_{off}, \end{cases}$$
(2)

Энергетический спектр и стационарные волновые функции для двух кубитов находятся решением уравнения Шредингера.

Обсуждение результатов

Как и в случае управления одиночным кубитом [3], рассмотрим воздействие на пару кубитов униполярного импульса (2). На эксперименте нетрудно управлять параметрами импульсов: *А* – амплиту-

дой, τ – длительностью и $t_{in, i}$, $t_{off, i}$ – временами начала и окончания воздействия, изменяя тем самым характер эволюции квантовой системы.

Будем считать, что в начальный момент времени системы «охлаждена», то есть находится в основном состоянии с энергией $E_1 = -0.5\sqrt{J^2 + (\delta\Delta + 2\Delta_1)^2}$. Пусть теперь на кубиты подаются два униполярных прямоугольных импульса (см. рис. 1), причем длительность одного из них будет зафиксирована. Назовем этот импульс контрольным и выберем его параметры согласно: $t = t_{in,1} = 1nc$, $t = t_{off,1} = 3nc$. Второй униполярный импульс с профилем $\varepsilon_2(t)$ – контролируемый – имеет задержку δ T относительно первого, то есть $t = t_{in,2} = t_{in,1} + \delta$ T. Будем импульса варьировать длительность (красная вертикальная линия на рис. 1) и изучать зависимости от реализации той или иной квантовой операции от δ T.



Рис. 1. Схема воздействия прямоугольных униполярных импульсов на связанные кубиты

Вероятности населенностей уровней W_i(t) находились решением нестационарного уравнения Шредингера при плавном сканировании по амплитуде сигнала и времени окончания контролируемого импульса. Были найдены диапазоны выполнения основных двухкубитных операций с достоверностью выполнения 98%. Для операции инверсии при перемагничивании системы $W_1(t_{in,1}) = 1$ \rightarrow $W_4(t_{off,2}) = 1$ диапазон амплитуд: 1.45 ГГц < *A* < 1.75 ГГц при 3 пс < *t*_{off,2} < 4.2 пс, что продемонстрировано на рис. 2 (а) для амплитуды и окончания воздействия внутри найденных интервалов. При заселении промежуточных уровней реализуются два максимально запутанных (белловских) состояния. При этом диапазон выполнения операции для инициализации второго нелокального состояния W₂(t): 1.5 ГГц < A < 1.75 ГГц при 5.5 пс < toff.2 < 6.5 пс, а для инициализации третьего состояния W₃(t): 2.75 ГГц < A < 3.25 ГГц при 2.5 пс < toff,2 < 3.5 пс. Характерные примеры возбуждения запутанных состояний продемонстрированы на рис. 2 (б) и (в). Заметим, что диапазоны выполнения операций в плоскости $W_i(A, t_{off,2})$ разнесены, что позволяет реализовать набор квантовых операций с хорошей точностью.



Рис. 2. Временная динамика вероятностей населенностей $W_i(t)$ уровней двух связанных кубитов при A = 1.6 ГГц и $t_{off,1} = 3.9$ пс (а); A = 1.58 ГГц и $t_{off,1} = 6$ пс (б); A = 3.15 ГГц и $t_{off,1} = 3$ пс (в). Синяя кривая характеризует поведение $W_1(t)$, красная – $W_2(t)$, зелѐная – $W_3(t)$, чѐрная – $W_4(t)$.Параметры системы: $\Delta_1=0.1$ ГГц, J = 0.01 ГГц, $\delta\Delta = 0.02$ ГГц, $t_0 = 0.01$ пс, $t_{in,1} = 1$ пс, $t_{off,1} = 3$ пс, $\delta T = 1$ пс , $\gamma_{1,2} = 0,0001$ ГГц

Таким образом, использование униполярных пикосекундных импульсов позволяет реализовать основные двухкубитные операции, включающие контролируемую генерацию белловских состояний.

Работа поддержана грантами РФФИ № 16-07-01012, № 18-07-01206 и №16-29-09515), а также проектной частью госзадания Минобрнауки РФ № 3.3026.2017/ПЧ.

- A. Herr *et al.* // Supercond. Sci. Technol. V. 20, S450 (2007).
- 2. M.O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997).
- N. V. Klenov *et al* .// Low Temperature Physics 43, 789–798 (2017).

Алгоритмическая симуляция динамики спиновых систем на сверхпроводниковом квантовом компьютере IBM

А.А. Жуков^{1, 2}, В.В. Погосов^{1, 3 *}, Ю.Е. Лозовик^{1, 4}

1 Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул. Сущевская, д. 22, г. Москва, 127005.

2 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш., д. 31, г. Москва, 115409.

З Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, д. 13, г. Москва, 125412.

4 Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, д. 5, г. Троицк, 142190.

*walter.pogosov@gmail.com

Реализованы несколько квантовых алгоритмов на реальном пятикубитном сверхпроводящем квантовом компьютере IBMqx4. Цель работы заключалась в моделировании свободной эволюции малых квантовых систем, начиная с разных начальных условий. Изучаемые системы представляют собой частицы со спином 1/2, взаимодействующие либо непосредственно, либо через бозонное поле, и могут быть описаны моделью центрального спина. Предлагается метод кодирования квантовых состояний частиц со спином 1/2 в квантовые состояния физических кубитов чипа с учетом ограничений топологии. Динамика реализуется алгоритмически, то есть посредством дискретных операций с использованием разложения Троттера. При одношаговом разложении обнаружено хорошее полуколичественное согласие экспериментальных данных и теории. В соответствии с теорией, запутанные начальные состояния с соответствующими фазовыми параметрами могут блокировать передачу возбуждений между различными подсистемами составной системы (деструктивная квантовая интерференция). Это явление можно интерпретировать в терминах светлых и темных состояний, известных из квантовая интерференция.

Введение

Одним из наиболее многообещающих приложений квантовых компьютеров является решение задач квантовой механики [1]. В данной работе представлены методы и результаты моделирования динамики спиновых систем на пятикубитном квантовом компьютере компании IBM, доступном через интернет с помощью облачного сервиса. Данные исследования позволяют протестировать возможности современных квантовых компьютеров, понять их ограничения и очертить перспективы дальнейшего развития.

Отображение моделируемой системы на квантовый процессор

Архитектура процессора IBMqx4 такова: центральный кубит может быть связан с помощью двухкубитных гейтов CNOT с четырьмя оставшимися кубитами. Наиболее очевидный подход - увязать эту топологию с моделью центральной спина, которая описывает ансамбль частиц со спинами 1/2, где центральная частица взаимодействует со всеми другими частицами. Взаимодействие между центральной частицей и частицами окружения может быть реализовано цифровым способом с использованием гейтов CNOT, которые связывают центральный кубит с четырьмя другими. СNOT между любыми двумя кубитами можно также использовать для построения запутанных квантовых состояний на этих кубитах.

Далее проанализируем свободную эволюцию системы при различных начальных условиях. В частности, будем рассматривать два начальных состояния термостата, характеризующихся квантовой запутанностью:

$$\psi_1 = \left| \downarrow \uparrow \right\rangle + e^{i\varphi} \left| \uparrow \downarrow \right\rangle, \qquad (\phi 1)$$

$$\psi_{2} = \left| \downarrow \downarrow \uparrow \right\rangle - 2e^{i\chi} \left| \downarrow \uparrow \downarrow \right\rangle + \left| \uparrow \downarrow \downarrow \right\rangle, \qquad (\phi 2)$$

каждое из которых зависит от своего фазового параметра. Первое из этих состояний является "темным" при $\varphi = \pi$ - населенность центрального спина должна оставаться постоянной во времени и равной нулю. При $\varphi = 0$ это состояние является "светлым". Аналогично, при $\chi = 0$ (π) второе состояние является "темным" ("светлым"). Зависимость динамики от фазового параметра может выступать в роли важного демонстратора квантовой запутанности и квантовой интерференции. В силу ограничений топологии, в наших симуляциях состояние (ф2) готовится на чипе с помощью дополнительной операции SWAP, реализующей квантовую телепортацию состояний двух кубитов.

Разложение Троттера

Динамика системы может быть симулирована с помощью разложения Троттера оператора эволюции системы, который действует на подготовленное начальное состояние системы [2]. При имплементации соответствующего алгоритма приходится использовать несколько десятков операций СNOT, каждая из которой имеет ошибку в несколько процентов. Это ограничивает весь алгоритм небольшим числом шагов Троттера. Зависимость от фазового параметра сохраняется вплоть до трех шагов Троттера, однако полуколичественное согласие между теорией и экспериментом достигается лишь на одном шаге.

Результаты

В качестве примера, на Рисунке 1 показана эволюция среднего значения населенности возбужденного состояния центральной частицы для начального состояния (ф2). Имеется хорошее полуколичественное согласие между экспериментом и теорией (Рисунок 2). Динамика населенности, вычисленная на квантовом компьютере, правильным образом зависит от фазового параметра. Однако чувствительность к фазовому параметру менее выражена для экспериментальных результатов по сравнению с теоретическими. В симуляциях населенность центрального спина оказывается отличной от нуля в начальный момент времени и достигает максимального значения ≈ 0,57 вместо правильного ≈ 0.95 . Тем не менее, динамика явным образом определяется квантовыми интерференционными эффектами, так что воспроизводятся основные свойства "темных" и "светлых" состояний.

Выводы

Результаты однозначно демонстрируют реализацию эффектов запутанности и квантовой интерференции в моделировании. Хотя результаты можно легко воспроизвести аналитически или с использоклассических компьютеров, ванием будущие устройства с десятками физических кубитов и улучшенным параметрами могут позволить решать такие задачи из области моделирования динамики квантовых систем, которые вряд ли могут быть решены с использованием более традиционных подходов из-за экспоненциального роста размерности гильбертова пространства. Наиболее критично это обстоятельство как раз для динамических задач.

Наиболее жестким ограничением на пути увеличения числа шагов Троттера сейчас является точность двухкубитных операций. По всей видимости, в настоящий момент более актуально не масштабирование систем в направлении сотен или тысяч кубитов, а улучшение качества этих операций, а также точности считывания состояний кубитов.

Авторы выражают признательность проекту IBM Quantum Experience.



Рис. 1. Зависимость населенности центральной частицы от времени при разных значениях фазового параметра в начальном состоянии (ф2). Результат алгоритмической симуляции на квантовом компьютере



Рис. 2. Зависимость населенности центральной частицы от времени при разных значениях фазового параметра в начальном состоянии (ф2). Теоретический результат (один шаг Троттера)

- S. Aaronson // Scientific American, V. 298, 62 (2008).
- I.M. Georgescu, S. Ashhab, and F. Nori // Rev. Mod. Phys., V. 86, 153 (2014).

Генерация квантовой запутанности в ансамбле сверхпроводниковых кубитов с помощью параметрических возбуждений

А.А. Жуков^{1,2}, С.В. Ремизов^{1,3,*}, Д.С. Шапиро^{1,3}, В.В. Погосов^{1,4}, Ю.Е. Лозовик^{1,5,6}

1 ВНИИА им.Н.Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055.

2 НИИЯУ МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

3 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

4 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412.

5 Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, Троицк, 142190.

6 МФТИ, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

*sremizov@gmail.ru

Рассмотрена диссипативная эволюция параметрически управляемой системы из двух сверхпроводниковых кубитов, взаимодействующих с микроволновым резонатором. Управление производится с помощью периодической модуляции энергии связи между двумя подсистемами, приводящей к усилению процессов, не сохраняющих числа возбуждений. Установлено, что диссипация энергии в одной из подсистем может усиливать квантовые эффекты в другой подсистеме. Например, распад возбуждений в резонаторе может стабилизировать запутанность и квантовые корреляции между кубитами даже в стационарном состоянии и компенсировать безизлучательный распад возбужденных состояний кубитов. Напротив, некогерентный распад возбужденных состояний кубитов усиливает квантовые эффекты в подсистеме фотонов, но подавляет квантовые корреляции в подсистеме кубитов.

Введение

Гибридные системы кубитов и резонаторов являются перспективными кандидатами для реализации квантовых вычислительных устройств [1,2].

Макроскопические квантовые системы и особенно сверхпроводящие джозефсоновские кубиты, связанные с резонаторами СВЧ-диапазона, характеризуются высокой степенью перестраиваемости и гибкости – различные эффективные параметры гибридной системы могут быть перестроены даже непосредственно во время эксперимента [3,4]. Эта возможность позволяет реализовать параметрические эффекты, которые едва ли можно активировать в естественных квантовых системах.

Для построения квантовых вычислительных и симуляционных устройств необходимо иметь, как минимум, несколько кубитов, квантовая запутанность которых выступает в качестве ключевого ресурса [5]. Можно ожидать, что связь с окружением, приводящая к декогеренции, всегда разрушает запутанность. Оказалось, однако, что это не так и конструирование термостата с заданными свойствами может быть применено для создания квантового запутывания между кубитами даже в стационарном режиме [6]. Имея в виду возможность активировать различные эффекты квантовой электродинамики в перестраиваемых искусственных квантовых системах, представляет интерес исследование динамики запутанности при параметрических возбуждениях разных типов. Так, в работе [7] рассмотрена генерация запутанности двух кубитов при неадиабатической модуляции частоты резонатора. Существенным недостатком такого подхода является тот факт, что хотя этот параметрический процесс способен создавать конечную квантовую согласованность, она остается слабой как в пределе слабого взаимодействия кубита и полости, так и в случае единичного переключения частоты резонатора.

Постановка задачи

В настоящей работе рассмотрен параметрический процесс, представляющий из себя периодическую модуляцию связи кубитов и резонатора в присутствии диссипации энергии. Для этого исследовался гамильтониан модели Дике для системы двух кубитов, связанных с одномодовым резонатором, при этом величина константы связи кубитами и резонатором считалась зависящей от времени. Для учета эффектов декогеренции нами использован формализм матрицы плотности, в рамках которого численно решалось уравнение Линдблада.

Величины параметров системы нами выбирались исходя из возможных практических реализаций подобных систем. Например, для реализации модуляции величины константы взаимодействия можно использовать потоковые кубиты с дополнительным СКВИДом или два сильно связанных зарядовых кубита (трансмона), на основе которых может быть создана одна эффективная двухуровневая система. Другой возможный вариант реализации основан на трехуровневой сверхпроводящей системе в режиме когерентной накачки.

Основываясь на полученном численном решении уравнения Линдблада, мы проанализировали динамику квантовой согласованности, являющейся мерой перепутанности между кубитами, и квантовую взаимную информацию, которая является мерой корреляции между ними. Для вычисления этих величин мы использовали стандартные выражения.

Для упрощения анализа динамики системы мы считали, что константа связи определяется двумя параметрами – амплитудами ее медленной (на нулевой частоте) и быстрой (на удвоенной частоте резонатора) Фурье-компонент. Это позволяет исследовать конкуренцию между процессами, сохраняющими число возбуждений и процессами, изменяющими это число на 2.

Результаты

Показано, что периодическая модуляция связи кубитов и резонатора позволяет генерировать довольно высокую запутанность двух кубитов даже в пределе слабого взаимодействия. Это является следствием резонанса между энергиями возбуждения кубитов и частотой резонатора, а также специальным выбором частоты модуляции. В зависимости от параметров системы и сигнала модуляции, запутанность может выжить и в установившемся (конечном) состоянии. Примечательно, что конечная величина затухания в резонаторе может помочь генерации стационарной запутанности кубитов. В рассмотренной нами системе эффективная компенсация потерь происходит из-за процессов, сопровождающихся одновременным возбуждением кубита и испусканием фотона из вакуума, что приводит к корреляции между таким фотоном и состоянием кубита. Однако если модуляция становится достаточно сильной (со знакопеременным сигналом), распад возбужденных состояний кубита приводит к усилению квантовых эффектов в фотонной подсистеме, таких как ускоренная генерация фотонов из вакуума, которая подавляет квантовую запутанность и корреляции внутри подсистемы кубитов.



Рис. 1. Цветовая карта для временной эволюции квантовой согласованности двух кубитов при различных значениях параметра *θ* – доли низкочастотной Фурье-компоненты параметра взаимодействия кубитов и резонатора при фиксированной величине релаксации резонатора

Стоит отметить, что как для эффективной генерации фотонов из вакуума, так и для создания запутанности кубитов существует оптимальная величина скорости релаксации в соответствующей квантовой подсистеме.

- L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta *et al.* // Nature 460, 240 (2009).
- Yu. Makhlin, G. Schion, A. Shnirman, // Reviews of Modern Physics, 73, 357 (2001).
- S. J. Srinivasan, A. J. Hoffman, J. M. Gambetta *et al.* // Physical Review Letters, 106, 083601 (2011).
- A. J. Hoffman, S. J. Srinivasan, J. M. Gambetta *et al.* // Physical Review B 84, 184515 (2011).
- L. Amico, R. Fazio, A. Osterloh *et al.* // Reviews of Modern Physics, 80, 517 (2008).
- S. Fedortchenko, A. Keller, T. Coudreau *et al.* // Physical Review A, 90, 042103 (2014).
- O. L. Berman, R. Ya. Kezerashvili, Yu. E. Lozovik // Physical Review A, 94, 052308 (2016).

Динамика мезоскопического ансамбля кубитов, связанных с резонатором: роль коллективных темных состояний

А.А. Жуков^{1,2,*}, Д.С. Шапиро^{1,3}, В.В. Погосов^{1,4}, Ю.Е. Лозовик^{1,5,6}

1 ВНИИА им.Н.Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055.

2 НИИЯУ МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

3 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

4 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412.

5 Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, Троицк, 142190.

6 МФТИ, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

*zugazoid@gmail.ru

Изучена динамика мезоскопического ансамбля кубитов, связанных с одномодовым резонатором. Рассмотрены эффекты беспорядка в частотах возбуждения кубитов в режиме слабого возбуждения. В частности, проанализировано, как образуются коллективные свойства такой связанной системы, когда число кубитов в ансамбле растет. Продемонстрировано существование ряда эффектов, которые могут использоваться для тестирования квантово-механических свойств ансамблей сверхпроводниковых кубитов, связанных с модой резонатора.

Введение

Контролируемое манипулирование квантовыми состояниями спин-фотонных гибридных систем привлекает значительный интерес исследователей, поскольку ансамбли спинов или атомов, взаимодействующих с квантованным электромагнитным полем, считаются перспективными кандидатами для реализации протоколов квантовой информатики и вычислительных устройств [1, 2]. Одним из наиболее важных применений таких систем является хранение квантовой информации [3]. Существуют различные физические реализации спинфотонных связанных систем, которые варьируются от сверхпроводящих кубитов, связанных с СВЧрезонаторами, до центров азотных вакансий (NV) в алмазе, и включают в себя даже гибридные схемы, объединяющие две или более физические системы [4]. Эффективные параметры современных спин-фотонных систем могут быть очень разными, а числа когерентно взаимодействующих спинов (кубитов) — велики. Например, типичное число NV-центров в ансамбле макроскопически велико, а связь одного центра с полостью очень слаба. Напротив, современные ансамбли сверхпроводящих кубитов ограничены десятками кубитов, в то время как взаимодействие между одним кубитом и микроволновым излучением может быть относительно сильным [4-6]. Тем не менее, любая искусственная физическая реализация характеризуется неоднородным уширением плотности состояний, то есть расщеплением частот возбуждения отдельных спинов. Уширение обусловлено фундаментальными механизмами: например, частота возбуждения сверхпроводящих потоковых кубитов экспоненциально зависит от энергий Джозефсона [7], что делает его очень чувствительным к характеристикам джозефсоновских переходов нанометрового масштаба. Для NV-центров неоднородное уширение возникает из-за неупорядоченного фонового магнитного поля [8].

Цель работы

Целью настоящей работы является изучение динамики неоднородно уширенных спиновых ансамблей мезоскопических размеров. Исследование особенно актуально для возможных реализаций таких ансамблей, связанных с микроволновыми резонаторами, в рамках сверхпроводниковой технологии (квантовый метаматериал) и, возможно, некоторых других будущих твердотельных реализаций. В частности, мы фокусируемся на переходной области между системой всего лишь нескольких кубитов и макроскопической системой и изучаем, как возникает общее динамическое поведение вдоль этого кроссовера. Это делается с использованием точного решения гамильтониана Дикке через подстановку Бете [9]. В работе рассматривается случай слабого возбуждения. Анализируются различные начальные условия и показывается, что они приводят к качественно разной динамике. Наш подход обеспечивает простое и ясное понимание основных особенностей динамики системы. Он позволяет получить прямой доступ к собственным состояниям Гамильтона, которые можно классифицировать как темные и светлые, и к их свойствам, а также изучить в явном виде роль таких состояний в динамике системы.

Результаты

Было обнаружено, что темные состояния, слабо связанные с фотонной модой, постепенно появляются и начинают играть очень важную роль при переходе от систем с несколькими кубитами к большим ансамблям. Их роль более важна для начальных условий, соответствующих возбуждениям внутри кубитной подсистемы. В частности, образование квазиконтинуума темных состояний приводит к стабилизации таких возбуждений, а их типичные времена релаксации возрастают с увеличением числа кубитов. Этот контр-интуитивный результат подчеркивает нетривиальную роль неоднородного уширения в мезоскопическом режиме. Более того, мы обнаружили, что некоторые коллек-

Литература

- A. Reiserer and G. Rempe, // Rev. Mod. Phys. 87, 1379 (2015).
- B. Hacker, S. Welte, G. Rempe, and S. Ritter, // Nature 536, 193 (2016).
- J. Nunn et al. // Phys. Rev. Lett. 101, 260502 (2008).
- 4. Ze-Liang Xiang, Sahel Ashhab, J. Q. You, and Franco Nori, // Rev. Mod. Phys. 85, 623 (2013).

тивные квантовые состояния, характеризующиеся конечным запутыванием спинов, могут быть еще более устойчивыми к влиянию окружающей среды по сравнению с одиночным спиновым возбуждением, и этот результат также оказывается неожиданным в связи с общей хрупкостью квантового запутывания. Мы полагаем, что эти теоретические предсказания могут быть использованы для исследования как когерентных, так и коллективных свойств мезоскопических ансамблей искусственных спинов, связанных с полостями.

Напротив, возбуждения в фотонной подсистеме поглощаются темными состояниями, но время от времени они возрождаются из подсистемы кубитов. Однако для больших ансамблей роль темных состояний в этом случае становится пренебрежимо малой, так что они более важны в мезоскопическом режиме, обеспечивая значительный вклад в динамику.

Наши результаты дают некоторое новое понимание физики гибридных систем кубитов и резонаторов, и могут иметь важное значение для инженерии и хранения квантовых состояний.

- 5. P. Macha, et al.// Nat. Commun. 5, 5146 (2014).
- A. M. Zagoskin, D. Felbacq, and E. Rousseau, // EPJ Quantum Tech. 3, 2 (2016).
- Yu. Makhlin, G. Schön, and A. Shnirman, // Rev. Mod. Phys. 73, 357 (2001).
- P. L. Stanwix et al. // Phys. Rev. B 82, 201201(R) (2010).
- 9. M. Gaudin, J. Phys. (Paris) 37, 1087 (1976).

Возможности масштабирования джозефсоновской магнитной памяти на основе слабо-ферромагнитного сплава Pd_{0.99}Fe_{0.01}

Л. Карелина¹, Аймен Бен Хамида², В. Чичков², В. Больгинов ^{1,3}

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский проспект, д. 4, Москва, 119991.

3 Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Россия.

Рассмотрены варианты миниатюризации элементов джозефсоновской магнитной памяти на основе SIsFS-контактов с туннельным и ферромагнитным барьером: переход к прямоугольной форме, разделение контакта на области 0- и пи-состояния и использование магниторезистивных эффектов в FSF-структурах. Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие возможности прямоугольных и мостиковых структур.

Интерес к изучению слабоферромагнитных сплавов на основе палладия обусловлен тем, что этот металл находится на грани магнитной нестабильности, и даже ничтожной концентрации магнитных примесей (сотых долей процента) достаточно для создания спонтанной намагниченности палладиевой матрицы при низких температурах [1]. Такие сильноразбавленные сплавы очень перспективны для использования в качестве джозефсоновских барьеров, поскольку малая концентрация магнитных примесей и слабое обменное взаимодействие обеспечивают протекание большого бездиссипативного тока через контакт. Еще одним важным свойством является планарная магнитная анизотропия тонких пленок PdFe, поскольку намагниченность PdFe-барьера может создавать существенный магнитный поток через сечение контакта. В результате, гистерезис на кривой перемагничивания M(H) преобразуется в гистерезисную зависимость критического тока образца от внешнего магнитного поля, что создает возможность для использования таких контактов в качестве джозефсоновской магнитной памяти [2], технологически совместимой с существующими реализациями быстрой одноквантовой логики. Частотная совместимость обеспечивается включением в контакт дополнительного туннельного барьера, отделенного от ферромагнетика тонким слоем сверхпроводящего ниобия [3].

Разработка практических устройств джозефсоновской магнитной памяти все еще требует решения технологических задач по ряду направлений: миниатюризация, адресация, быстродействие и т.д. Вопрос о миниатюризации является принципиаль-



Рис. 1. а) Полевая зависимость критического тока для SIsFS-контакта размером 10х30 мкм для магнитного поля, приложенного поперек длинной и короткой стороны. Стрелка указывают направление развертки магнитного поля. б) Изменение напряжения на SIsFS-контакте под действием намагничивающих импульсов. в) Зависимость сопротивления FSF-мостика PdFe-Nb-PdFe от магнитного поля, приложенного вдоль длинной стороны в плоскости образца. Стрелки показывают направление изменения магнитного поля, а также величину магнитных импульсов, необходимых для записи состояний «0» и «1». г.д) Схематическое изображение джозефсоновского IsF-барьера и FSF-мостика соответственно для двух цифровых состояний. Стрелки показывают направление намагниченности ферромагнитных слоев. Слой ниобия показан серым, туннельный слой AlOx – темно-зеленым, PdFe – малиновым.

но важным для разрабатываемых элементов, поскольку разность критических токов в цифровых состояниях определяется не величиной намагниченности барьера, а ее потоком через сечение контакта. Понятно, что разница критических токов в двух цифровых состояниях будет уменьшаться при миниатюризации ячейки памяти. На сегодняшний день мы видим 2 пути решения этой проблемы. Вопервых, это переход к прямоугольным элементам памяти, в которых информация кодируется не наличием/отсутствием намагниченности барьера, а направлением намагниченности по отношению к длинной стороне контакта. Минимальный размер длинной стороны определяется величиной намагниченности насыщения, а фундаментальных ограничений на размер короткой просто не существует. Дополнительным преимуществом данного метода является одинаковая величина импульса магнитного поля для записи обоих цифровых состояний, поскольку в обоих случаях прослойка намагничивается до насыщения. Пример реализации такого элемента приведен на рис. 1. При достаточно большой величине критического тока, собственное поле тока питания снимает вырождение критического тока по отношению к направлению намагниченности поперек длинной стороны и появляется возможность создания 3-значного логического элемента памяти (состояния «да», «нет», «не знаю»), который также актуален при разработке программного обеспечения.

Второй концепцией является использование эффектов близости. В работе [4] был предложен элемент памяти, в котором джозефсоновский барьер является ступенчатым: разделенным на области 0- и писостояния. Информация в этом случае кодируется направлением намагниченности по отношению к границе раздела, что позволяет увеличить разность критических токов в двух цифровых состояниях. Еще более перспективными являются элементы памяти, содержащие более одного ферромагнитного слоя, в которых цифровое состояние определяется взаимной ориентацией намагниченности магнитных слоев. Возможность реализации таких структур на основе столь слабого ферромагнетика как Pd_{0.99}Fe_{0.01} следует из проведенных нами экспериментов по изучению мостиковых FSF-структур. Мы изготовили серию FSF-мостиков с толщиной слоя сверхпроводника около 15 нм и толщиной

ферромагнитных слоев около 20 нм и около 50 нм. Мостики имели прямоугольную форму с размером короткой стороны 5-10 мкм и длиной 10-100 мкм, причем магнитное поле прикладывалось вдоль длинной стороны. Различная толщина ферромагнитных слоев приводит к различию их коэрцитивных полей согласно ранее проведенным экспериментам. Поэтому в ходе развертки магнитного поля от больших «положительных» к большим «отрицательным» значениям мы имеем диапазон полей с противоположной ориентацией намагниченности ферромагнитных слоев. Мы обнаружили, что в окрестности критической температуры при противоположной ориентации намагниченности наблюдаются минимумы магнитосопротивления, соответствующие усилению сверхпроводимости в ниобиевом слое (рис. 1в). Очевидно, что в этом поле намагниченности слоев направлены противоположно друг другу. Если в точке минимума изменить направление развертки магнитного поля, то эта ориентация сохранится, а напряжение на образце не будет изменяться. Зависимость напряжения на образце от магнитной предыстории образца позволяет использовать образец в качестве магнитного переключателя или элемента памяти, управляемого импульсами внешнего магнитного поля (рис. 1д). Полученные результаты дают основания рассчитывать на успешную реализацию концепции субмикронных сверхпроводниковых элементов памяти, основанных на использовании эффекта близости.

Доклад был представлен при поддержке грантов РФФИ 17-02-01270 (многослойные SIsFSконтакты) и РНФ 17-12-01079 (изучение мостиковых FSF-структур).

- C. Buscher, T. Auerswald, E. Scheer et.al. Phys. Rev. B 46, 983 (1992).
- В.В. Больгинов, В.С. Столяров, Д.С. Собанин и др. Письма в ЖЭТФ 95, с.408 (2012).
- T.I. Larkin, V.V. Bol'ginov, V.S. Stolyarov et.al. Appl. Phys. Lett. v.100, p. 222601 (2012).
- 4. I.A. Golovchanskiy, V.V. Bol'ginov, V.S. Stolyarov et.al. Phys. Rev. B 94, 214514 (2016)
- I.I. Soloviev, N.V. Klenov, S.V. Bakurskiy Appl. Phys. Lett. v.105 p. 242601 (2014).

Диссипативная динамика джозефсоновского осциллятора под действием переменного тока: захват в резонанс и квантовый аналог задачи Арнольда

Ч.С. Ким¹, Д.С. Пашин², А.М. Сатанин^{2,*}

1 Department of Physics, Chonnam National University, Gwangju 61186, Republic of Korea.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижегородская обл., Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23.

*sarkady@mail.ru

Развита теория захвата в квантовый резонанс диссипативного джозефсоновского осциллятора. Квантовый осциллятор описывается матрицей плотности, недиагональные элементы которой быстро осциллируют, а диагональные подчиняются уравнению Паули. Новый сценарий релаксации возникает при прохождении населенностями области вблизи классической сепаратрисы, где имеет место сгущение уровней и замедление скорости релаксации. Изучаются временные зависимости населенностей от номеров уровней. Обсуждается возможность наблюдения предсказанного эффекта в квантовых джозефсоновских цепях.

Введение

Джозефсоновские контакты (переходы) рассматриваются как перспективные кандидаты для создания кубитов и приборов для неразрушающих квантовых измерений [1]. В основе ряда устройств квантовых измерений лежат бистабильные (бифуркационные) элементы.

Как известно, в классическом режиме при определенных условиях накачки током нелинейный диссипативный осциллятор может испытывать бистабильное поведение: траектория диссипативного осциллятора в фазовом пространстве зависит от начальных условий и может оканчиваться в одном из двух фокусов, разделенных высоким энергетическим барьером [2]. При этом движение вблизи сепаратрисы, разделяющей фазовое пространство, сильно нестабильно. Именно это явление используется для реализации неразрушающих квантовых измерений, например, состояний кубита: амплитуда нелинейного осциллятора эволюционирует двумя путями и несет информацию о состоянии кубита. Поскольку процесс захвата в резонанс почти случайный, то этот процесс можно трактовать статистически. В нелинейной динамике задача о захвате в резонанс называется задачей Арнольда. Как оказалось, при омической диссипации вероятность захвата в одно из положений равновесия в классике определяется площадью области в фазовом пространстве, заметаемой сепаратрисой, а в квантовойчислом уровней в прилегающих ямах [3,4].

В данной работе представлены результаты анализа квантовой диссипативной динамики джозефсоновского осциллятора. Релаксация квантовых систем впервые рассматривалась в известных работах Ландау и Паули. Стандартный сценарий затухания возбуждений в многоуровневых квантовых системах сводится к следующему: недиагональные элементы матрицы плотности затухают быстро, а диагональные (населенности уровней), подчиняющиеся уравнению Паули, релаксируют медленно. Существуют ситуации, когда возможно замедление релаксации, например, как это имеет место в джозефсоновском осцилляторе. Отметим, что поиск условий замедления релаксации квантовых систем имеет важное значение для устройств квантовых информационных технологий.

Квантовая теория диссипативного осциллятора

Гамильтониан осциллятора имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2J} + E_J \left(1 - \cos \hat{\varphi} \right) - \frac{\hbar}{2e} I(t)\hat{\varphi}$$
(1)

где $J = C(\hbar/2e)^2$, С – ѐмкость перехода, E_J джозефсоновская энергия, $I(t) = I_C f \cos \omega t$ - ток накачки, $[\hat{\varphi}, \hat{P}] = i\hbar$. Далее выполняются следующие действия: сохраняем только слагаемые ~ $\hat{\varphi}^4$ в разложении $\cos \hat{\varphi}$; переменные $\hat{\varphi}$ и \hat{P} выражаем через операторы рождения и уничтожения соотно-

Том 1

шениями: $\hat{\varphi} = \sqrt{\hbar/2J\omega_{J}}(\hat{a} + \hat{a}^{\dagger})$ и $\hat{P} = -i\sqrt{\hbar J\omega_{J}/2}(\hat{a} - \hat{a}^{\dagger});$ совершаем каноническое преобразование (1), сводящее его к эффективному гамильтониану:

$$\hat{H}_{e} = \hbar \left(\omega_{J} - \omega \right) \hat{a}^{\dagger} \hat{a} - \hbar^{2} \left(\hat{a} + \hat{a}^{\dagger} \right)^{4} / 4 \left(2J \right)^{2}$$

$$-f \sqrt{\hbar / 2J \omega_{J}} \left(\hat{a} + \hat{a}^{\dagger} \right).$$
(2)

В классическом пределе линии уровней (2) (квазиэнергии) изображены на Рис. 1.



Рис. 1. Два типа фазовых траекторий (а) и (b) на квазиэнергетической поверхности, разделенных сепаратрисой

В квантовом случае квазиэнергетичекие уровни представлены на Рис. 2, а на вставке - показаны «дублетные» уровни в области квазиэнергии, соответствующей сепаратрисе.



Рис. 2. Квазиуровни джозефсоновского осциллятора

Диссипация обусловлена взаимодействием осциллятора с бозонными осцилляторами, которые линейно связаны с исходным гамильтонианом. В данном случае необходимо более точно учесть влияние переменного поля на интеграл столкновений в кинетическом уравнении. Как и в случае замкнутой системы можно выполнить усреднения по быстрым переменным и выделить уравнения для диагональных элементов матрицы рассеяния, что приведет к уравнению Паули:

$$\frac{\partial P_n}{\partial t} = \sum_m W_{m \to n} P_m - P_n \sum_m W_{n \to m} , \qquad (3)$$

где $W_{m \to n}$ вероятность перехода системы из состояния $|m\rangle$ в состояние $|n\rangle$ в единицу времени. Новый сценарий релаксации возникает при прохождении населенностями области вблизи классической сепаратрисы, где имеет место сгущение уровней и замедление скорости релаксации. Ответим, что в силу сгущения уровней $W_{m \to n}$ имеет также нетривиальную температурную зависимость. Поведение вероятности нахождения частицы в области внутренней области (см. Рис.1 b) от времени для различных температур представлено на Рис. 3.



Рис. 3. Зависимость вероятности захвата во внутреннюю область сепаратрисы от времени для разных температур

Численное решение (3) показало, что отношение вероятностей захвата в резонанс в квантовом случае пропорционально отношению квазиуровней, которое можно приближенно сопоставить областям, охватываемым сепаратрисой в пренебрежении туннельными переходами. Отмеченный эффект может быть наблюден на эксперименте по временным и температурным измерениям частоты скачков между бистабильными состояниями осциллятора.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ № 16-07-01012, № 18-07-01206 и ГЗ МО РФ №3.3026.2017/ПЧ.

- 1. N. Boulant, et al.// Phys. Rev. B. 76, 014525 (2007).
- Н.Н. Боголюбов, Ю.А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974.
- C.S. Kim, D.S. Pashin, A.M. Satanin// Lobachevskii J. Math. 38, 931 (2017).
- Ч.С. Ким, Д.С. Пашин, А.М. Сатанин // Вычислительные технологии в естественных науках. Методы суперкомпьютерного моделирования. Под ред. Р.Р. Назирова и Л.Н. Щура, Ч. 4. С. 120. М.: ИКИ РАН, 2017.

Линзовая щелевая антенна для джозефсоновского широкополосного генератора ТГц диапазона

Н.В. Кинев^{1, *}, К.И. Рудаков^{1, 2, 3}, А.М. Барышев³, В.П. Кошелец¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 стр.7, Москва, 125009.

² Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701.

³ Университет Гронингена, Гронинген, Нидерланды.

*nickolay@hitech.cplire.ru

Предложена схема генератора терагерцового (ТГц) диапазона на основе распределѐнного туннельного СИС-перехода, в которой генератор интегрирован на одной микросхеме с планарной щелевой передающей антенной на кремниевой линзе и излучает сигнал в открытое пространство. Предложены и численно рассчитаны несколько конструкций щелевой антенны, согласованной (по входу) с джозефсоновским генератором и (по выходу) с кремниевой эллиптической линзой. Представлены результаты расчѐтов согласования выходной мощности генератора с антенной различных конструкций, рассчитанных на три частотных диапазона: 250-410 ГГц, 330-570 ГГц и 420-700 ГГц; рассчитаны диаграммы направленности и импеданс антенн.

Введение

Одной из проблем современной радиофизики, астрономии и спектроскопии является отсутствие широкополосных источников в ТГц области частот. Генератор на основе сверхпроводникового туннельного СИС-перехода с геометрической длиной много больше джозефсоновской длины представляется перспективным источником в ТГц диапазоне. Такой генератор на основе туннельных структур Nb/AlOx/Nb и Nb/AlN/NbN обладает широкой рабочей полосой от 200 до 750 ГГц, что составляет порядка 100% от центральной частоты, и до настоящего момента применялся исключительно в качестве гетеродина в составе интегральных приемных схем для накачки детектора. Неизвестны работы с попыткой вывода его излучения в открытое пространство, такая работа представляется целесообразной и интересной с практической точки зрения, поскольку генератор обладает сверхширокой рабочей полосой, достаточно прост в эксплуатации, относительно недорогой в изготовлении по сравнению с другими ТГц источниками и имеет достаточную мощность для решения многих практических задач - гетеродинное детектирование, спектроскопия газов.

Концепция ТГц генератора

Принцип работы генератора на основе распределѐнного СИС-перехода подробно описан в классических работах (например, [1]), его современные характеристики в составе сверхпроводникового интегрального приемника диапазона 450-650 ГГц представлены в работе [2]. Так, на сегодняшний день диапазон генерации одного образца генератора на основе Nb/AlN/NbN размером 400x16 мкм² составляет от 200 до 750 ГГц с шириной линии генерации порядка 1 МГц, при этом верхняя граница области генерации ограничена половиной энергетической щели сверхпроводника, образующего линию передачи, и потенциально может составлять до 1 ТГц. Частота генерации определяется фундаментальным соотношением Джозефсона $hf = 2eV_{DC}$, где V_{DC} – постоянное напряжение на переходе. Для стабилизации частоты излучения и синхронизации мощности в центральном пике используется система ФАПЧ, которая сужает фактическую ширину линии до величины порядка 1 Гц и собирает до 97% мощности излучения в пике.

Ключевая идея конструкции генератора в данной работе заключается в том, что генератор интегрирован с передающей антенной на одной микросхеме (рис. 1а), которая размещается на поверхности собирающей эллиптической линзы из кремния (рис. 1б). Таким образом, основная задача заключается в согласовании по мощности генератора с квазиоптической антенно-линзовой системой, а также в создании требуемой диаграммы направленности излучения.



Рис. 1. а – схематичное изображение планарной интегральной структуры ТГц генератора (1) на основе распределѐнного СИС-перехода, согласованного посредством микрополосковой линии (2) с щелевой антенной (3). Щелевая структура создана в слове металлизации (4), который является также нижним электродом Микрополосковой линии. б – схематичное изображение микросхемы (1) с планарной интегральной структурой генератора и антенны (а), размещѐнной в дальнем фокусе (2) кремниевой линзы (3). Рисунки (а), (б) выполнены не в масштабе, размеры и пропорции элементов не соблюдены

Результаты численного расчёта

Расчеты согласования генератора с антенной по мощности и излучающей структуры антенн проводились в специализированной программе трехмерного численного моделирования CST Studio. На рис. 2 представлены результаты расчета согласования по мощности для трèх конструкций антенн, рассчитанных на центральные частоты 350 ГГц, 450 ГГц и 600 ГГц, - показан процент мощности излучения в открытое пространство от полной выходной мощности генератора. Более 70% мощности излучается антеннами в диапазонах 250 - 410 ГГц, 330 - 570 ГГц и 420 - 700 ГГц, при этом характер зависимости достаточно равномерный в окрестности центральной частоты. На рис.3 показаны диаграммы направленности антенн центральной частоты 450 ГГц и 600 ГГц, подавляющая часть мощности сосредоточена в центральном лепестке. Набор диаграмм на разных частотах рабочего диапазона показывает, что мощность боковых лепестков уменьшается при приближении к центральной частоте диапазона. Все расчеты производились без учèта линзы, добавление линзы к антенне существенно уменьшает ширину и увеличивает мощность центрального лепестка диаграммы, при этом физически не влияет на зависимость из рис. 2. Следующим этапом работы должно стать изготовление рассчитанных сверхпроводниковых структур и экспериментальные исследования генератора.



Рис. 2. Доля мощности, излученной антенной трех различных конструкций, в полный телесный угол 4т



Рис. 3. Диаграммы направленности антенн диапазона 330 - 570 ГГц на частоте 500 ГГц и 420 - 700 ГГц при 650 ГГц

Предложенный ТГц генератор на направленном потоке джозефсоновских вихрей (флаксонов) представляется интересным решением ТГц источника для круга задач, где требуется широкая рабочая полоса перестройки и стабильность, при этом не требуется высокая мощность.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20343).

- T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Iri, K. Yoshida. // J. Appl. Phys., V. 54., P. 3302 (1983)
- G.de Lange, D. Boersma *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 23, 045016 (2010).

Анизотропия эффекта Холла в квазидвумерном электронно-легированном сверхпроводнике Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ}

А.С. Клепикова¹*, Н.Г. Шелушинина¹, Д.С. Петухов¹, Т.Б. Чарикова^{1, 2}, А.А. Иванов³

1 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137.

2 ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина», ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

3 Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Каширское ш, 31, Москва, 115409.

*klepikova@imp.uran.ru

Представлены результаты исследования эффекта Холла электронно-легированного сверхпроводника Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ} на границе квантового фазового перехода антиферромагнетик (AΦM)-сверхпроводник (CП) (0.135 ≤ x ≤ 0.15) в проводящих плоскостях CuO₂ и в направлении, перпендикулярном плоскостям CuO₂. Экспериментально обнаружено, что величина коэффициента Холла между проводящими плоскостями на два порядка больше, чем в проводящих плоскостях во всем диапазоне температур, что обусловлено некогерентным характером переноса носителей заряда в направлении оси *с*.

Введение

Проблема анизотропии удельного сопротивления в нормальном состоянии систем оксидов меди давно привлекает внимание исследователей. Сопротивление в разных направлениях отличается не только величиной, но и характером температурной зависимости. Металлическое поведение ($d\rho_{ab}/dT$ >0) в проводящих плоскостях и неметаллическое поведение ($d\rho_c/dT$ <0) в с-направлении является предметом исследования теоретиков [1], поскольку оно может дать указания на модели, описывающие удельное сопротивление купратов в нормальном состоянии.

Неметаллическая проводимость вдоль оси с в сочетании с металлической проводимостью в плоскости аb при сильной анизотропии проводящих свойств неоднократно наблюдалась в недолегированных и оптимально легированных дырочных ВТСП [2] и является свидетельством квазидвумерности оксидных систем, состоящих из высокомобильных слоев CuO₂, разделенных буферными слоями [1].

Методика эксперимента

Методом импульсного лазерного осаждения [3] были синтезированы эпитаксиальные монокристаллические пленки $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}/SrTiO_3$ с x=0.135, 0.145 и 0.15 (недолегированная и оптимально легированная (T_c^{max}) области фазовой диаграммы соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$) с ориентацией (001) -

с-ось перпендикулярна подложке SrTiO₃ и (110) - *с*-ось параллельна плоскости подложки.

Соединение $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ - это сверхпроводник с электронным типом проводимости. В результате оптимального легирования (x=0.15) и отжига ($\delta \rightarrow 0$) кристаллическая структура представляет собой набор проводящих плоскостей CuO₂, находящихся на расстоянии 6 Å друг от друга. Соединение обладает ярко выраженными двумерными свойствами – в том числе, квазидвумерным характером переноса заряда.

Исследованное соединение $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ характеризуется способностью обратимо поглощать и выделять кислород. Оптимальное содержание кислорода в элементарной ячейке, а, следовательно, и максимальная T_c наблюдается, когда $\delta \rightarrow 0$.

Измерения сопротивления Холла $\rho_{xy}(T,B)$ были проведены на установке Quantum Design PPMS 9 и в соленоиде "Oxford Instruments" (ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН).

Результаты и обсуждение

Проведенное в [4] исследование температурных зависимостей продольного сопротивления ρ_{xx} в стехиометрических соединениях Nd_{2-x}C_{ex}CuO_{4+ δ} на границе перехода АФМ-СП (0.135 $\leq x \leq$ 0.15) указывает на наличие некогерентного переноса носи-

телей заряда в направлении оси с (прыжковая проводимость между проводящими плоскостями).

Целью данной работы является исследование сопротивления Холла ρ_{xy} в плоскости CuO₂ и между плоскостями CuO₂ для анализа анизотропии переноса носителей заряда в области перехода от A Φ M + CП фазы (недолегированная область) до CП - фазы (оптимально легированная область)

Температурная зависимость коэффициента Холла в пленках с различной ориентацией оси *с* (001) и (110) представлена на рисунках 1 и 2.



Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла в плоскости ($R_{\rm H}^{\rm ab}$) при B=1T в монокристаллических пленках Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ} с 0.135 ≤ x ≤ 0.15

Коэффициент Холла $R_{\rm H}^{ab}$ отрицателен в температурном интервале T=(1.8 - 300) К для всех исследованных пленок и его модуль увеличивается с ростом температуры. Более того, $|R_{\rm H}^{ab}|$ уменьшается с увеличением уровня легирования, поэтому в рамках однозонной модели (n = 1/eR_H) при T = 77K:

$$n_{(x=0.135)}=3.05\cdot10^{21}$$
 1/cm³;

 $n_{(x=0.145)}=6.25 \cdot 10^{21} 1/cm^3;$

 $n_{(x=0.15)}=2.16\cdot10^{22}$ 1/cm³.

Уменьшение $|R_{\rm H}^{ab}|$ с увеличением уровня легирования указывает на дополнительный вклад носителей заряда второго типа (дырок) за счет реконструкции поверхности Ферми.

Экспериментально обнаружено, что величина коэффициента Холла между проводящими плоскостями $|R_{\rm H}^{\rm c}|$ на два порядка больше, чем $|R_{\rm H}^{\rm ab}|$ в проводящих плоскостях во всем диапазоне температур, и формально определенная из $R_{\rm H}^{\rm c}$ в рамках однозонной модели концентрация электронов находится в диапазоне п $\cong 10^{19}$ - 10^{20} см⁻³.



Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла между плоскостями (R_{H}°) при B=1T в монокристаллических пленках Nd_{2-x}Ce_xCuO₄₊₆ с 0.135 $\leq x \leq 0.15$

Однако, известно, что в режиме прыжковой проводимости коэффициент Холла не дает информации о концентрации носителей, и требуются дополнительные исследования природы эффекта Холла при движении носителей заряда в направлении оси с.

Магнитополевые исследования коэффициента Холла обнаруживают нетривиальное поведение $R_{\rm H}^{\ ab}$ и $R_{\rm H}^{\ c}$ в смешанном состоянии в отличие от нормального состояния, что может быть связано с вкладом топологически защищенных вихревых состояний.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда грант №17-12-01002.

- M.V. Sadovskii, Superconductivity and Localization, World Scientific, (2000).
- T Ito, H Takagi, S Ishibashi et al. // Nature, 350, 596 (1991).
- T.B. Charikova., N.G. Shelushinina., et all // Solid State Phenomena, V. 215. P. 77-82 (2014).
- 4. N. G. Shelushinina, A. S. Klepikova, D.S. Petukhov et all // Journal of Physics: Conference Series, in press.

Низкотемпературная сканирующая лазерная микроскопия массивов ниобиевых джозефсоновских контактов

А.М. Клушин^{1, *}, М.А. Галин¹, В.В. Курин¹, V.M. Krasnov², F. Rudau³, R. Kleiner³

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

2 Department of Physics, Stockholm University, AlbaNova University Center, SE-106 91 Stockholm, Sweden

3 Physikalisches Institut and Center for Quantum Science (CQ) in LISA+, Universität Tübingen, D-72076 Tübingen, Germany

*a_klushin@ipmras.ru

Исследованы массивы ниобиевых джозефсоновских контактов Nb-NbSi-Nb в диапазоне температур 3–7 К с помощью низкотемпературного лазерного микроскопа. Проведенный анализ полученных сканов позволил оценить разброс критических токов контактов, изучить структуру возбуждаемого ими поля, а также выявить особенности взаимодействия контактов. В частности, в исследуемых массивах удалось наблюдать наличие стоячих волн джозефсоновского излучения, а также наблюдать связь между соседними цепочками контактов, которая обеспечивается электромагнитной волной, распространяющейся в подложке из кремния.

Введение

В работе [1] было зафиксировано когерентное излучение из массива джозефсоновских контактов в диапазоне частот от 0.1 ТГц до 0.3 ТГц. Было показано, что в многоконтактной схеме возникают как стоячие, так и бегущие волны. Частоты стоячих волн связаны с резонансными свойствами полосок из джозефсоновских контактов, длина которых определяется расстоянием между контактными площадками. Целью работы является визуализация стоячих волн в массиве джозефсоновских контактов методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии [2].

Результаты измерений и их интерпретация

Исследованный образец был изготовлен в РТВ Вraunschweig [3] и представлял собой 5 последовательно соединенных цепочек джозефсоновских контактов Nb-NbSi-Nb, расположенных на подложке из кремния размером 10×10 мм (рис.1). Каждая цепочка включала 332 планарных контакта, размер отдельного контакта составлял 8×8 мкм, общее число контактов в массиве N = 1660. Для исследования образца методом низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии образец устанавливался в проточный оптический криостат и охлаждался до температуры 6 К. На одну или несколько цепочек контактов подавался постоянный ток смещения I и измерялось возникающее на массиве напряжение U. Затем поверхность образца в облас-



Рис. 1. Исследованный массив, состоящий из 5 последовательно соединенных цепочек джозефсоновских контактов. Прямоугольники в углах рисунка – контактные площадки. Волнистыми линиями обозначен разрыв в рисунке

ти контактов сканировалась сфокусированным лазерным лучом. Одновременно с этим регистрировалось изменение напряжения на массиве ΔU , которое являлось результатом локального нагрева контактов.

На вольтамперной характеристике исследованного образца имеются ступени Шапиро, возникающие в результате взаимодействия собственного излучения с переменным джозефсоновским током [1]. На рис. 2 приведены сканы ΔU , снятые при двух токах смещения, соответствующих центрам двух ступеней Шапиро, причем смещение было подано на все цепочки контактов (на этом и следующем рисунках сканы сильно растянуты по высоте для наглядности). На сканах резко выделяются прямоугольные области, составляющие цепочки контактов. Это топ-электроды, содержащие по два джозефсонов-



Рис. 2. Сканы, полученные при смещении всех цепочек контактов. Скан *(а)* соответствует току смещения *I* = 2.17 мА, скан *(б)* – *I* = 2.37 мА

ских контакта и имеющие длину 30 мкм. Видно, что вдоль внутренних цепочек регистрируемый сигнал ΔU периодически меняется с пространственным периодом примерно L/2, где L – ширина скана по горизонтали (рис.2). Мы предполагаем, что данный период связан с длинноволновыми осцилляциями вдоль цепочек контактов. Если считать, что наблюдается стоячая волна, то пространственный период нужно увеличить в два раза, чтобы получить длину бегущей волны, тогда $\lambda_{скан} = L = 910$ мм. Для скана, соответствующего току I = 2.37 мА, сравним полученное значение с длиной волны Λ на поверхности подложки, которая рассчитывается по формуле:

$$\Lambda = \frac{c}{\left(2e/h\right)\left(U/N\right)\sqrt{(\varepsilon+1)/2}} \,. \tag{1}$$

где *c*, *e*, *h* – известные фундаментальные постоянные. Учитывая, что напряжение смещения в выбранной точке ВАХ U = 412 мВ, а диэлектрическая проницаемость подложки $\varepsilon = 11.9$, из (1) получим: $\Lambda = 990$ мкм $\approx \lambda_{cкан}$. Дискретность сканов не позволяет оценить $\lambda_{скан}$ точнее, но из рис. 2 видно, что волна на скане при I = 2.17 мА немного длиннее волн на скане при I = 2.37 мА, что согласуется с предложенным здесь объяснением.

Вероятно, что максимумы волновой структуры на сканах соответствуют пучностям стоячей волны. Температура в контактах, через которые протекает большой переменный ток, должна быть повышена, поэтому ВАХ таких контактов имеет пониженный критический ток и пониженное сопротивление, хотя и совпадает в районе ступеньки с ВАХ осталь-



Рис. 3. Скан, полученный при смещении одной (верхней) цепочки контактов, *I* = 1.78 мА. На нижнем скане выделен отклик несмещенных цепочек

ных контактов. Значит, при воздействии лазером на контакты в пучностях их ВАХ должны отклоняться сильнее, т.е. сигнал должен быть выше.

Также были проведены измерения на данном массиве при пропускании тока I = 1.78 мА только через одну, крайнюю, цепочку контактов (рис.3). Как видно из рис.3, сигнал ΔU наблюдается на ВАХ не только при воздействии лазера на активные контакты (верхняя цепочка), но и при воздействии на контакты соседних, не подключенных к цепи цепочек. Мы предполагаем, что наличие такого эффекта говорит о взаимодействии между активной и неактивными цепочками через электромагнитную волну, генерируемую активной цепочкой контактов. Это взаимодействие возможно, в частности, через кремниевую подложку, которая может играть роль диэлектрического резонатора [4].

Авторы благодарят за частичную поддержку РФФИ, грант № 16-32-00686 и Swedish Foundation for International Cooperation in Research and Higher Education Grant No. IG2013-5453.

- M. A. Galin, A. M. Klushin, V. V. Kurin et al // Supercond. Sci. Technol. 28, 055002 (2015).
- H. B. Wang, S. Guénon, B. Gross et al // Phys. Rev. Lett. 105, 057002 (2010); Erratum Phys. Rev. Lett. 105, 069902 (2010).
- F. Mueller, R. Behr, T. Weimann et al // IEEE Trans. Appl. Supercond. 19, 981 (2009).
- F. Song F, .Müller F, R.Behr, A.M. Klushin // Appl. Phys. Lett. 95 172501-3 (2009).

Влияние локальных корреляций на переход «однородный изолятор-сверхпроводник» в доменных границах фазы зарядового порядка 2D системы со смешанной валентностью

В.В. Конев^{*}, В.А. Улитко, Д.Н. Ясинская, Ю.Д. Панов, А.С. Москвин[§]

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002. *konefvitbka@yandex.ru, §alexander.moskvin@urfu.ru

В рамках (псевдо)спинового S=1 формализма показано, что структура антифазных доменных границ в фазе зарядового упорядочения системы со смешанной валентностью типа «триплета» Cu^{1+,2+,3+} в купратах на двумерной квадратной решетке существенно зависит от параметра одноцентровых корреляций *U*, меняясь от моновалентной типа Cu²⁺ при относительно небольших положительных *U* до филаментарной сверхпроводящей при отрицательных *U*.

Зарядовую степень свободы в системах ионов со смешанной валентностью типа «триплета» Cu^{1+,2+,3+} в купратах типа $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $Bi^{3+,4+,5+}$ в висмутатах, или М^{-1,0,+1} в общем случае, можно описывать, связывая зарядовый триплет с тремя состояниями псевдоспина S=1 и используя известные методы описания спиновых систем [1]. Совершенно аналогично псевдоспиновый S=1 формализм можно использовать и для описания систем типа «semi-hardсоге» бозонов с ограничением на заполнение узлов решетки n = 0, 1, 2 [1]. Нами рассмотрена простая модель CuO₂ плоскостей купратов как системы зарядовых триплетов Cu^{1+,2+,3+} с учетом локальных и межцентровых заряд-зарядовых корреляций (параметры U и V, соответственно), а также двухчастичного переноса Cu^{1+} - $Cu^{3+} \leftrightarrow Cu^{3+}$ - Cu^{1+} (параметр *t*) с эффективным гамильтонианом:

$$H = \frac{1}{2}U\sum_{i}S_{iz}^{2} + V\sum_{\langle ij \rangle} [S_{iz}S_{jz} - t\sum_{\langle ij \rangle} (S_{i+}^{2}S_{j-}^{2}] + S_{j+}^{2}S_{i-}^{2})(\phi 1)$$

В зависимости от соотношения между параметрами при «половинном заполнении» ($\sum_{i} (s_{ix}) = 0$)

основное состояние системы соответствует однородной диэлектрической (I) фазе Cu²⁺-центров

(«родительская фаза»), зарядовому упорядочению (CO) «антиферро»-типа ($Cu^{1+} - Cu^{3+}$), или сверхпроводящей (SC) фазе с конденсацией «композитных» бозонов, т.е. электронных/дырочных пар. В процессе компьютерного моделирования методом Монте-Карло на квадратной решетке 256×256, при следующих фиксированных параметрах V = 0.75, t = 1, нами смоделирован фазовый переход зарядового упорядочения СО в приближении двух подрешеток с формированием в общем случае разветвленной структуры антифазных доменных границ. Структура доменных границ существенно зависит от величины параметра локальной корреляции U в области небольших положительных значений, соответствующих основной СО фазе. На Рис.1а представлено распределение локального параметра <S_z> для одной из подрешеток. Интересно, что при U=2.6 в доменных границах реализуется однородная моновалентная диэлектрическая І-фаза, которая с понижением U до отрицательных значений трансформируется в сверхпроводящую фазу, формируя, таким образом, области филаментарной сверхпроводимости, характеризуемой отличными от нуля параметрами «локальной сверхпроводимости»

(S²₊) (Puc.16).


Рис. 1. Распределение локальных параметров порядка при U = -10, T = 0.0001: а) (S_z), б) (S_{\pm}^2) для одной из подрешеток

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства РФ, соглашение № 2.А03.21.0006 и проектов № 2277 и № 5719 МОН РФ.

Литература

1. A.S. Moskvin // JETP, V. 121(3), 549 (2015).

Квантовые магниторезистивные hc/2em периодические осцилляции в сверхпроводящем кольце

В.И. Кузнецов*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, Московская область, 142432. *kvi@iptm.ru

Экспериментально обнаружено, что квантовые магниторезитивные hc/2e периодические осцилляции типа Литтла-Паркса в сверхпроводящем мезоскопическом кольце с понижением температуры и увеличением внешнего тока модифицировались в сумму из hc/2em периодических осцилляций. Многократное Андреевское отражение может быть возможной причиной этого эффекта.

Введение

Замечательным свойством сверхпроводимости является то, сверхпроводящий флуксоид [1] в многосвязном сверхпроводнике, пронизанном магнитным потоком Φ , квантуется, т.е. изменяется на единичный сверхпроводящий квант магнитного потока $\Phi_0 = hc/q$ (где q - эффективный электрический заряд 2е, равный заряду Куперовской пары). Более того, экспериментальное найденное значение q=2e служит подтверждением того, что элементарный заряд сверхпроводника равен 2е. Квантование сверхпроводящего флуксоида приводит к тому, что сверхпроводящий циркулирующий ток и сопротивление в тонкостенных сверхпроводящем цилиндре [2] и петле малого радиуса, смещенных малым внешним постоянным током I, при температурах T, очень близких к критической температуре Т_с (при внешних условиях, близких к равновесным), осциллируют в аксиальном магнитном поле с периодом, соответствующим кванту потока $\Phi_0 = hc/2e$ через среднюю поперечную площадь цилиндра и петли S.

Мы измерили, что сверхпроводящем кольце большего радиуса (r=1.94 мкм> ξ – длины сверхпроводящей когерентности), пронизанном магнитным потоком и смещенном большим током I_{dc} , большим критического тока, при T чуть ниже T_c (при условиях, далеких от равновесных), период осцилляций сопротивления может быть равным hc/2em (m – целое число).

Результаты и дискуссия

Мы измерили V(H) напряжение при разных значениях I_{dc} , больших критического тока при T чуть ниже T_c в сверхпроводящем мезоскопическом



Рис. 1. Зависимость *V*(*H*) при *I_{dc}*=9.8 мкА и *T*=1.282 К. Стрелка указывает направление развертки поля. Вставка: *V*(*H*) при *I_{dc}*=0.38 мкА и *T*=1.312 К

кольце, пронизанном потоком Φ . Кольцо, имеющее толщину стенки 0.3 мкм и средний радиус 1.94 мкм, получено путем термического напыления алюминия толщиной 51 nm на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электроннолучевой литографии. Структура имела параметры: $R_{4.2} = 52.7$ Ом, $R_{300}/R_{4.2} = 1.8$. Критическая температура $T_c=1.339$ К определена из N-S перехода по середине R(T) кривой. Переход был длинным неоднородным. Начало резкого падения R(T) происходило при T_{cup}=1.401 К, а низ перехода был при *T_{cd}*=1.318 К. При *T*=1.312 К, близкой к низу перехода, мы наблюдали осцилляции Литтла-Паркса (вставка в рис.1) с периодом dH=1.76 G (или основной частотой осцилляций $f_0=1/dH=0.569$ 1/G), совпадающим с ожидаемым из геометрии значением и

соответствующим кванту потока $\Phi_0=hc/2e$ через среднюю площадь петли.



Рис. 2. Измеренная зависимость V(H) при I_{dc} =9.8 мкА и T=1.281 К в магнитных полях H=7-9.4 G (синяя кривая); $V_1(H)$ =6.0+0.19sin(2*4 πf_0H -

 $\pi/4$)+0.19*sin(2*7 πf_0 H+ $\pi/4$)+0.14sin(2*10 πf_0 H)+0.19sin(2*12 πf_0 H+ $\pi/2$)+0.19sin(2*14 πf_0 H- $\pi/2$)+0.1sin(2*16 πf_0 H-

 $\pi/2$)+0.1sin(2*18 $\pi f_0 H$) (красная кривая) для подгонки в полях H=7.6-9.4 G; кривая $V_2(H)$ = 5.95+0.14sin(2*9 $\pi f_0 H$ - $\pi/2$) (фиолетовая) для подгонки в полях H=6.8-7.5 G; кривая $V_3(H)$ =5.9+0.246sin(2*16 $\pi f_0 H$ - $\pi/4$) (зеленая) для подгонки в H=7.6-7.9 G. Вставка: зависимость Фурье амплитуды от нормированной частоты f/f_0 , полученная от V(H) кривой в интервале H=7.9-9.9 G



Рис. 3. Измеренная зависимость V(H) при I_{dc} =9.8 мкА и T=1.281 К в полях H=9.2-10.95 G (синяя кривая); V₄(H)= 6.3+1.4*(0.16sin(2*4πf₀H)+0.14sin(2*7πf₀H+π/2)+0.11sin(2*10 πf₀H)+0.22sin(2*12πf₀H+π)+0.15sin(2*14πf₀H+3π/4)+0.19sin(2*16πf₀H+π/2)+0.14sin(2*18πf₀H+π)) (красная кривая) для подгонки в полях H=9-10.7 G; кривая V₅(H)= 6.15+0.19sin(2*10πf₀H-π/4)+0.36sin(2*20πf₀H+π/4) (фиолетовая) для подгонки в полях H=10.6-10.9 G. Вставка: зависимость Фурье амплитуды от f/f₀, полученная от V(H) кривой в интервале H=9-11 G

При более низких T=1.281-1.282 К и больших токах $I_{dc}=9.8$ мкА (рис.1-3) другие воспроизводимые осцилляции V(H) в области отрицательного магнитосопротивления найдены. Фурье-спектр (не приведен здесь) этих V(H) колебаний в полях H=7-12 G показывает, кроме основной частоты f_0 , множество высших гармоник частоты $f_m=mf_0$ (m=2-20) с почти равным вкладом. Это свидетельствует о наличии различных dH/m (hc/2em) периодов V(H) осцилляций, не являющихся следствием негармоничности hc/2e осцилляций, так как некоторые hc/2em периоды хорошо различимы на V(H) кривых.

Для подробного анализа Фурье спектры V(H) кривых в полях H=7.9-9.9 и 9-11 G сделаны (вставки рис.2-3). Видно, что определенные номера субгармоник *m* преобладают. Далее отдельные участки V(H) кривой были аппроксимированы подгоночными кривыми являющими суммами гармонических колебаний разных амплитуд, частот и фаз, при этом мы учли результаты спектров (рис.2-3).

Для качественного описания V(H) кривой в интервалах полей H=7.6-9.4 и 9-10.7 G подходят $V_1(H)$ и $V_4(H)$ кривые (рис.2-3), использующие преобладающие субгармонические частоты $f_m = mf_0$ (m=4,7,10,12,14,16,18). Прибавление или удаление другой субгармоники в $V_1(H)$ и $V_4(H)$ кривые почти ничего не меняет. Короткие участки V(H) кривой могут быть количественно аппроксимированы суммами колебаний нескольких частот и даже одной частоты ($V_2(H)$, $V_3(H)$ и $V_5(H)$ кривые рис. 2-3).

Ранее осцилляции с m>2 не наблюдались. Результаты могут свидетельствовать о том, что сверхпроводящий циркулирующий ток имеет эффективный заряд q=2em благодаря многократному Андреевскому отражению (МАО), которое происходит при $V(I_{dc})<2\Delta(T,H)/e$ в неравновесных областях структуры. Для кривой (рис.2-3) $2\Delta(T,H)/eV(I_{dc})=21-30$. Большие номера МАО и выполнение условий [3] гарантируют МАО. Малые номера МАО реализуются из-за того, что напряжение на неравновесной области может изменяться до меньших значений.

- 1. A. F. London, Phys. Rev. 74, 562 (1948).
- W.A. Little and R.D. Parks, Phys. Rev. Lett. 9, 9 (1962).
- В. И. Кузнецов, А. А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ, 104, 721 (2016).

Резонансные болометры на холодных электронах как элементы многочастотной приемной системы – тестовые измерения

Л.С. Кузьмин^{1,2}, А.С. Мухин¹, А.В. Чигинев^{1,3,*}

1 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950.

2 Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, 41296.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

*chig@ipmras.ru

Проведены тестовые измерения частотных характеристик многочастотных приемных систем на основе резонансных болометров на холодных электронах (РБХЭ). Резонансный отклик РБХЭ обеспечивается последовательным колебательным контуром, составленным из кинетической индуктивности полоски из нитрида ниобия, и собственной емкости туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-нормальный металл. Тестовая приемная система состояла из щелевой антенны, в которую были встроены 2 РБХЭ, настроенных соответственно на частоты 75 и 105 ГГц. Проведенные измерения продемонстрировали резонансные частотные характеристики приемной системы на 75 и 105 ГГц с добротностью соответственно 10 и 7, и подтвердили перспективность использования РБХЭ для построения многочастотных приемных элементов.

Введение

Одной из наиболее актуальных задач современной радиоастрономии состоит в наблюдении анизотропии В-моды поляризации реликтового излучения [1]. С этой целью Европейское Космическое Агентство приняло программу по подготовке к запуску орбитальных радиотелескопов. Одной из таких космических миссий станет проект COrE (Cosmic Origin Explorer). В рамках этого проекта предполагается разработать приемную систему для радиотелескопа, имеющую разрешение по поляризации и рассчитанную для работы на частотах 75 и 105 ГГц.

В качестве чувствительного датчика приемного элемента системы COrE мы предлагаем использовать резонансный болометр на холодных электронах (РБХЭ) [2]. Этот элемент обладает уникальной чувствительностью и отличными шумовыми характеристиками благодаря электронному охлаждению электронов абсорбера. Кроме того, за счет наличия в конструкции элемента кинетической индуктивности полоска NbN, и емкости SIN-перехода, РБХЭ обладает резонансными свойствами, позволяющими ему работать в качестве селективного элемента приемной системы.

Численное моделирование щелевой антенны с РБХЭ

В настоящей работе проведено численное и экспериментальное исследование частотных характеристик РБХЭ.



Рис. 1. а) Внешний вид щелевой антенны с встроенными РБХЭ, б) рассчитанные частотные характеристики антенны с РБХЭ

В качестве системы для численного моделирования РБХЭ была выбрана щелевая антенна, в середину которой встроено два РБХЭ, настроенных каждый на свою частоту. Внешний вид системы показан на рис. 1а, а рассчитанные частотные характеристики показаны на рис. 1б. Видно, что частотные характеристики имеют резонансный вид. Параметры РБХЭ подобраны так, чтобы частоты резонансов совпадали с требуемыми для частотных каналов приемной системы — 75 и 105 ГГц.

Технология и эксперимент

Образцы для измерений были изготовлены на технологической установке Технологического университета Чалмерса (Швеция). Структура (рис. 2) выполнена на кремниевой подложке и включает в себя проводники постоянного тока из золота, общий проводник из золота, слой диэлектрика SiO₂, слой NbN для кинетической индуктивности. Финальный слой болометров наносился методом теневого напыления. Слой Al с подслоем Fe толщиной 1 нм напылялся под нулевым углом, слои сверхпроводника напылялись под $\pm 45^{\circ}$. SIN-переход формировался путем оксидирования после напыления Al.



Рис. 2. Топология РБХЭ и его эквивалентная схема

Измерения частотных характеристик полученных структур проводились в 300 мК криостате замкнутого цикла. В качестве источника СВЧ излучения использовался панорамный генератор сигналов на лампе обратной волны с диапазоном частот 78-118 ГГц, а также цифровой генератор сигналов с частотой порядка 10 ГГц с последующим умножителем на 8. Результат измерений АЧХ щелевой антенны с РБХЭ показан на рис. 3.

Из рис. З видно, что измеренная АЧХ частотного канала 75 ГГц вполне соответствует расчетным данным, в то время как АЧХ канала 105 ГГц демонстрирует максимум на частоте около 90 ГГц, что ниже расчетной величины 105 ГГц. Добротности измеренных резонансных кривых составляют 10 и 7 соответственно. Мы предполагаем, что уширение резонансных кривых по сравнению с расчетными связано с наличием паразитных контактных сопротивлений между контактами NbN и золотом, и т.п.



Рис. 3. Частотный отклик щелевой антенны с РБХЭ Черная кривая — отклик канала 75 ГГц, красная кривая — отклик канала 105 ГГц

Заключение

В работе представлена реализация нового типа болометров — резонансного болометра на холодных электронах, использующего кинетическую индуктивность полоска NbN в качестве элемента резонансного контура. Проведенные измерения продемонстрировали работоспособность предложенного варианта болометра и его селективные свойства.

Работа выполнена при поддержке МОН РФ (проект № 16.2562.2017/ПЧ)

- 1. N. Trappe *et al.* // Proc. SPIE 9914, Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VIII, 991412L.
- L. S. Kuzmin // IEEE Transactions On Terahertz Science and Technology, vol. 4, pp 314-320, (2014).

Электронное самоохлаждение болометра на холодных электронах вместо рефрижератора растворения для детекторов, ограниченных фотонным шумом

Л.С. Кузьмин^{*,1,2}, А.Л. Панкратов^{1,3}, А.В. Гордеева^{1,3}, В.О. Зброжек¹, А.В. Благодаткин^{1,3}, Д.А. Пиманов¹

1 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина,. 24, ГСП-41, 603950.

2 Чалмерский Университет Технологии, 41296 Гётеборг, Швеция.

3 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*kuzmin@chalmers.se

Разработан приемный пиксель на основе болометров на холодных электронах для телескопа OLIMPO на частоту 350 ГГц. Достигнута предельная чувствительность болометров, ограниченная фотонным шумом, за счет эффективного самоохлаждения абсорбера при температуре криостата 300 мК без рефрижератора растворения.

Введение

Современные болометры для космических и наземных приложений должны обладать рекордной чувствительностью. В зависимости от нагрузки на болометры мощность эквивалентная шуму (NEP) самого болометра может доходить до 10⁻¹⁶ Вт/Гц^{1/2}, как для проекта OLIMPO, или еще ниже. Эксперимент телескопа OLIMPO оптимизирован для измерений эффекта Сюняева-Зельдовича на частотах от 140 до 450 ГГц [1]. Цель миссии OLIMPO - измерение спектрального искажения реликтового излучения в нескольких кластерах галактик в четырех полосах частот: 150, 210, 350 и 480 ГГц.

Мы создали массив болометров на холодных электронах [2, 3] (СЕВ - cold electron bolometer) с предельной чувствительностью, ограниченной только фотонным шумом принимаемого сигнала, являющийся пикселем для телескопа OLIMPO.

Достигнутая предельная чувствительность полностью основана на сильном прямом электронном самоохлаждении наноабсорберов через туннельные переходы нормальный металл - изолятор - сверхпроводник (НИС) (Рисунок 1). Электронное охлаждение с помощью НИС-перехода, впервые наблюдалось группой Nahum et al. [4] и основано на сильной развязке электронной и фононной подсистем при низких температурах [5]. Вскоре после этого охлаждение от 300 до 100 мК было продемонстрировано в нескольких работах.



Рис. 1. Схема болометра на холодных электронах: абсорбер из нормального металла, туннельный переход, сверхпроводник и ловушки из нормального металла

В результате возникло направление по созданию охлаждающей платформы [6] с целью размещения болометров при более низкой температуре. Однако эта линия непрямого охлаждения болометра встретила серьезные проблемы, связанные с созданием подвесной мембраны и охлаждения через два очень слабых канала: электрон-фононного и фононэлектронного. Собственно, создание болометров на охлаждающей платформе не удалось после 20 лет развития этого направления. Охлаждение платформы реализовано только от 300до 200 мК, и до сих пор ни один болометр не был размещен на платформе для тестирования.

Напротив, мы избежали всех этих проблем и разработали конкурирующую концепцию болометра на холодных электронах с прямым электронным самоохлаждением поглотителя через НИС переходы [2,3].



Рис. 2. а) Ток и электронная температура от напряжения без оптической нагрузки $P_0 = 0$ pW (Tbb=2.3 K) и под большой оптической нагрузкой $P_0 = 20$ pW (Tbb=30 K). Штриховые линии соответствуют фононной температуре; б) Мощность эквивалентная шуму от напряжения на болометрах: маркеры - эксперимент, кривые - теория. Фононная температура 329 мК, поглощенная мощность 20 пВт

Согласование болометров с антенной осуществляется за счет емкости туннельных переходов [3,7]. Электронное охлаждение служит сильной электротермической обратной связью, как в болометрах на сверхпроводящем переходе (TES - transition edge sensor), но с принципиальной разницей: искусственный нагрев TES заменен сильным электронным охлаждением.

Высокая эффективность охлаждения электронов достигается за счет сочетание следующих факторов:

- очень малый объем поглотителя (0,02 мкм³) и большая площадь туннельных переходов (80% площади поглотителя),

 эффективное удаление горячих квазичастиц через двойной отвод их на обоих концах НИС переходов,
 близко расположенные ловушек для НИС-

переходов из нормального металла, - самозащита 2D-массива СЕВ от помех путем де-

ления их между N болометрами, включенными последовательно и M параллельно соединенных.

Различные компоненты мощности эквивалентной шуму (теоретические) как функции напряжения на болометрах показаны на Рис. 26 сплошными кривыми, а величины, измеренные экспериментально, отображается символами с погрешностями. Можно видеть хорошее согласие измеренных и теоретических шумов. Фотонный шум превышает собственные шумы болометров в диапазоне напряжений от 11 до 14 мВ.

Таким образом, был спроектирован, изготовлен и протестирован пиксель для частотного канала 350 ГГц проекта OLIMPO. Двумерный массив дипольных антенн на травленой кремниевой подложке позволил реализовать хорошее поглощение в требуемой полосе частот. Высокая чувствительность 9×10^7 В/Вт массива к поглощенному THz-излучению была продемонстрирована до 20 пВт. При поглощенной мощности 20 пВт шум фотонов превосходит все остальные составляющие шума в диапазоне напряжений (11-14) мВ. Соответствующие мощности эквивалентные шуму: болометров $1,3 \times 10^{-16}$ Вт / Гц^{1/2}, фотонная $1,5 \times 10^{-16}$ Вт / Гц^{1/2}.

Выражаем благодарность П. де Бернардису и С. Мази за стимуляцию этой работы и М. Тарасову и А. Гунбиной за изготовление образцов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 16-19-10468).

- S. Masi, E. Battistelli, D. Brienza*etal*. //Mem. S. It., vol.79, p.887, (2008).
- 2. L. Kuzmin // SNED Proc. 1, 145-154 (2002).
- L. Kuzmin // Proceedings of SPIE, 5498, 349 (2004).
- M.Nahum, T.M. Eiles, J.M. Martinis // Appl. Phys. Lett. 65, 3123 (1994).
- M.L. Roukes, *et al.* // Phys. Rev. Lett. 55, 422 (1985).
- A.J. Manninen, M.M. Leivo, J.P. Pekola // Appl. Phys. Lett. 70, 1885 (1997).
- L. Kuzmin, D. Golubev // Phys. C, 372-376, 378-382 (2002).

Легированные халькогениды висмута: кандидаты в топологические сверхпроводники

А.Ю. Кунцевич^{1,2,*}, М.А. Брызгалов¹, В.А. Прудкогляд^{1,2,}, В.П. Мартовицкий ¹, Ю.Г. Селванов¹, Е.Г. Чижевский¹

1 ФИАН, Москва, Ленинский проспект, 53, 119991.

2 НИУ Высшая школа экономики, факультет физики, Москва, ул. Мясницкая 18, 101000. *alexkun@lebedev.ru

Впервые показано, что наблюдающаяся в допированном стронцием селениде висмута и связываемая с топологической сверхпроводимостью асимметрия второго критического поля, сопровождается искажениями решетки, а также анизотропным разбиением системы на домены. Наши наблюдения ставят под сомнение топологическую интерпретацию полученных другими группами данных об анизотропии сверхпроводящих свойств в AxBi2Se3.

Введение

Топологическим называется сверхпроводник (ТСП), в щели которого могут существовать фермионы Майораны. Актуальность создания таких систем обусловлена возможностями проведения квантовых вычислений. Если в качестве родительской системы для ТСП рассматривать халькогениды висмута-сурьмы (наиболеераспространенное семейство топологических изоляторов, ТИ), то может быть два пути к ТСП: эффект близости принанесении обычного сверхпроводника на поверхность ТИ и легирование ТИ до достижения сверхпроводящегосостояния. Представленная работа посвящена второму пути.

В настоящий момент известно несколько составов сверхпроводящих допированных халькогенидов висмута($Cu_xBi_2Se_3$, $Sr_xBi_2Se_3$, $Nb_xBi_2Se_3$, $Tl_xBi_2Te_3$).

До недавнего времени имелись противоречивые данные о принадлежности этих веществ к ТСП, но в 2016 году были получены сильные указания на ТСП в этих соединениях[1,2]: наблюдалась сверхпроводимость с осью симметрии второго порядка, в то время как кристаллы имели ось симметрии третьего порядка.

Такое спонтанное изменение симметрии системы может быть объяснено формированием нематического параметра порядка, при условии, что последний является двухкомпонентным[3].

Результаты

Методом Бриджмана нами были выращены кристаллы $Sr_xBi_2Se_3$ нескольких составов (номинальное значение x в загрузке 0.1,0.15 и 0.2), а также проведены детальные рентгеноструктурные и магнитотранспортные исследования.

Установлено, что слоистые кристаллы имеют блочную структуру (латеральные размеры блоков составляют десятки-сотни микрон). Блоки имеют высокое структурное совершенство, но обладают триклинным искажением, то есть имеют выделенное направление вдоль которого параметр решетки увеличен примерно на 0.02% (рисунок 1б), а также малый наклон оси с к вертикали. При вращении плоскости слоев в параллельном магнитном поле именно это направление и обладает максимальным значением второго критического поля.(рисунок 1а) Более того, это выделенное направление проявляется в магнитосопротивлении при температурах много выше критической.

Исследования кривых качания на рефлексе (1 1 15) показало (рисунок 1в), что вдоль самого удлиненного направления, совпадающего, как правило, ориентация кристаллитов одинакова, в то время как ось с испытывает разброс. Это значит, что кристалл в процессе роста и отжига разбивается на вытянутые блоки. Проводимость межзеренных границ, по видимому существенна, так как в данных кристаллах наблюдается аномально большое отношение подвижности, измеренной из осцилляций Шубникова-де Гааза к Холловской подвижности, чего не может быть в однородной системе.

Блочная структура кристалла также проявляется в угловой зависимости магнитосопротивления доста-

точно крупных образцов, а для малых образцов можно добиться того, что блоки будут одинаковыми и образец будет демонстрировать угловую зависимость сопротивления в магнитном поле в резистивном состоянии в форме идеальной восьмерки.



Рис. 2. (а) Угловая зависимость магнитосопротивления в плоскости от угла вращения образца Sr_{0.2}Bi₂Se₃-318 при T=2.2K и разных значениях магнитного поля. **(а)** Схематическое изображение тригонального искажения структуры (фиолетовый цвет) по сравнению с Bi₂Se₃. ИКривые качания образца Sr_{0.2}Bi₂Se₃-318 на рефлексе (1 1 15) демонстрирующие анизотропное разбиение кристалла на блоки

Заключение и благодарности

Таким образом, наши данные ставят под сомнение картину нематической топологической сверхпроводимости в халькогенидах висмута.

Работа поддержана грантом РНФ 17-12-01544. Экспериментальные исследования выпонены на оборудовании ЦКП ФИАН.

- K. Matano, *et al.* //Nature Physics V.12, 852-854 (2016).
- S. Yonezawa, *et al*, Nature Physics V.13, 123– 126 (2017).
- J. W. F. Venderbos, et al,// Phys. Rev B V. 94, 180504(R) (2016).

Диаграммы направленности джозефсоновских антенн бегущей волны

В.В. Курин, И.А. Шерешевский, Н.К. Вдовичева

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *kurin@ipmras.ru

Развивается предложенная ранее концепция джозефсоновских антенн бегущей волны, обеспечивающая когерентную работу большого числа контактов и их эффективное излучение в открытое пространство. Из-за того, что размеры таких систем существенно превышают длину волны, их диаграммы направленности имеют сложный многолепестковый характер, зависящий от тока накачки. Поэтому для создания узкополосных перестраиваемых генераторов с контролируемой диаграммой направленности необходима селекция рабочих мод. В предлагаемом докладе рассматриваются различные методы разрежения спектра рабочих мод и проводится численное моделирование предлагаемых конструкций на основе разработанной нами программы прямого электродинамического моделирования джозефсоновских систем.

Для изучения нелинейной динамики активных джозефсоновских антенн нами была разработана программа прямого численного моделирования, основанная на прямом решении уравнений Максвелла во временной области (FDTD - Finite Difference Time Domain) и самосогласованном решении нелинейных уравнений джозефсоновских контактов.

Моделируемая джозефсоновская антенна состоит из идеальных проводников, тонких по сравнению со всеми характерными масштабами, так что поперечное распределение тока в них можно считать однородным. Эти провода, как и компоненты электрического поля, считаются сосредоточенными на ребрах сетки и граничное условие на идеальном проводнике, соответствующее равенству нулю тангенциальной компоненты поля, моделируется равенством нулю поля на соответствующем ребре. Джозефсоновский контакт моделируется выделенным ребром сетки, динамика поля на котором описывается не свободным уравнением Максвелла, а уравнениями джозефсоновского контакта. Динамика контакта описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений для разности фаз φ и соответствующей компонентой электрического поля, скажем E_x , на ребре сетки, содержащем контакт, уравнениями определяющим динамику фазы $\dot{\phi} = 2\pi \Phi_0^{-1} Ed$ и $dCE + R^{-1}dE + I \sin \varphi = I$ и тока $I = S(\operatorname{rot} \mathbf{B} - \varepsilon_{\mathbf{E}} \mathbf{E})$. Заметим, что аналогичным образом может быть смоделирован любой сосредоточенный элемент. Вся моделируемая схема, включающая провода, джозефсоновские контакты, источники питания и диэлектрическую подложку окружена некоторым свободным пространством, ограниченным снаружи слоем специальной искусственной среды, моделирующей безотражательные

граничные условия. Мы применяем один из вариантов такого рода условий, который называется Perfectly Matched Layer (PML). Толщина этого слоя выбирается достаточно большой, чтобы добиться пренебрежимо малого отражения. На наружной поверхности этого безотражательного слоя ставятся нулевые условия для тангенциальных компонент электрического поля. Таким образом, формулируется замкнутая математическая модель для описания динамики джозефсоновской схемы и окружающего еѐ поля.

Для нахождения углового распределения интенсивности излучения на фиксированной частоте мы использовали стандартную методику пересчета ближнего поля в дальнее.

В качестве примеров для расчетов мы выбрали джозефсоновские системы, состоящие из отрезков тонких идеальных проводников, с включенными в них сосредоточенными джозефсоновскими контактами, сосредоточенных линейных элементов, таких как индуктивности, сопротивления и источники постоянных электродвижущих сил. Все эти элементы располагаются на поверхности диэлектрической пластинки, и взаимодействуют между собой через электромагнитное поле в окружающем пространстве. Примеры моделируемых систем и их характерные диаграммы направленности для достаточно высоких токов смещения, так что длины генерируемых волн велики по сравнению с размерами антенн, показаны на Рисунках 1,2. Прежде всего, видна ассиметрия диаграмм направленности по отношению к преобразованию $x \rightarrow -x$, что связано с динамическим нарушением симметрии, в результате которого выживает бегущая в каком-то направлении волна тока. Эти бегущие волны тока, могут быть как быстрыми, так и замедленными, по сравнению со скоростью света в вакууме. Быстрые волны тока формируют боковые лепестки диаграмм направленности, медленные волны тока излучают строго вдоль оси x. Из рассчитанных диаграмм направленности видно, что в подобных системах могут реализовываться бегущие волны обоих типов.



Рис. 1. а) Джозефсоновская антенна на основе двух линейных однопроводных линий с общим источником питания, размещенными на диэлектрической подложке с диэлектрической проницаемостью $\mathcal{E} = 10$. Также показана используемая система координат. б) Многолепестковость диаграммы направленности связана с множественностью волн тока бегущих в x направлении. Симметрия относительно преобразования $z \rightarrow -z$ нарушена из-за диэлектрика, а симметрия $y \rightarrow -y$ нарушена спонтанно, повидимому, из-за неустойчивости симметричного режима

Из-за сверхразмерности системы число боковых лепестков диаграмм направленности довольно велико, что является существенным недостатком такой активной джозефсоновской антенны. Для того, чтобы уменьшит количество боковых лепестков проволочных антенн применяют V-образные или ромбические антенны, подавляющие боковые лепестки за счет интерференции излучений, создаваемых двумя соседними проводами. Из-за переменности расстояния между соседними проводами, с включенными в них джозефсоновскими контактами, конструктивная интерференция будет происходить только при определенном соотношении расстояния между проводами и длины излучаемой волны. На рисунке 2 показана схема и диаграмма направленности ромбической джозефсоновской антенны, полученной путем поперечной деформации двойной антенны, изображенной на Рисунке 1, при фиксированном продольном размере. Видно существенное уменьшение количества боковых лепестков и изменение направления преимущественного излучения.



Рис. 2. Модель ромбической джозефсоновской антенны, полученной деформацией двухпроводной антенны, изображенной на Рисунке 1. б) Характерная диаграмма направленности излучения, вычисленная при фиксированном значении ЭДС источника. Из-за интерференции волн излучаемых соседними проводниками произошло подавление значительного числа лепестков и изменилось направление главного лепестка. Основное излучение происходит по нормали к подложке

Предложен интерференционный механизм селекции мод в в планарных джозефсоновских антеннах бегущей волны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 18-02-00912.

- V.V. Kurin, N.K.Vdovicheva, and I.A. Shereshevskii Josephson Traveling-Wave Antennas, Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 59, No. 11, p. 922-936, April, 2017.
- C.A. Balanis, Antenna Theory: Analysis and Design, Wiley-Interscience, 2005.

Граница вихревого состояния в проводящих слоях Cu- и Fe-BTCП

Л.С. Мазов^{1,*}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*mazov@ipm.sci-nnov.ru

На основе детального анализа доступных магниторезистивных данных для монокристаллов купратов и пниктидов (селенидов) продемонстрировано, что в проводящих слоях этих ВТСП вихревое состояние, а также диссипативный режим, связанный с движением вихрей, исчезают при температурах, соответствующих точке пересечения кривых резистивного перехода и Блоха-Грюнайзена. Выше этой точки диссипативный режим соответствует нормальному состоянию.

Введение

Критическая температура сверхпроводящего перехода Tc(H) в сверхпроводящих наногетеросистемах типа сверхпроводник-магнетик является ключевым параметром, поскольку она определяет не только рабочую точку такой электронной схемы, но и ее верхнее критическое магнитное поле Hc2(T). В отличие от искусственно формируемых (статических) неногетероструктур сверхпроводник-магнетик (см., напр., [1]), планарные наногетероструктуры такого типа (страйп-структуры) в проводящих плоскостях как купратных ВТСП, так и ВТСП на основе железа, являются динамическими (флуктуирующими), с характерной частотой ~ 1 ТГц [2-4]. Поскольку флуктуирующий характер сохраняется и при переходе в нормальное состояние, в таком классе наногетеросистем возникают новые особенности их использования в высокочастотных устройствах микроэлектроники. Также, преимуществом таких наногетероструктур, в отличие от искусственных, является устранение проблемы переходного слоя, поскольку они формируются естественным образом при понижении Т за счет фазового перехода типа металл-диэлектрик (Келдыш,Копаев, 1964) в проводящих плоскостях этих ВТСП-соединений. В докладе проведен детальный анализ имеющихся данных по уширению резистивного перехода (РП) в поперечном магнитном поле *H* как для купратных ВТСП, так и для ВТСП на основе железа. Выявлены два участка РП, диссипативные режимы на которых характерны для сверхпроводящего и нормального состояния.

Анализ экспериментальных данных

Уширение РП в магнитном поле (МП) в низкотемпературных сверхпроводниках (НТСП) обычно связывалось с механизмом диссипации энергии за счет термически-активированного крипа потока (КП). Диссипация энергии при этом механизме прямо пропорциональна термическому возбуждению вихрей. В принципе, такая картина согласуется и с резистивными данными для ВТСП. Однако, для ВТСП значения энергии активации, полученные по стандартной схеме из резистивных измерений в МП и из измерений намагниченности, отличаются на порядок. Это указывало, что рассмотрение этих явлений на языке КП вблизи T_c имеет ограничения.



Рис. 1. Магнитная фазовая (Н-Т) диаграмма ВТСП

Встал вопрос о применимости интерпретации явления уширения в терминах движения потока, под действием силы Лоренца в высокоомной области. Когда МП поле приложено перпендикулярно направлению тока на кривой РП возникает перегиб – «плечо». Как показали дальнейшие эксперименты, в области ниже «плеча» резистивные данные могут быть самосогласованно объяснены в терминах модели КП [3]. Другим подходом было рассмотрение РП в терминах активационного и диффузионного режимов диссипации вихревой жидкости [5]. Как известно, в режиме КП электросопротивление имеет термически-активационный тип

$$\rho_{creep} = \rho_0 \exp\left(-U/k_B T\right) \tag{1}$$

где параметры могут быть выведены из наклона кривых в этой области. С ростом температуры режим КП плавно сдвигается к другому режиму, который управляется другим механизмом, определяемым процессом течения потока (ТП) в этой температурной области. В соответствии с моделью Бардина-Стефена [6], электросопротивление ТП может быть записано как [3]

$$\rho_{ff} = \rho_n(T) H / H_{c2}(T) \tag{2}$$

где $\rho_n(T)$ - электросопротивление в нормальном состоянии, а H_{c2} – верхнее критическое поле.

Однако, попытки применить это выражение для анализа резистивных данных в МП привели к выводу о том, что вязкое движение вихрей в ВТСП не описывается моделью Бардина-Стефена. Причиной неудачи было использование в качестве $\rho_n(T)$ данных для линейного участка. Как было установлено в [2], в качестве $\rho_n(T)$ нужно брать хорошо известную зависимость Блоха-Грюнайзена, разделяющую фононный и магнитный вклады в электросопротивление ВТСП. В этом случае из экспериментальных данных (см. рис.2б) хорошо видно, что вблизи $H_{c2}(T)$ (звездочки) полевая зависимость $\rho(H) \approx \rho_{ff}(H)$ практически линейна, что согласуется с теорией Бардина-Стефена (см. (2)), без привлечения новых моделей типа «гигантский КП» или ввода двух режимов вихревой жидкости [3,5].



Рис. 2. Магниторезистивные данные для Сu- и Fe-BTCП: (a), (в) – зависимости от температуры [2,4], (б) – зависимость от магнитного поля [4]; звездочки на графиках соответствуют точкам смены диссипативных режимов (см. текст)

Обсуждение результатов

Проведенное исследование механизмов диссипации в области резистивного перехода ВТСП указывает, что «плечо» на кривой $\rho(T)$ в магнитном поле Hпри ($T = T_c(H)$) обусловлено просто фазовым переходом из СП в нормальное состояние. Выше «плеча» ($T > T_c(H)$) вихри отсутствуют, и диссипация обусловлена рассеянием электронов на фононах и АФ спиновых флуктуациях, усиленных внешним магнитным полем (омические ВАХ). Диссипация ниже «плеча» ($T < T_c(H)$) обусловлена движением потока вихрей и может быть описана (в зависимости) от силы тока крипом потока при $\rho \rightarrow 0$ и течением потока при $T \leq T_{c}(H)$. Динамика вихрей здесь существенно определяется внутренним механизмом пиннинга, связанным с формированием магнитного порядка в ВТСП системе при $T \leq T_{c}(H)$. Аналогичная смена механизмов диссипации происходит при изотермическом изменении магнитного поля (при H = H_{c2}(T)). Возможность управления сменой диссипативных режимов с помощью внешнего магнитного поля при азотных

температурах представляется перспективной для использования ее в новом классе устройств ВТСПэлектроники и спинтроники.

- В.В. Рязанов, В.А. Обознов, В.В. Больгинов и др. // УФН 174, 795 (2004).
- 2. Л.С. Мазов // ФНТ 17, 1372 (1991).
- K. Kadowaki, J.N Li., J.J.M.Franse // Physica C., V.170, 298 (1990).
- 4. Л.С.Мазов // Изв. РАН, сер.физ. 78, 1643 (2014).
- V.M. Vinokur, M.V. Feigelman, V.B. Geshkenbein et al. // Phys.Rev.Lett. V.65, 259 (1990).
- J. Bardeen, M.J.Stephen // Phys.Rev. V.140, A1197 (1965).

Индуцированные солитонами осцилляции критического тока в мостиках из двузонных сверхпроводников

П.М. Марычев*, Д.Ю. Водолазов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*marychevpm@ipmras.ru

В рамках нестационарной теории Гинзбурга–Ландау были обнаружены осцилляции зависимости критической плотности тока j_c от длины L мостика из двузонного сверхпроводника. Этот эффект объясняется возникновением в мостике фазовых солитонов при j<j_c, чьè число меняется при изменении L. При достаточно сильной межзонной связи осцилляции j_c исчезают.

Введение

Как было показано в [1], в двузонных сверхпроводниках с межзонным взаимодействием типа джозефсоновского помимо синфазных состояний с межзонной разностью фаз $\theta = \theta_1 - \theta_2$, равной 0 или π , возможны фазовые солитоны с неоднородным распределением θ . В равновесной системе фазовые солитоны могут порождаться проскальзыванием фазы при превышении критического сверхтока в слабой зоне (т.е. зоне с меньшей амплитудой параметра порядка) [2].

В нашей работе в рамках одномерной нестационарной теории Гинзбурга-Ландау исследуется влияние перехода от синфазного состояния к состоянию с фазовыми солитонами на критическую плотность тока j_c, при которой в мостике прекращает существовать стационарное сверхпроводящее состояние. Рассматривается влияние на j_c силы джозефсоновской связи γ и длины мостика L.

Модель

Для поиска критического тока мостика численно решались одномерные нестационарные уравнения Гинзбурга-Ландау, обобщенные на случай двузонного сверхпроводника, вместе с уравнением на полную плотность тока j. В безразмерном виде эти уравнения принимают вид

$$u_1\left(\frac{\partial}{\partial t}+i\varphi\right)\Psi_1-\Psi_1+\left|\Psi_1\right|^2\Psi_1-\frac{\partial^2\Psi_1}{\partial x^2}-\gamma\Psi_2=0,$$
(1)

$$u_{2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+i\varphi\right)\Psi_{2}-\alpha\Psi_{1}+\beta\left|\Psi_{2}\right|^{2}\Psi_{2}-\frac{\partial^{2}\Psi_{2}}{\partial x^{2}}-\gamma\Psi_{1}=0,\qquad(2)$$

$$j = -(1+\sigma)\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \operatorname{Im}\left(\Psi_{1}^{*}\frac{\partial\Psi_{1}}{\partial x}\right) + g\operatorname{Im}\left(\Psi_{2}^{*}\frac{\partial\Psi_{2}}{\partial x}\right), \quad (3)$$

где $\alpha = |\alpha_2|/|\alpha_1|$, $\beta = \beta_2/\beta_1$ и $g=g_2/g_1$ – отношения параметров Гинзбурга-Ландау, σ – отношение нормальных проводимостей зон, ϕ – электрический потенциал. Параметры u_k описывают отношение времени релаксации параметра порядка в зоне к времени релаксации тока в первой зоне. Для простоты в дальнейших расчётах мы предполагаем $\beta=g=1$, $\gamma>0$, а u₁=u₂. Слабой считаем вторую зону. При решении уравнений (1)-(3) использовались граничные условия вида

$$\Psi_{k}(0,t+\Delta t) = \Psi_{k}(0,t) = \left|\Psi_{k}^{0}\right|,$$
$$\Psi_{k}(L,t+\Delta t) = \Psi_{k}(L,t)e^{-i\phi_{L}\Delta t},$$
(4)

где $|\Psi_k^0|$ – значение параметра порядка в объѐме сверхпроводника при нулевом токе.

Результаты

Вначале был рассмотрен случай нулевой межзонной джозефсоновской связи у=0. В основном состоянии межзонная разность фаз 0=0, а сверхскорости в различных зонах равны. При различных параметрах порядка, т.е. при α<1, критическая сверхскорость синфазного состояния *q*^{*pl*} больше критической сверхскорости слабой зоны q_{c2}. Тогда при сверхскорости $q > q_{c2}$ синфазное состояние разрушится, и начнется процесс проскальзывания фазы, приводящий к перераспределению токов между зонами. В результате система перейдет в стационарное, однородное состояние с межзонной разностью фаз $\theta = 2\pi mx/L$ (солитоноподобное состояние с характерным размером солитона, равным длине мостика), где *m* – целое число, равное разности между количеством проскальзываний фаз в

сильной и слабой зонах. При этом в берегах сохраняется синфазное состояние. Критические сверхскорости такого солитоноподобного состояния определяются выражениями

$$q_{c1}^{ps} = \sqrt{\frac{1+\alpha}{6} - \left(\frac{\pi m}{L}\right)^2} + \frac{\pi m}{L}, q_{c2}^{ps} = \sqrt{\frac{1+\alpha}{6} - \left(\frac{\pi m}{L}\right)^2} - \frac{\pi m}{L} (5)$$

Значение *m* определяется условиями $q_{1,2}^{ps} < q_{c1,2}$ и длиной мостика. Принимая во внимание зависимость от длины в выражении (5), можно ожидать наличия осцилляций критического тока при увеличении длины мостика, соответствующих изменению числа солитонов и проскальзываний фазы в системе. Минимумы осцилляций соответствуют переходу между областями с различным числом солитонов. Кроме того, у зависимости jc (L) есть отчетливый минимум при L≈10-20_{ξ1}, соответствующий переходу от области с синфазными состояниями (малые длины) к области с односолитонными состояниями (большие длины). При малых длинах ј_с растет с уменьшением длины как 1/L, аналогично однозонному случаю. Подобный характер зависимости j_c (L) был подтвержден численными расчетами (Рис.1). Параметр R=ic2/ic1 здесь выбран характеризующей систему величиной.



Рис. 1. Зависимость критического тока ј_с от длины мостика L в отсутствие джозефсоновской связи

Далее нами было рассмотрено влияние на критический ток силы межзонного взаимодействия. При малой константе γ картина аналогична случаю $\gamma=0$: возникают осцилляции, соответствующие изменению числа фазовых солитонов в мостике. При увеличении γ уменьшается амплитуда осцилляций j_c (L), и при достаточно сильной межзонной связи они полностью исчезают. Это происходит из-за подавления межзонной связью независимого проскальзывания фазы в различных зонах. При малой силе межзонной связи критический ток уменьшается с ростом γ , поскольку в местах расположения фазовых солитонов параметр порядка подавляется сильнее, что делает сверхпроводящее состояние нестабильным при меньших токах (Рис.2). При определѐнном значении γ , зависящем от параметров сверхпроводника, j_c (γ) достигает минимума, соответствующего исчезновению фазовых солитонов. При дальнейшем росте γ критический ток растет в связи с усилением слабой зоны. В случае достаточно достаточно большой γ критический ток практически совпадает с критическим током синфазного состояния.



Рис. 2. Зависимость критической плотности тока ј_с от силы межзонной джозефсоновской связи ү для длины мостика L=60_{ξ1}

Результаты выше были получены для малых значений параметров u_k . В случае же сверхпроводников с сильным неупругим электрон-фононным рассеянием $u_k >> 1$. В этом случае при достаточно больших длинах мостика параметры порядка из-за большого времени релаксации не успевают восстановиться после проскальзывания фазы, и система с ростом тока из солитонного состояния переходит в резистивное состояние вместо состояния с большим числом солитонов. Это приводит к меньшим значениям критического тока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-42-520003.

- Y. Tanaka // Physical Review B, V. 88, 017002 (2001).
- A. Gurevich and V.M. Vinokur // Physical Review Letters, V. 97, 137003 (2006).

Исследование изолирующей области планарных сверхпроводниковых YBaCuO структур, формируемых методом задающей маски

Д.В. Мастеров¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин^{1§}, Е.В. Скороходов¹, П.А. Юнин^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

§parafin@ipmras.ru

Нами развивается новый способ формирования планарных структур на основе высокотемпературного сверхпроводника YBCO - метод «задающей маски» (3M) [1]. Суть метода заключается в том, что в отличие от традиционных способов получения таких структур [2, 3], на исходной подложке формируется специальная маска, определяющая топологию планарной структуры непосредственно в процессе осаждения YBCO. Рост пленки в методе 3M происходит в локальных областях с заданной топологией, и это может позволить получить сверхпроводящие элементы микронных размеров с уникальными характеристиками. В настоящей работе исследуется влияние параметров задающей маски на подложках из сапфира и фианита с эпитаксиальным подслоем оксида церия на свойства изолирующих областей планарных YBCO структур при использовании в качестве материала 3M аморфного оксида церия.

Введение

В настоящей работе рассмотрено влияние параметров «задающей маски» (ЗМ) на свойства разделительных областей для подложек из сапфира и фианита, на всю поверхность которых предварительно наносился подслой эпитаксиального оксида церия (Al₂O₃-epiCeO₂ и YSZ-еріСеО₂). На таких подложках, в отличие от подложек Al₂O₃ без подслоя эпитаксиального оксила церия, растут высококачественные сверхпроводящие пленки. Рассмотрены лва варианта ЗМ для формирования изолирующей области: слой аморфного оксида церия (coldCeO₂), осаждаемого без нагрева подложки, и двухслойная маска: coldCeO₂ с осажденным сверху при температуре 900 °С оксидом церия (hotCeO₂).

Последовательность формирования методом 3M сверхпроводниковых структур следующая:

- на подложке формируется маска из фоторезиста, после чего при комнатной температуре на подложку напыляется слой coldCeO₂;

- фоторезист вместе с напыленной на него пленкой coldCeO₂ удаляется с подложки. Таким образом, на подложке образуется ЗМ из аморфной пленки оксида церия, в которой вскрыты окна для формирования сверхпроводящих элементов;

- далее, в одном варианте на подложку осаждается YBCO при температуре $T_d = 800$ °C, в другом (двухслойная задающая маска) - предварительно осаждается слой hotCeO₂, а затем YBCO. В результате в окнах маски получаются сверхпроводящие элементы заданного рисунка, а между ними – разделительные области.

Эксперимент и результаты

Для определения величины сопротивления разделительных областей в структурах с ЗМ из coldCeO₂ на подложках Al₂O₃-epiCeO₂, по описанной выше методике были изготовлены образцы с различной толщиной coldCeO₂ (до 1200 nm). Затем на приготовленные образцы напылялись пленки ҮВСО. Для оценки изолирующих свойств разделительной области измерялось сопротивление между чипами, содержащими тестовые мостики. Ширина сверхпроводящей области чипа равнялась 800 µm, расстояние между соседними чипами - 100 µm. Для образца с толщиной coldCeO₂ равной 1200 nm сопротивление между чипами при $T = 77 \, \text{K}$ составило величину R > 1.5×10⁸ Ohm. На подложках YSZ-еріСеО₂ методом ЗМ были изготовлены тестовые мостики, толщина coldCeO₂ составляла 1200 нм. Здесь сопротивление между чипами при T = 77 К так же составило величину R > 1.5×10^{8} Ohm.

На рис. 1 показана морфология поверхности разделительной области толщиной coldCeO₂ 1200 нм до и после осаждения YBCO (200 nm). Видно, что слой coldCeO₂ представляет собой сплошную зернистую пленку из частиц размером 30 - 40 nm. Пленка, сформировавшаяся в разделительной области после напыления YBCO (левая часть рис. 1(*b*)), имеет развитую морфологию поверхности и содержит «разрывы».



Рис. 1. SEM – изображения поверхности образцов. (*a*) – поверхность слоя coldCeO₂ толщиной 1200 nm на подложке Al₂O₃-ерiCeO₂. Увеличение – 300 000 раз, метка – 100 nm. (*b*) –граница между сверхпроводящим мостиком (справа) и разделительной областью (слева) в образце. Увеличение – 150 000 раз, метка – 200 nm

Нами была рассмотрена возможность формирования ЗМ в виде двухслойной структуры: coldCeO₂ + hotCeO₂. На подложку Al₂O₃-epiCeO₂ последовательно, через маску, осаждали coldCeO₂ таким образом, чтобы на ней образовались три области с толщиной слоя coldCeO₂ 100, 500 и 1200 nm. Затем на всю подложку был напылен слой hotCeO₂ (т.е. при температуре роста эпитаксиального оксида церия) толщиной 50 nm. После осаждения ҮВСО через маску были напылены контактные площадки. Сопротивление между площадками в области с толщиной coldCeO2 при 500 nm оказалось на несколько порядков меньше, чем сопротивления в двух других областях и, в отличие от них, падало при охлаждении подложки от комнатной до азотной температуры. На рис. 2 показаны области с толщинами coldCeO₂ 1200 nm и 100 nm, полученные до и после осаждения YBCO толщиной 160 nm (морфологии областей с толщиной 1200 и 500 nm аналогичны). Видно, что напыление hotCeO₂ на слой coldCeO₂ толщиной 100 nm приводит к образованию плотной пленки поликристаллического CeO₂, без разрывов, (Рис. 2(b)). В процессе напыления ҮВСО разрывы также не образуются Рис. 2(d). В результате получается разделительная область с высоким сопротивлением.

На подложках Al₂O₃-ерiCeO₂ методом двухслойной задающей маски были изготовлены мостики шириной 10 µm. Толщина слоя coldCeO₂ на

образцах составляла 1200 nm и 100 nm, слоя hotCeO₂ – 50 nm, пленки YBCO – 160 nm. Сопротивление между чипами при азотной температуре для обоих образцов превысило 1.5×10^8 Ohm, плотность критического тока на сверхпроводящих мостиках составила 3×10^6 A/cm².



Рис. 2. SEM – изображения поверхности двухслойных структур coldCeO₂ + hotCeO₂ с разными толщинами слоя coldCeO₂ на подложке Al₂O₃-epiCeO₂ до (*a*, *b*) и после (*c*, *d*) осаждения YBCO. (*a*, *c*) – толщина слоя coldCeO₂ 1200 nm, (*b*, *d*) – толщина слоя coldCeO₂ 100 nm. Увеличение – 150 000 раз, метка – 200 nm

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что высокое сопротивление разделительных областей на подложках Al_2O_3 -еріCeO₂ и YSZ-еріCeO₂ может быть получено при использовании в качестве задающей маски как толстого (более 1200 nm) слоя coldCeO₂, так и тонкой двухслойной пленки coldCeO₂ + hotCeO₂ (100 nm + 50 nm).

В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро - и наноструктур".

- 1. Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, П.А. Юнин // ПЖТФ, Т. 42, В. 11, 82 (2016).
- J.D. Pedarnig., M.A. Bodea, B. Steiger et al. // Physics Procedia, V. 36, 508 (2012).
- W. Lang, M. Marksteiner, M.A. Bodea et al. // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B. V. 272 300 (2012).

Низкотемпературная неустойчивость ФФЛО в системах сверхпроводник – ферромагнетик

С.В. Миронов^{1, *}, Д.Ю. Водолазов¹, Ю.С. Ерин¹, А.В. Самохвалов¹, А.С. Мельников^{1, §}, А.И. Буздин²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Университет Бордо, LOMA UMR-CNRS 5798, Талянс, Франция, F-33405.

*sermironov@rambler.ru, §melnikov@ipmras.ru

Для широкого класса слоистых систем сверхпроводник – ферромагнетик (S/F) предсказано формирование фазы Фульде-Феррелла-Ларкина-Овчинникова (ФФЛО) при температурах существенно ниже критической температуры сверхпроводящего фазового перехода. Понижение температуры приводит к переключению из однородного сверхпроводящего состояния в фазу ФФЛО, которое сопровождается подавлением диамагнитного мейсснеровского отклика до нуля и изменением знака кривизны зависимости сверхтока от сверхскорости. Оценки показывают, что дополнительный слой нормального металла (N), нанесенный на поверхность ферромагнетика, приводит к существенному смягчению условий существования предсказанной неустойчивости ФФЛО, и для существующих S/F/N систем температура перехода в фазу ФФЛО может достигать нескольких Кельвин.

Введение

Экспериментальное наблюдение неоднородных состояний ФФЛО – одна из наиболее интересных и сложных задач современной физики сверхпроводников. Требования к физическим системам, где могут реализовываться такие состояния, оказываются настолько строгими, что к настоящему моменту убедительные данные о формировании фазы ФФЛО имеются только для узкого класса слоистых органических сверхпроводников. Другая возможность реализовать модулированные состояния связана с многослойными системами сверхпроводник - ферромагнетик (S/F), в которых волновая функция куперовских пар испытывает пространственные осцилляции в направлении поперек слоев. Недавно было показано, что в S/F системах вблизи критической температуры возможны также продольные состояния ФФЛО с модуляцией сверхпроводящего параметра порядка в плоскости слоев [1], однако необходимые для этого параметры системы оказываются далекими от типичных экспериментально достижимых значений.

В данной работе предсказано формирование продольных состояний ФФЛО в системах S/F и S/F/N (N - нормальный металл) при температурах, существенно ниже критической. Область параметров, в которой могут возникать такие состояния, соответствует типичным характеристикам многослойных систем, содержащих сверхпроводящий слой NbN, MoN, MgB2, NbTi, TaN или WSi, ферромагнитный слой CuNi, PdFe, FeNi или Gd, а также нормальный слой Au, Ag, Al или Cu.

Результаты

Анализ неустойчивости ФФЛО в системах S/F и S/F/N проводился в рамках нелинейной теории Узаделя. Неустойчивость однородного сверхпроводящего состояния относительно возникновения модуляции ФФЛО проявляется в подавлении до нуля параметра магнитной экранировки λ^{-2} , определяющего связь между сверхпроводящим током \mathbf{j}_s и векторным потенциалом A: $\mathbf{j}_s = -(\lambda^{-2}/4\pi)\mathbf{A}$ [1]. Для простоты считалось, что толщина сверхпроводника d_s много меньше сверхпроводящей корреляционной длины ξ_s . Вблизи критической температуры T_c параметр λ^{-2} может быть разложен в ряд по зависящему от температуры параметру порядка $\Delta(T)$:

$$\lambda^{-2}(T) = \alpha \Delta^2(T) + \beta \Delta^4(T), \tag{1}$$

где коэффициенты α и β не зависят от температуры. Результаты аналитического расчета этих коэффициентов как функции толщины ферромагнитного слоя d_f показаны на Рис. 1(а). В случае, когда отношение проводимостей F и S слоев в нормальном состоянии о₄/о₅ достаточно большое, коэффициент α может стать отрицательным в некотором интервале толщин d_{f_2} что свидетельствует о возникновении неустойчивости $\Phi\Phi$ ЛО при $T = T_c$. Однако при толщинах, где $\alpha = 0$, коэффициент β всегда отрицательный. В результате, даже для малых положительных значений α второй член в выражении (1) полностью компенсирует член, пропорциональный Δ^2 , при некоторой температуре ниже T_c , что приводит к обращению в ноль параметра λ^{-2} и развитию неустойчивости ФФЛО.



Рис. 1. (а) Зависимости коэффициентов $a = \alpha (2\pi T_c)^2 \lambda_c^2$ и $b = \beta (2\pi T_c)^4 \lambda_c^2$ в выражении (1) от толщины d_f ферромагнитного слоя S/F системы. (b) Зависимости сверхпроводящего тока $J = \frac{j_s \lambda_c^2 T_c}{\xi_f T_{c0}}$ в S/F системе от сверхскорости q для температуры $T = 0.8T_c$. Сплошная (пунктирная) линия соответствует значению $d_f = 0.91\xi_f$ ($d_f = 0.3\xi_f$). Параметры системы:

$$\xi_f = 10\xi_s \ \frac{\sigma_s d_s}{\sigma_f \xi_f} = 0.06$$

Другой интересной особенностью, связанной с низкотемпературной фазой ФФЛО, является смена знака кривизны зависимости тока \mathbf{j}_s от сверхпроводящей скорости, пропорциональной величине $\mathbf{q} =$ $\nabla \phi - (2\pi/\Phi_0)\mathbf{A}$ (здесь ϕ – фаза сверхпроводящего параметра порядка, Φ_0 – квант магнитного потока). При толщинах F слоя вдали от фазы ФФЛО зависимость $\mathbf{j}_s(\mathbf{q})$ имеет всюду отрицательную кривизну, в то время как вблизи перехода в состояние ФФЛО кривизна начального участка этой зависимости становится положительной, см. Рис. 1(б). Данная особенность должна проявляться в экспериментах по измерению третьей гармоники электромагнитного отклика.

Важной особенностью найденной низкотемпературной фазы ФФЛО является возможность eè реализации в трехслойных S/F/N системах с материалами слоев, широко используемых для изготовления спиновых вентилей и пи-контактов. Дополнительный слой нормального металла усиливает парамагнитный вклад триплетных корреляций в величину λ⁻² при специальном выборе толщины ферромагнитного слоя. Типичные фазовые диаграммы S/F/N систем показаны на Рис. 2. Красные кривые ниже критической температуры сверхпроводящего перехода показывают переход первого рода в фазу ФФЛО. Увеличение толщины сверхпроводника приводит к сжатию области существования фазы ФФЛО, так что выше некого порога эта область



Рис. 2. (а)-(с) Фазовые диаграммы многослойных структур S/F/N с отношением обменного поля к критической температуре изолированного сверхпроводника $h/T_{c0} = 25$ и различными толщинами d_s сверхпроводящего слоя. Отношение d_s/ξ_s принимает значения: (а) 1.2, (b) 1.4, (c) 1.6. (d) Фазовая диаграмма системы S/F/N с $d_s/\xi_s = 1.6$. На всех рисунках отношения проводимостей слоев $\sigma_t/\sigma_s = 1$, $\sigma_n/\sigma_s = 150$, а толщина слоя нормального металла $d_n/\xi_s = 1$

оказывается полностью изолированной от области нормального состояния. Данный эффект отличает S/F системы от всех ранее изучаемых соединений, в которых могут реализовываться состояния ФФЛО.

Наши оценки показывают, что для экспериментального наблюдения состояний ФФЛО в S/F/N системах оптимальными являются структуры с большим отношением σ_n/σ_s проводимостей нормального металла и сверхпроводника. Например, комбинация сверхпроводящего слоя NbN, TaN или WSi толщиной ~ 10 нм и металлического слоя Ag, Au или Al толщиной ~ 20-30 нм соответствует значениям $\sigma_n/\sigma_s = 150$, достаточным для возникновения состояний ФФЛО (см. Рис. 2). В тоже время, сравнительно большая критическая температура пленок NbN $T_{c0} \sim 10$ -15 K позволяет надеяться на обнаружение фазы ФФЛО при температурах порядка нескольких кельвин.

Работа частично поддержана стипендией Президента РФ (СП-3938.2018.5), а также проектами Российского научного фонда (15-12-10020), Российского фонда фундаментальных исследований и Фонда развития теоретической физики «Базис».

Литература

 S. Mironov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Physical Review Letters, V. 109, 237002 (2012).

Высокоэффективные NbN однофотонные детекторы с разрешением числа фотонов

М.А. Мошкова^{1, 2, *}, А.В. Дивочий², П.В. Морозов², Ф.И. Золотов^{1, 2}, Ю.Б. Вахтомин^{2, 3}, К.В. Смирнов^{1, 2, 3}

1 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

2 «Сверхпроводниковые нанотехнологии» (СКОНТЕЛ), ул. Россолимо, 5/22, Москва, 119435.

3 Московский Педагогический Государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1/1, Москва, 119991. *moshkova@scontel.ru

Разработаны, изготовлены и исследованы сверхпроводниковые однофотонные детекторы, способные к разрешению до 4-х фотонов в коротком импульсе излучения и имеющие квантовую эффективность детектирования ~82% на длине волны 1550 нм. Усовершенствование технологии создания детекторов, разработка и реализация новой топологии таких устройств, позволили достичь значений мультифотонной квантовой эффективности, определяемой как QEⁿ.

Введение

В настоящее время однофотонные детекторы используются во множестве приложений, таких как распределение квантового ключа, лазерное дистанционное зондирование, корреляционный счет фотонов. При этом сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPD - Superconducting Single-Photon Detector) [1], как правило, демонстрируют значительно лучшие характеристики (эффективность детектирования, количество ложных срабатываний, мертвое время, временное разрешение) по сравнению с лавинными фотодиодами и фотоэлектронными умножителями, а кроме того, открывают принципиально новые возможности использования однофотонных детекторов [2]. Значительное развитие технологий SSPD привело к созданию одноэлементных сверхпроводниковых однофотонных детекторов, демонстрирующих предельные характеристики, в частности приближающуюся к 100% эффективность детектирования [3-5]. Для целого ряда применений SSPD также крайне важным является возможность определения числа фотонов, содержащихся в одном оптическом импульсе, поэтому дальнейшее перспективное развитие сверхпроводниковых однофотонных детекторов может быть связано с разработкой многоэлементных SSPD, способных к разрешению числа фотонов (PNR SSPD, or photon number resolving detectors).

Принципиальная возможность создания SSPD детекторов различающих число фотонов в коротком импульсе излучения, основанная на возникновении импульсов напряжения различной амплитуды при поглощении детектором разного числа фотонов, была продемонстрирована авторами [6]. Однако эффективность детектирования одиночных фотонов в указанной работе составила менее 1%.

Технология изготовления

Рабочей структурой созданных PNR детекторов является набор параллельных сверхпроводниковых NbN полосок. Для предотвращения каскадного переключения полосок при поглощении фотона одной из них, последовательно каждой полоске был подключен планарный резистор. Количество параллельных полосок, равномерно распределенных на площади 15.15 мкм², составило n=4 (рис. 1).



Рис. 1. Изображение PNR SSPD, полученное с помощью электронного микроскопа

После магнетронного осаждения NbN толщиной ~7 нм с помощью электронной литографии и последующего плазмохимического травления в газовой смеси элегаза и аргона формировались параллельные NbN полоски. Также посредством электронной литографии и электронно-лучевого испарения изготавливались Ti-Au резисторы с сопротивлением ~ 150 Ом. Эквивалентная схема PNR SSPD представлена на рис.2.



Рис. 2. Эквивалентная схема PNR SSPD детектора

Методика эксперимента и результаты

Созданные структуры были сопряжены со стандартным одномодовым волокном (Corning SMF 28е) и охлаждены до температуры 1.7 К. Измерения квантовой эффективности обнаружения одиночных фотонов QE_1 были проведены с использованием непрерывного источника излучения (λ =1550 нм) с мощностью 0,13 пВт, что позволяло не учитывать многофотонные срабатывания детектора. Измеренные значения QE_1 позволили рассчитать вероятности п-фотонных срабатываний детектора как $QEn_cw = QE_1^n$ (рис.3).



Рис. 3. Зависимости QE_{n_cw}(n) и QE_{n_pulse}(n)

Для измерения эффективностей n-фотонных срабатываний детектора был использован импульсный лазер с λ =1550 нм и с частотой следования импульсов 100 МГц, распределение количества фотонов в импульсе которого, подчиняется статистике Пуассона. Выбирая мощность лазера (или среднее число фотонов в импульсе, λ) можно точно рассчитать число инициирующих событий, приводящих к nфотонному отклику PNR детектора и определить вероятности QE_{n pulse}. Проведенные измерения QE_{n pulse} показали, что они могут отличаться от QE_{n cw} (рис.3). Наблюдаемые отклонения (у образцов 921 и 198) мы связали с: а) неоднородностью согласования излучения со сверхпроводниковой структурой, вызванной топологией используемого образца и пространственной неоднородностью излучения на выходе используемого нами одномодового волокна, подчиняющегося распределению Гаусса; б) неоднородностью распределения тока смещения в сверхпроводниковой структуре. Модернизация технологии и топологии PNR SSPD позволила устранить указанные недостатки и получить высокоэффективный PNR SSPD (образец 269), демонстрирующий совпадающие значения QE_{n cw} и QE_{n pulse}, что подтверждает также и рис.4.



Рис. 4. Вероятности n-фотонных состояний, согласно статистике Пуассона с λ=0.1; количество n-фотонных срабатываний PNR SSPD нормированное на частоту следования оптических импульсов

- G.N. Gol'tsman *et al.* // Appl. Phys. Lett. 79, 705 (2001).
- 2. T. Yamashita, S. Miki, H. Terai // IEICE Transactions on Electronics, 100(3), 274-282 (2017).
- K. Smirnov, A. Divochiy, Yu. Vakhtomin *et al.* // Appl. Phys. Lett. 109, 052601 (2016).
- K. Smirnov *et al.* // Supercond. Sci. Technol. doi.org/10.1088/1361-6668/aaa7aa (2018).
- M. Sidorova, A. Divochiy, Yu. Vakhtomin, K. Smirnov // Nanophotonics 2015, Vol.9, 093051.
- A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld, A. Gaggero *et al.* // *Nature Photonics* 2.5 (2008): 302-306.

Сверхпроводниковые гетероструктуры с прослойкой с сильным спин-орбитальным взаимодействием

Г.А. Овсянников¹*, А.С. Гришин¹, А.М. Петржик¹, А.В. Шадрин¹, К.И. Константинян¹, Ю.В. Кислинский¹, G. Cristiani², G. Logvenov²

1 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН Моховая 11, строение 7, Москва, 125009, Россия.

2 Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany.

*gena@hitech.cplire.ru

Дан обзор экспериментальных работ, в которых рассматривается сверхпроводниковые гетероструктуры с прослойкой из материала, в котором наблюдается сильное спин-орбитальное взаимодействие. В качестве материалов с сильным спинорбитальным взаимодействием нами выбраны иридаты стронция, имеющие Ruddlesden–Popper структуру: полуметалл SrIrO₃ и магнитный изолятор Sr₂IrO₄. С помощью лазерной абляции и магнетронного распыления были получены эпитаксиальные пленки этих материалов, а также гетероструктуры на основе эпитаксиальных пленок купратного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_x. Для электрофизических измерений изготавливались меза-структуры микронных размеров с верхним электродом из бислоя Au/Nb.

Введение

Оксиды 5d переходных металлов вызывают значительный интерес из-за сосуществования сильного электрон-электронного и спин-орбитального взаимодействий. Целый ряд экзотических квантовых состояний, включая топологический изолятор, вейлевский полуметалл, спин-орбитальный мотовский изолятор и др., наблюдаются в этих материалах[1, 2]. Ruddlesden-Popper серия оксидов иридия $(Sr_{n+1}Ir_nO_{3n+1}; n = 1, 2,..., \infty)$ являются типичным примером таких материалов [3-4]

Рост эпитаксиальных пленок и гетероструктур

Рост эпитаксиальных иридатных и купратных пленок производился с помощью KrF эксимерного лазера с длиной волны 248 нм, напыление производилось в атмосфере кислорода при давлении 0.0013-0.3 mB и температурах подложки от 700 до 850°С. Температура подложки устанавливалась с помощью термопары и контролировалась пирометром. Частота импульсов составляла 2-5Hz, энергия - 1-2 J/cm². После напыления образец медленно охлаждался в атмосфере кислорода. Толщины пленок изменялись от 5 до 20 nm [5,6].

Мишени изготавливались из смеси порошков (для (иридатов $SrCO_3$ и IrO_2) по стандартной керамической технологии. Исходный состав смеси до проведения синтеза для иридатов составлял $Sr_{1.85}IrO_4$.

После смешивания порошок прессовался в таблетки, и затем проводилась термообработка при 900°С и при 1000°С. Рентгенофазовый анализ показал, что полученные мишени являются однофазными и имеют тетрагональную кристаллическую решетку Sr₂IrO₄: пространственная группа *I4/mmm*, параметры решетки: a = 0.388 nm, c = 1.289 nm [7]. СКВИД магнетометр показывает переход мишени Sr₂IrO₄ в антиферромагнитное состояние при 240°К, что с точностью до градуса соответствует литературным данным. Величина намагниченности составляет $M = 0.014 \mu_B / Ir.$ Наиболее близкое значение 0.023µ_В/Ir дается в обзоре [8].

Наименее напряженную, близкую к объемному монокристаллу, структуру имели пленки Sr₂IrO₄ на подложках (100)SrTiO₃ и (110)NdGaO₃ при минимальном давлении (менее 0.01 mB) кислорода в камере (см. рис.1). С-параметр таких пленок составлял значение 1.287 nm. При увеличении давления кислорода до 0.3 mB происходил рост SrIrO₃. с параметром a=b=c=0.397 nm. Структуру пленки на подложке (110) NGO можно описать с помощью перовскита с указанными периодами решетки [5]. В работе [9] показано, что действительно в достаточно узком диапазоне температур подложки давление кислорода в камере играет существенную роль в отношении катионов при росте эпитаксиальной пленки иридатов и способствует стабилизации одной из Ruddlesden-Popper фаз.



Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы для автономной плѐнки Sr₂IrO₄/(110)NdGaO₃ (верхний спектр) и гетероструктуры Au/Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x/(110)NdGaO₃ (нижний спектр)

Гетероструктуры Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x

Гетероструктура изготавливалась последовательным ростом сначала пленки YBa₂Cu₃O_x (толщиной 40-60 nm) при температуре 830°С и давлении кислорода 0.5mB, последующий слой Sr₂IrO₄ (толщиной 10-20 nm) наносился в атмосфере аргона при давлении 0.5mB и температуре 700°С. После охлаждения наносился защитный слой золота. Все пленки напылялись в одном технологическом цикле. На рисунке 1 представлены Thetta/2Thetta дифрактограммы для пленки Sr2IrO4/NdGaO3 и гетероструктуры Au/Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x/ NdGaO₃. Пленка YBa₂Cu₃O_x на подложке (110)NdGaO₃ растет эпитаксиально с осью с перпендикулярной плоскости подложки, аналогичным образом на YBa₂Cu₃O_x растет пленка Sr₂IrO₄. С-параметры YBCO и Sr₂IrO₄ оказались близки к табличным значениям, температура перехода в сверхпроводящее состояние слоя YBCO составила 91К.

Meзa-структуры Nb-Au/Sr₂IrO₄/ YBa₂Cu₃O_x

Сверхпроводящие меза-структуры Nb-Au/Sr₂IrO₄/ YBa₂Cu₃O_x с размерами в плане от 10x10 до 50x50 μ m² формировались с помощью фотолитографии, а также плазмохимического и ионно-лучевого травлений. Вторым сверхпроводником был бислой, состоящий из пленки Nb (толщиной 150 nm) и тонкой пленки Au (толщиной 10-15 nm), которая использовалась для уменьшения диффузии кислорода из иридата в Nb. Эффект близости между пленками Nb и Au обеспечивал сверхпроводящую критическую температуру бислоя T_C = 8.5-9 K, близкую к критической температуре пленки Nb (9.2 K) [10].

Из измерений проводимости меза-структуры от напряжения G(V) удалось оценить высоту барьера 200-250 mV при асимметрии барьера 50-70 mV и толщинах прослойки 5-10 nm. При малых напряжениях наблюдается асимметрия проводимости и скачок проводимости при малых напряжениях (V<1 mV).

Авторы благодарны А.Е. Пестун и Н.В. Андрееву за помощь в изготовлении мишений и полезные обсуждения. Работа была поддержана проектом РФФИ 16-29-14022

- W.W. Krempa, G. Chen, Y. Kim, and L. Balents, Conden. Matter // Phys. V.5, 2014 (2013).
- R. Schaffer, E. Lee, B. Yang, and Y. Kim // Rep. Prog. Phys. V.79, 094504 (2016).
- S.J. Moon et al // Phys. Rev. Lett. V.101, 226402 (2008).
- A. Biswas, Yoon H. Jeong // Current Applied Physics V.17, 605 (2017).
- Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, К.И. Константинян, Н.В. Андреев, Т.А. Свиридова // Физика твердого тела Т.57, 2519 (2015).
- А.М. Петржик, G. Cristiani, Г. Логвенов, А.Е. Пестун, Н.В. Андреев, Ю.В. Кислинский и Г.А. Овсянников, Письма в ЖТФ, Т. 43, 25 (2017).
- C. Lu, A. Quindeau, H. Deniz, D. Preziosi, D. Hesse, and M. Alexe // Applied Physics Letters V.105, 082407 (2014).
- "Perovskite Materials Synthesis, Characterisation, Properties, and Applications", book edited by Likun Pan and Guang Zhu, ISBN 978-953-51-2245-6, 2014.
- X. Liu, Y. Cao, B. Pal, et al // arXiv:1712.08504v1 (2017).
- P.V. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian et al // Phys. Rev B V.78, 024501 (2008).

Особенности нелинейного СВЧ отклика высокотемпературных сверхпроводников на основе железа

Е.Е. Пестов^{1,2,*}, Ю.Н. Ноздрин¹, А.И. Елькина¹, Ю.С. Ерин¹, М. Лю³, S. Aswartham⁴, И.В. Морозов³, А.М. Клушин¹, А.С. Мельников^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 3, Москва, 119991.

4 Leibniz Institute for Solid State and Materials Research, 01171 Dresden, Germany .

*pestov@ipmras.ru

С помощью метода нелинейной ближнепольной СВЧ микроскопии были изучены температурные зависимости мощности третьей гармоники для монокристаллов (Na,K)_x Fe_{2-y} Se₂ и (Ba,K)Fe₂As₂. Наряду с этим проведены измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости на частоте 100 кГц для данных соединений. Полученные экспериментальные результаты указывают на возможную двухщелевую структуру сверхпроводящего состояния (Na,K)_x Fe_{2-y} Se₂ и (Ba,K)Fe₂As₂.

Введение

Исследование открытых в 2008 году сверхпроводящих оксипниктидов и халькогенидов железа представляют собой в данный момент одну из наиболее передовых и актуальных тем в физике конденсированного состояния. Такой интерес к данным соединениям обусловлен наличием многощелевого спектра квазичастичных возбуждений в сверхпроводящем состоянии и сложной структурой симметрии параметра порядка. Среди многочисленных и нетривиальных результатов, полученных для сверхпроводников на основе железа, в настоящее время сравнительно мало экспериментальных работ, посвященных проблеме нелинейного отклика и ближнепольной СВЧ микроскопии данных соединений.

Экспериментальные результаты

В данной работе с помощью метода ближнепольной СВЧ микроскопии [1,2] были проведены исследования нелинейных свойств монокристаллов $(Na,K)_xFe_{2-y}Se_2$ и $(Ba,K)Fe_2As_2$ с размерами $3\times3\times0.1$ мм³ синтезированных в МГУ (г. Москва) и IFW (г. Дрезден) [3]. Этот метод основан на регистрации нелинейного СВЧ отклика с помощью зонда индуктивного типа. Зонд представляет собой тонкую медную проволочку закорачивающую внутренний и внешний проводники коаксиального кабеля. Частота первой гармоники в эксперименте

была равна 472 Мгц. Максимальный уровень падающей мощности на частоте первой гармоники при измерениях был порядка 100 мВт. С помощью данного метода мощность отраженного сигнала на частоте третьей гармоники $P_{3\omega}$ измерялась в зависимости от *T* и мощности СВЧ сигнала.

Измерения линейных и нелинейных свойств монокристаллов $(Na,K)_xFe_{2-y}Se_2$ и $(Ba,K)Fe_2As_2$ на более низких частотах (100 кГц) были выполнены с помощью стандартного индуктивного метода исследования, который основан на эффекте экранирования магнитного поля сверхпроводником.



Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости на частоте первой $\chi_{\omega}(T)$ и третьей гармоники $\chi_{3\omega}(T)$ для монокристалла (Na,K)_xFe_{2-y}Se₂ при различных амплитудах переменного магнитного поля



Рис. 2. Температурная зависимость мощности третьей гармоники *Р*_{3∞}(*T*) для монокристалла при различных СВЧ мощностях

В этом случае катушка диаметром 2 мм помещалась с одной стороны пленки и создавала переменное магнитное поле на частоте 100 кГц. С помощью второй катушки с другой стороны пленки принимался сигнал на частоте первой и третьей гармоники основной частоты. Измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости монокристаллов (Na,K)_xFe_{2-y}Se₂ на частоте первой $\chi_{\omega}(T)$ и третьей гармоники $\chi_{3\omega}(T)$ демонстрируют хотя широкий, но однородный сверхпроводящий переход (Рисунок 1). Как видно из Рисунка 1 критическая температура монокристаллов (Na,K)_xFe_{2-v}Se₂ составляет величину $T_c \cong 30$ К, что хорошо согласуется с литературными данными [3]. В то же время следует отметить, что на температурной зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ для монокристалла (Na,K)_xFe_{2-v}Se₂ наблюдается дополнительный низкотемпературный максимум нелинейности, который может быть обусловлен двухщелевой структурой сверхпроводящего состояния в данном образце (Рисунок 2). Такое качественное отличие температурных зависимостей $P_{3\omega}(T)$ и $\chi_{\omega}(T), \chi_{3\omega}(T),$ по-видимому, связано с возможностью метода нелинейной ближнепольной СВЧ микроскопии локальной диагностики наличия нескольких энергетических щелей и необычной симметрии параметра порядка в сверхпроводнике. Температурная зависимость магнитной восприимчивости для монокристалла (Ba,K)Fe₂As₂ демонстрирует узкий сверхпроводящий переход $\Delta T_{\rm c} \cong 2$ К и T_{c} ≅ 38 К (Рисунок 3). Однако в отличии от монокристаллов (Na,K)_xFe_{2-y}Se₂ на температурной зависимости $\chi_{3\omega}(T)$ наблюдаются три характерных максимума при температурах близких к критической.



Рис. 3. Температурная зависимость магнитной восприимчивости на частоте первой $\chi_{\infty}(T)$ и третьей гармоники $\chi_{3\omega}(T)$ для монокристалла (Ba,K)Fe₂As₂ при различных амплитудах переменного магнитного поля

Наличие нескольких максимумов на $\chi_{3\omega}(T)$ вблизи T_с может быть связано с различными фазами в монокристалле имеющими разные T_c. Также следует отметить, что на монокристаллах (Ba,K)Fe₂As₂ нам не удалось наблюдать нелинейный СВЧ отклик с помощью метода ближнепольной микроскопии. Это видимо было связано с неровностью поверхности монокристалла, которая препятствовала протеканию СВЧ тока по образцу. В заключении следует отметить, что окончательные выводы о природе дополнительного низкотемпературного максимума на температурной зависимости $P_{3\omega}(T)$ монокристаллов на основе железа могут быть сделаны только на основе детального теоретического анализа нелинейного отклика и исследования структуры и фазового состава образцов с помощью методов рентгеновской дифракции и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Авторы благодарят за частичную поддержку грант РФФИ № 18-02-00912, грант РНФ № 15-12-10020 и программу фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости».

- E.E. Pestov, Yu.N. Nozdrin, and V. V. Kurin // IEEE Trans. on Appl. Supercond., V. 11, 131 (2001).
- А.Ю. Аладышкин, А.А. Андронов, Е.Е. Пестов, и др. // Изв. Вузов. Радиофизика, Т. 46, 123 (2003).
- M. Roslova, S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva *et al.* // Cryst.Eng.Comm., V. 16, 6919 (2014).

Сверхпроводящие спиновые вентили на основе спиральных магнетиков

Н.Г. Пугач^{1,2,*}, М.О. Сафончик³, Д. Хайм

1 Научно-Исследовательский Институт Ядерной Физики имени Д.В. Скобельцына, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские Горы, д. 1(2), Москва ГСП-2, 119991.

2 Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, Москва, 101000.

3 Физико-Технический Институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021.

*pugach@magn.ru

Теоретически разработаны спиновые вентили для сверхпроводниковой спинтроники нового типа на основе магнитных материалов со спиральным магнитным упорядочением. Использование таких материалов должно существенно упростить структуру элементов до двух слоев: сверхпроводника и спирального магнетика с контролируемым направлением магнитной спирали. А следовательно, может упростить и технологию их изготовления, и также решить проблему выборочного магнитного переключения в матрице из таких элементов (проблема полувыбора), что создает преимущества при использовании их для низкотемпературной магнитной памяти.

Введение

Элементы памяти являются одним из основных элементов как обычной, так и сверхпроводящей спинтроники [1-3]. Их работа основывается на спин-вентильном эффекте (spin valve effect – SVE), т.е. изменении критической температуры T_c для сверхпроводников, или сопротивления, при перемагничивании магнитных слоев системы от антипараллельной до параллельной ориентации [3].

Переключение сверхпроводящего слоя из сверхпроводящего в нормальное состояние зависит от взаимной ориентации ферромагнитных слоев, параллельной или антипараллельной, по аналогии с обычными спиновыми вентилями. Механизм SVE был обоснован подавлением критической температуры сверхпроводника T_c магнитным обменом в Fслоях, что влияет на свойства S-слоя через эффект близости. В антипараллельной ориентации воздействия двух F-слоев вычитаются, а в случае параллельной магнитной ориентации складываются, что ведет к более эффективному подавлению сверхпроводимости. Поскольку сверхпроводящие корреляции являются дальнодействующими на масштабах атомной решетки, SVE может проявляться в структурах, изготовленных в двух конфигурациях: FSF или SFF, где магнитные слои расположены по одну или по обе стороны от сверхпроводящего слоя.

Любопытно, что SVE может основываться и на другом физическом механизме. Неколлинеарная намагниченность в SF гетероструктурах вызывает спин-триплетные сверхпроводящие корреляции (LRTC) с ненулевой общей проекцией спина на ось квантования. Обменное магнитное поле не подавляет одинаковые спин-триплетные пары, которые таким образом проникают дальше в ферромагнитную область. Появление LRTC влияет на эффект близости через открытие нового канала проникновения куперовских пар из сверхпроводящего слоя в ближайший слой. В некоторых экспериментах наблюдалось более сильное изменение Т_с для неколлинеарной намагниченности, чем для коллинеарной конфигурации (параллельной или антипараллельной). Однако, могут ли триплетные корелляции быть использованы для переключения элементов в реальных устройствах, до сих пор является открытым вопросом. В самом деле, такие наноструктуры содержат слои нескольких различных магнитных, немагнитных и антиферромагнитных материалов, что сильно усложняет технологию производства и контроль еè магнитной конфигурации.

Исследуемые структуры и обсуждение результатов

В данной работе мы рассматриваем реализацию другого типа триплетных устройств, которые содержат только один магнитный слой с контролируемой внутренней неколлинеарной намагниченностью. Подходящими магнитными материалами являются, к примеру, Er, Ho, соединения семейства MnSi, которые имеют спиральную или геликоидальную намагниченность. В настоящее время такие соединения и пленки интенсивно исследуются в качестве среды для магнитных топологических дефектов, типа скирмионов. Их спиральной магнитной структурой, характеризуемой вектором **Q**, можно управлять с помощью слабого внешнего магнитного поля, меньше критического для тонких сверхпроводящих пленок.

В недавней работе [4] был предложен новый вид сверхпроводящей памяти, где SVE возникает при контролируемом изменении направления магнитной спирали. Мотивацией для данной работы послужили эксперименты [5,6] где SVE наблюдался при изменении магнитного упорядочения от геликоидального до однородного, которое сохраняется и после выключения поля. В этих экспериментах *Т_с* подавлялось однородной намагниченностью. То же происходит и при Q параллельном слоям. Мы же обнаружили возможность обратного эффекта: при намагничивании спирального антиферромагнетика от начального состояния с полным магнитным моментом равным нулю, Т_с может возрастать (Рис.1) т. к. переключение между спиральным и однородным магнитным упорядочением подавляет канал проникновения куперовских пар, связанный с LRTC.



Рис. 1. Зависимость критической температуры сверхпроводящего слоя толщины 30 nm от параметра прозрачности SF границы ү_b при спиральной антифер-ромагнитной (красная линия) и однородной ферромаг-нитной (черный пунктир) намагниченности

$$\gamma_b = R_b A \sigma_f / \xi_f$$

На рис.1 показан спин-вентильный эффект, который составляет по порядку величины ~10 – 100 mK, в зависимости от прозрачности интерфейса SF бислоя (R_b и A - сопротивление и площадь SF интерфейса соответственно, а σ_f и ξ_f - удельная проводимость и длина когерентности металла в F слое). Как ожидается, γ_b ослабляет сверхпроводящий эффект близости [7], но характерные значения T_c до десятой Кельвина могут быть вполне заметны в эксперименте. Также, было рассчитано изменение критического тока SFS спирального Джозефсоновского спинового вентиля при изменении намагниченности F слоя.

Заключение

Исследовался эффект близости в гетероструктурах, состоящих из тонкого сверхпроводящего слоя, на поверхности объемного спирального антиферромагнетика и SFS спирального Джозефсоновского спинового вентиля. Их принцип действия основывается на контроле появления дальнодействующих триплетных сверхпроводящих корреляций. Такие би- и трислои в качестве элементов памяти, имеют очень простую структуру по сравнению с представленными ранее. Было численно показано, что однородное намагничивание может не только уменьшать, но и увеличивать T_c в зависимости от параметров F слоя.

Работа была поддержана совместными Российско-Греческими проектами RFMEFI61717X0001 и Т4ΔРΩ-00031 "Экспериментальное и теоретическое исследование физических свойств низкоразмерных квантовых наноэлектронных систем".

- M. G. Blamire and J. W. A. Robinson J. Phys.: Condens. Matter 26 453201 (2014).
- J. Linder and J. W. A. Robinson. Nature Physics 11, 307 (2015).
- 3. M. Eschrig, Rep. Prog. Phys. 78, 104501 (2015).
- 4. N. G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, et. al. Appl. Phys. Lett. 111, 162601 (2017).
- Y. Gu, J. W. A. Robinson, M. Bianchetti, et. al. APL Mater. 2, 046103 (2014).
- N. Satchell, J. D. S. Witt, M. G. Flokstra, et. al. Phys. Rev. Applied 7, 044031 (2017).
- N. G. Pugach, M. O. Safonchik. JETP Lett. 107(5) (2018) (accepted).

Спонтанные токи и неоднородные фазовые состояния в гибридных структурах сверхпроводник/ферромагнетик

Д.С. Рабинович^{1,2,*}, И.В. Бобкова^{1,2,§}, А.М. Бобков²

1 Московский Физико-технический институт, Долгопрудный, 141700.

2 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432.

*veroniyz@mail.ru, §bobkova@issp.ac.ru

В работе теоретически исследуются тонкопленочные структуры из сильного ферромагнетика с неоднородной намагниченностью и сверхпроводника. Мы показываем, что одновременное наличие двух факторов: существенного различия скоростей Ферми для спиновых подзон ферромагнетика и магнитной неоднородности приводит к возникновению бездиссипативного магнетоэлектрического эффекта в системе. В зависимости от условий он может быть реализован как в виде спонтанного электрического тока, так и в виде неоднородных фазовых состояний параметра порядка.

Введение

В настоящее хорошо известно, что влияние ферромагнетика на сверхпроводимость в гетероструктурах сверхпроводник/ферромагнетик (S/F) не ограничивается подавлением сверхпроводимости вблизи границы с ферромагнетиком. Было показано, что на S/F границе индуцируется триплетная сверхпроводимость, которая находит применение в областях спинтроники и сверхпроводящей электроники [1,2].

До настоящего времени в большинстве работ, посвященных S/F гетероструктурам, рассматривались слабые ферромагнетики, в которых обменное поле мало по сравнению с энергией Ферми. Однако, в последнее время появился ряд работ, в которых показано, что в гетероструктурах с сильными (обменная энергия сравнима с энергией Ферми) неоднородными ферромагнетиками возникает новый класс эффектов, которые могут быть названы магнетоэлектрическими. Сюда, в частности, относится предсказание спонтанной разности фаз на джозефсоновской контакте в основном состоянии для систем с многослойными разориентированными ферромагнитными барьерами [3] и для неоднородных сильных ферромагнетиков [4].

Здесь мы рассматриваем тонкопленочную бислойную структуру сверхпроводник/сильный ферромагнетик и показываем, что такой ферромагнетик не только индуцирует триплетные корреляции в сверхпроводнике, но и приводит к тому, что сверхпроводник переходит в состояние с пространственно неоднородной фазой. Как показано ниже, такое состояние может быть реализовано в виде геликоидального состояния для магнитных структур типа спирали или же в виде спонтанной разности фаз для структур типа доменной стенки. Эти неоднородные фазовые состояния могут рассматриваться как магнетоэлектрические эффекты, т.к. они возникают из-за того, что близость с сильным ферромагнетиком индуцирует в однородном сверхпроводнике спонтанные электрические токи и, создавая фазовые градиенты, система стремится занулить эти токи чтобы понизить свою энергию.

Модель и построение теоретического аппарата

Мы рассматриваем тонкую сверхпроводящую пленку, толщина которой *d* много меньше сверхпроводящей длины когерентности. Пленка помещена на поверхность сильного неоднородного ферромагнетика (см. рис 1). Для того, чтобы ферромагнетик не подавил полностью сверхпроводимость в пленке, S/F граница предполагается достаточно туннельной.



Рис. 1. (а) рассматриваемая система; (b-c) изучаемые конфигурации намагниченности ферромагнетика: (b) спираль, (c) доменная стенка типа head-to -head

В рамках метода туннельного гамильтониана удается получить квазиклассическое уравнение типа уравнения Эйленбергера для сверхпроводящей пленки, в котором влияние ферромагнетика учитывается через дополнительные собственноэнергетические части. Оно имеет вид:

$$i \, \vec{v}_S \vec{V} \check{g} + \left[(\varepsilon + i\Gamma) \hat{\tau}_z + \Gamma_z \hat{\sigma}_z + h \hat{\sigma}_z \hat{\tau}_z - M_{kj} \hat{\sigma}_k p_j - \check{\Delta} - \check{\Sigma}_{imp}, \check{g} \right] = 0$$

Здесь ферромагнетик входит через параметры Г, hи Г_z, которые выражаются через гриновскую функцию однородного ферромагнетика. Г описывает распаривание из-за утечки корреляций в ферромагнетик, h – это эффективное обменное поле, а параметр Г_z отличен от нуля только при учете членов порядка h/ε_F , т.е. для сильных ферромагнетиков. Именно этот член отвечает за магнетоэлектрические эффекты. Член $M_{kj}\hat{\sigma}_k p_j$ представляет собой эффективное калибровочное поле, которое возникает из-за магнитной неоднородности.

Результаты

Магнитная спираль

Эффективное обменное поле в сверхпроводящей пленке имеет вид:

$$\boldsymbol{h} = h(\cos\alpha, \sin\alpha\cos\theta, \sin\alpha\sin\theta),$$

где α –угол, который определяет постоянный наклон намагниченности спирали по отношению к ее оси и θ описывает вращение вектора намагниченности. Эффективное калибровочное поле имеет вид:

$$M_{kx}\sigma_k m_s = \frac{\partial_x \theta}{2} (\sin \alpha \, \sigma_y - \cos \alpha \, \sigma_z)$$

Если предположить, что параметр порядка в пленке однороден, то контакт с такой магнитной структурой генерирует спонтанный электрический ток в пленке. Чтобы минимизировать энергию, пленка переходит в геликоидальное состояние $\Delta(x) = |\Delta|e^{i\chi}$ и вблизи критической температуры спонтанный градиент фазы имеет вид:

$$\chi_0' = -\frac{2\Gamma_z h^2 \sin^2 \alpha \cos \alpha}{\pi^3 T^3 \theta'^3 \xi^4}$$

где ξ – сверхпроводящая длина когерентности. Ключевым отличием геликоидальной фазы от неоднородной фазы Фульде-Феррела является то, что направление градиента фазы строго фиксировано эффективным калибровочным полем.



Рис. 2. Градиент фазы для структуры с магнитной спиралью как функция от θ ', $\Gamma_z = 1$, $\Gamma = 0.3$, $\alpha = \pi/3.5$.

Доменная граница

$$h = h(\cos\theta, 0, \sin\theta)$$
$$M_{kx}\sigma_k m_s = \frac{\partial_x \theta}{2}\sigma_x$$

Для компланарной магнитной структуры типа доменной стенки спонтанный ток в пленке не генерируется. Однако если приложить слабое внешнее магнитное поле h_y перпендикулярно плоскости стенки, то в такой некомпланарной магнитной структуре в однородном сверхпроводящем состоянии через область, находящуюся в контакте с доменной границей, протекал бы спонтанный ток. Чтобы избежать этого, система генерирует спонтанную разность фаз в сверхпроводнике, которая в простейшем случае выражается формулой

$$\Delta \chi_0 = \frac{2\pi \Gamma_z h h_y}{(\pi + \Gamma)^3}$$

Стоит подчеркнуть, что эта разность фаз возникает в сверхпроводнике, который не содержит какихлибо слабых связей и областей подавленной сверхпроводимости.

- M. Eschrig // Rep. Prog. Phys, V. 78, 104501 (2015).
- J. Linder and J.W.A. Robinson // Nat. Phys. V. 11, 307 (2015).
- S. Mironov and A. Buzdin // Phys. Rev. B, V. 92, 184506 (2015); M.A. Silaev, I.V. Tokatly and F.S. Bergeret // Phys. Rev. B, V. 95, 184508 (2017).
- I. V. Bobkova, A.M. Bobkov and M.A. Silaev // Phys. Rev. B, V. 96, 094506 (2017).

Переворот магнитного момента импульсом внешнего магнитного поля в одноконтактном СКВИДе с Фи-0 переходом

И.Р. Рахмонов^{1,2,*}, Ю.М. Шукринов^{3,§}

1 ЛТФ, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия.

2 Физико-Технический институт им. С.У. Умарова, АН РТ, Душанбе, 734063 Таджикистан.

3 Государственный университет Дубна, Дубна, 141980.

*rahmonov@theor.jinr.ru, §shukrinv@theor.jinr.ru

Исследована динамика одноконтактного СКВИДа с Фи-0 переходом. Проведен анализ динамики магнитного момента в Фи-0 переходе под воздействием прямоугольного импульса внешнего магнитного поля. Продемонстрирован полный переворот магнитного момента.

Введение

В SFS структурах, спин-орбитальное взаимодействие в ферромагнике без симметрии инверсии, обеспечивает механизм прямой связи между магнитным моментом и сверхпроводящим током [1]. Такие джозефсоновские переходы называются Фи-0 переходами. Возможность контроля магнитных свойств посредством сверхпроводящего тока, а также влияние магнитной динамики на джозефсоновский ток привлекает большое внимание [1-5]. При использовании Фи-0 перехода в СКВИДах возникает дополнительная возможность контроля динамики системы внешним магнитным полем. В работе [6] проведен анализ спиновой динамики в Фи-0 переходах в низкочастотном режиме, который позволяет использовать квазистатический подход. Было показано, что постоянный сверхток может оказать сильное ориентационное влияние на магнитный момент ферромагнитного слоя. При возникновении электрического напряжения в Фи-0 переходах возникают осцилляции джозефсоновского тока, и соответственно, прецессия магнитного момента. Как указывалось в упомянутой работе, такая прецессия может контролироваться возникновением высших гармоник в соотношении токфаза, а также постоянной компонентой тока, которая значительно возрастает вблизи ферромагнитного резонанса. В работе [6] было продемонстрирована возможность полного переворота магнитного момента Фи-0 контакта прямоугольным импульсом тока.

В настоящей работе исследуется динамика одноконтактного СКВИДа, содержащего Фи-0 переход и рассматривается возможность переворота магнитного момента импульсом внешнего магнитного поля.

Рассмотрим СКВИД с одинм Фи-0 переходом, динамика магнитной системы, которого описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [5], которое в компонентах имеет следующий вид

$$\dot{m}_{x} = \frac{1}{1+\alpha^{2}} \{-m_{y}m_{z} + Grm_{z}\sin(\varphi - rm_{y}) \\ -\alpha[m_{x}m_{z}^{2} + Grm_{x}m_{y}\sin(\varphi - rm_{y})]\} \\ \dot{m}_{y} = \frac{1}{1+\alpha^{2}} \{m_{x}m_{z} \\ -\alpha[m_{y}m_{z}^{2} - Gr(m_{z}^{2} + m_{x}^{2})\sin(\varphi - rm_{y})]\} \\ \dot{m}_{z} = \frac{1}{1+\alpha^{2}} \{-Grm_{x}\sin(\varphi - rm_{y}) \\ -\alpha[Grm_{y}m_{z}\sin(\varphi - rm_{y}) - m_{z}((m_{x}^{2} + m_{y}^{2}))]\}$$
(1)

где m_x , m_y и m_z - компоненты магнитного момента, φ - джозефсоновская разность фаз, α - параметр диссипации магнитной системы, G - отношение амплитуды энергии Джозефсона к энергии магнитной анизотропии, r - параметр спинорбитального взаимодействия. Уравнение, описывающее динамику одноконтактного СКВИДа, записывается в виде

$$\frac{d\varphi}{dt} = w \frac{\varphi_s + \varphi - rm_y}{L} - \sin(\varphi - rm_y)$$
(2)

где φ_s - поток, создаваемый внешним импульсом магнитного поля, нормированный на квант потока Φ_0 , L - нормированная индуктивность одноконтактного СКВИДа. Система уравнений (1) вместе с (2) решалась численно методом Рунге-Кутта четвертого порядка.

Основные результаты

Все расчеты проведены для параметров модели G=10, r=0.1, и L=1. На Рис.1 приведена временная зависимость компоненты m_z - рассчитанная при воздействии прямоугольного импульса внешнего магнитного поля.



Рис. 1. Временная зависимость *m*_z. На вставке показана форма импульса внешнего магнитного поля

Мы видим, что под воздействием импульса поля реализуется полный переворот магнитного момента. На вставке к рисунку показана временная зависимость импульса. При расчете высота импульса магнитного поля составляла A=1.5, а время действия импульса dt=6. В качестве начального условия использовано $m_z = 1$. После прекращения действия импульса, m_z осциллируя, стремится к -1. Для того, чтобы объяснить характер изменения m_z и указать причину его малых осцилляций после выключения импульса, нами проанализирована $m_x m_y$ исверхпроводящего тока I_s , которая представлена на Рис.2.

Во время действия импульса поля сверхпроводящий ток нарастает. Затем, после прекращения действия импульса, сверхпроводящий ток начинает уменьшаться, вызыярая окуцилляции компонент магнитного момента и . Их осцилляции сдвинуты по фазе и продолжают затухать в течении опредждению, го времени. Именно наличие осцилляций и приводит к малым осцилляциям m_z после отключения импульса. Малые осцилляции сверхпроводящего тока обусловленны тем, что после отключение импульса, сверхпроводящий ток замыкается на внутреннее сопротивление перехода.



Рис. 2. Временная зависимость компонент магнитного момента m_x , m_y и сверхпроводящего тока I_s вместе с импульсом внешнего магнитного поля

Таким образом, на приведенном примере мы показали возможность управления магнитными свойствами системы посредством внешнего поля в СКВИДе с Фи-0 переходом. Показано влияние осцилляций магнитного момента на сверхпроводящий ток, а также влияние сверхпроводящего тока на магнитный момент. Продемонстрированная возможность переворота магнитного момента под воздействием магнитного поля может быт использована в сверхпроводниковой электронике и квантовых технологиях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов 18-02-00318 и 15-29-01217 и гранта ОМУС ОИЯИ в рамках проекта 18-302-08.

- A. Buzdin, // Physical Review Letters, V.101, 107005 (2008).
- A. I. Buzdin, // Rev. Mod. Phys. V. 77, 935 (2005).
- F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, // Rev. Mod. Phys. 77, 1321 (2005).
- A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Ilichev, // Rev. Mod. Phys. 76, 411 (2004).
- F. Konschelle, A. Buzdin, // Phys. Rev. Lett . 102, 017001 (2009)
- Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov K. Sengupta, and A. Buzdin // Appl. Phys. Lett. V. 110, 182407 (2017).

Резонансные свойства кольцевой системы параллельных джозефсоновских переходов

И.Р. Рахмонов^{1,2, *}, Ю.М. Шукринов^{1,3, §}, К.М. Родин³, J. Tekic⁴, Р. Mali⁵

1 ЛТФ, Joint institute for nuclear Research, Дубна, 141980, Россия.

2 Физико-Технический институт им. С.У. Умарова, АН РТ, Душанбе, 734063 Таджикистан.

3 Государственный университет Дубна, Дубна, 141980.

4 "Vinca" Institute of Nuclear Sciences, Lab. For theoretical and Condensed Matter Physics - 020, University of Belgrade, P. O. Box 522, 11001 Belgrade, Serbia

5 Department of Physics, Faculty of Science, University of Novi Sad, Trg Dositeja Obradovica 4, 21000 Novi Sad, Serbia

*rahmonov@theor.jinr.ru, §shukrinv@theor.jinr.ru

Нами исследована фазовая динамика кольцевой системы параллельных джозефсоновских переходов. Рассчитаны вольтамперная характеристика и временная зависимость напряжения при различных значениях базового тока. Проанализирована ветвистая структура вольт-амперной характеристики. Показано, что в результате резонанса флюксонов и плазменных волн наблюдается ветвление в областях ВАХ, соответствующих ступенькам нулевого поля.

Введение

Кольцевая система джозефсоновских переходов (ДП) является одним из интереснейших объектов сверхпроводниковой электроники [1-5], в которой наблюдается два типа возбуждений, а именно, нелинейные возбуждения в виде кинк-солитона (флюксона) вдоль системы и плазменные волны [1,2]. Хранение и управление флюксонами в длинных ДП [3] лежит в основе создания новых типов элементов логики [4]. Одно из новых логических семейств [5] основывается на использовании движущего флюксона вдоль одномерного массива, в котором джозефсоновские переходы сильно связаны индуктивностью вдоль направления движения флюксона. Отметим важное обстоятельство, заключающееся в том, что динамические состояния системы проявляются на ее вольт-амперной характеристике (ВАХ). В работах [1,2] продемонстрировано, что резонансы вращения флюксона в кольце с плазменной волной проявляются в виде ветвей на вольт-амперной характеристике системы. В случае непрерывного длинного ДП, при отсутствии внешнего магнитного поля в результате резонанса при совпадении джозефсоновской частоты и собственной частоты системы на ВАХ появляются ступеньки нулевого поля [6]. Определенный интерес представляет исследования ВАХ в области ступеньки нулевого поля в случае кольцевой системы параллельных ДП, поскольку в этой системе помимо джозефсоновских осцилляций присутствуют также плазменные колебания.

Схематический вид кольцевой системы параллельных ДП показан на Рис.1.



Рис. 1. Схематический вид кольцевой системы параллельных джозефсоновских переходов. Сверхпроводящие электроды обозначены голубым цветом, а возникающие ДП показаны коричневым

Динамика этой системы описывается уравнением Френкеля-Конторовой (дискретное уравнение синус-Гордона) [1]:

$$\left| \frac{dV_n}{dt} = \frac{\varphi_{n+1} - 2\varphi_n + \varphi_{n-1}}{a^2} - \sin\varphi_n - \alpha \frac{d\varphi_n}{dt} + I \right| \\
\left| \frac{d\varphi_n}{dt} = V_n \right|$$
(1)

где φ_n -разность фаз на *n*-ом ДП, *I*-базовый ток, $a = \sqrt{2\pi L_0 I_c}/\Phi_0$ -параметр дискретности, L_0 - геометрическая индуктивность одной ячейки, $\Phi_0 = h/2e$ квант магнитного потока, $\alpha = \sqrt{\Phi_0/2\pi I_c R^2 C}$ - параметр диссипации, C емкость ДП, *R* - его дифференциальное сопротивление. Здесь *п* указывает номер ДП и он меняется в интервале $1 \le n \le N$, где N - количество ДП в системе. В этом уравнении время нормировано на обратную плазменную частоту $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c}/\Phi_0 C$, напряжение на $V_0 = \hbar \omega_p / 2e$, базовый ток *I* нормирован на критический ток I_c ДП.

Для уравнения (2) задаются периодические граничные условия. В этом случае пространственные точки n=0 и n=N+1 считаются эквивалентными n=N и n=1, соответственно. Следовательно, $\varphi_0 = \varphi_N - 2\pi M$ и $\varphi_{N+1} = \varphi_1 + 2\pi M$, где M количество флюксонов, введенное в систему. При проведении расчетов рассматривался простейший случай с одним введенным флюксоном, т.е., M = 1.

Алгоритм вычисления вольт-амперной характеристики заключается в следующем. Вначале задаются значение базового тока $I = I_0$ и начальные условия $\varphi_n(t)|_{t=0} = 0$ и $V_n(t)|_{t=0} = 0$. Затем, при заданном фиксированном значении тока система уравнений (1) решается численно методом Рунге-Кутта четвертого порядка в интервале времени [0, T_{max}] с шагом Δt и, как результат, определяется разность фаз $\varphi_n(t)$ и $V_n(t)$ как функция времени. Далее, вычислялась среднее значение напряжения для заданного тока.

Основные результаты

Вольт-амперная характеристика, рассчитанная для системы N = 10 ДП, представлена на Рис. 2.



Рис. 2. Вольт-амперная характеристика кольцевой системы с 10 ДП

Она демонстрирует резонансные ветви, известные как ступеньки нулевого поля. Эти ветви возникают в результате резонанса при совпадении джозефсоновской частоты и собственной частоты системы при выполнении условии $V = 2\pi m u/L$ [6], где m-число флюксонов, u - их скорость. На ВАХ кольцевой системы джозефсоновских переходов образуются только ветви, соответствующие четным числам флюксонов. Анализ рассчитанной ВАХ показывает, что на ступеньках нулевого поля наблюдается ветвление. Увеличенная часть соответствующей ветви с двумя флюксонами представлена на Рис.3(а). Причиной данного ветвления ВАХ являет-

ся резонанс между периодическим движением флюксона и плазменными колебаниями в системе.

В области ветви ВАХ, соответствующей четырем флюксонам, которая показана на Рис.3(b), ветвление происходит менее интенсивнее по сравнении с случаем Рис.3(a).



Рис. 3. Зависимость величины В от параметра А

В областях соответствующих ветвям с 6 и 8 флюксонами, ветвление не наблюдается вовсе.

В заключении отметим, что нами проведено численное исследования ВАХ кольцевой системы параллельных джозефсоновских переходов. Показано, что в результате резонанса периодического движения флюксонов и плазменных колебаний, наблюдаются ветвления в областях ступенек нулевого поля. Продемонстрировано, что с увеличением числа флюксонов в системе, ветвление становится менее интенсивнее.

Исследование выполнено в рамках сотрудничества ОИЯИ-Сербия, а также при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов 15-29-01217 и 18-02-00318 и программы Гейзенберг-Ландау.

- J. Pfeiffer , A.A. Abdumalikov, *et. al* // Phys. Rev. B, V. 77, 024511 (2008).
- A. V. Ustinov, M. Cirillo, B. A. Malomed, // Phys. Rev. B 47, 8357 (1993).
- 3. M. Cirillo, // J. Appl. Phys. V. 58, 3217 (1985).
- 4. K. K. Likharev and V. K. Semenov, // IEEE Trans. Appl. Supercond. V 1, 3 (1991).
- [5] V. K. Semenov, G. V. Danilov, and D. V. Averin, // IEEE Trans. Appl. Supercond. V. 13, 938 (2003).
- T. A. Fulton and R. C. Dynes, // Solid State Commun. 12 (1973), 57.

Исследование ВАХ ҮВСО и ВSCCO джозефсоновских контактов

Л.С. Ревин¹,* А.Л. Панкратов^{1,§}, Д.В. Мастеров¹, А.Е. Парафин¹, Е.А. Вопилкин¹, С.А. Павлов¹, С.А. Краев¹, А.В. Чигинев¹, А.А. Яблоков¹

1 Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, 603950.

*rls@ipmras.ru, §alp@ipmras.ru

В ИФМ РАН изготовлены образцы ВТСП джозефсоновских контактов на основе планарных структур YBCO и слоистых сверхпроводников ВSCCO. Структуры YBCO были изготовлены с помощью оригинального метода задающей маски. Исследованы вольт-амперные характеристики структур при воздействии магнитного поля и внешнего СВЧ воздействия. Обнаружено значительное число дробных ступеней Шапиро, в результате сравнения измерений и моделирования показано, что дробные ступени возникают при слабых магнитных полях и пропадают при увеличении поля. Одиночные мезаструктуры ВSCCO изготовлены методом быстрого химического травления, что позволило получить структуры, имеющие толщины в несколько микрон. Для улучшения теплоотвода мезаструктуры помещены на медные подложки. Измерены вольт-амперные характеристики, имеющие сильно гистерезисный характер, максимальный размах обратной ветки превышает 2 В, что достигается за счет большого числа синхронизованных слоев в мезаструктуре.

Введение

Режим генерации бегущих волн является актуальной темой для низкотемпературных контактов, в то время, как для ВТСП он исследована слабо. В настоящее время вопрос изучения и создания генераторов субтерагерцового и терагерцового диапазонов на основе $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (ВSCCO) мезаструктур [1] и YBCO бикристаллических контактов [2] вызывает большой интерес исследователей. В данной работе приводятся результаты исследований образцов, изготовленных в ИФМ РАН.

Экспериментальные результаты

Для экспериментальных исследований были изготовлены образцы распределенных джозефсоновских контактов на основе ҮВСО пленок на бикристаллических фианитовых подложках. Образцы изготовлены с помощью магнетронного напыления методом задающей маски [3,4]. Предварительно на подложку наносится "задающая" маска, и при дальнейшем напылении пленки ҮВСО в модифицированных областях растет слой изолятора, а в немодифицированных — сверхпроводящая пленка. В результате формируется заданная топология планарной сверхпроводящей структуры ҮВСО без последующего разрушающего воздействия процесса травления. На основе данной технологии были изготовлены образцы джозефсоновских контактов длиной 6 - 350 мкм и толщиной 0.3 - 0.6 мкм. Измерены транспортные свойства структур, проведена каталогизация образцов по плотности критического тока, нормальному сопротивлению, отношению $I_c R_n$ для 6 К и 77 К.

В качестве примера на рисунке 1 изображен фрагмент структуры джозефсоновских контактов с дипольными антеннами, рассчитанными для приема или излучения ГГц сигнала. В результате использованной технологии, часть осажденной пленки имела сверхпроводящие свойства (на рисунке изображена светлым цветом), а часть пленки представляла собой изолятор (темная область на рисунке).



Рис. 1. Фотография джозефсоновской структуры (ширина пленки - 6 мкм и 50 мкм, толщина - 300 нм)

На рисунке 2 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) бикристаллического контакта длиной 6 мкм для нулевого и ненулевого магнитного поля. При этом величина поля (тока через соленоид I_{CL}) была одинакова, а направление различно. Видно, что положение ступени генерации бегущей волны смещается при изменении знака магнитного поля. Положение максимумов ступеней бегущей волны видно более явно на зависимости дифференциального сопротивления R_d (вставка на рисунке 2). Показано, что такое поведение вызвано неоднородностью протекания тока через бикристаллическую границу [5].



Рис. 2. ВАХ образца 6 мкм при температуре 6 К под воздействием внешнего магнитного поля. На вставке - зависимость дифференциального сопротивления для ненулевого поля

На рисунке 3 (кривая с ромбами) изображена экспериментальная характеристика под воздействием внешнего высокочастотного излучения (f = 70,5ГГц). На ВАХ отчетливо видны не только целочисл енные, но и дробные ступени Шапиро, которые наблюдались ранее [6] и объяснялись различными причинами, включая несинусоидальную токфазовую зависимость [7-8]. Но численное моделирование подобной системы (красная линия, рисунок 3) позволяет предположить в качестве основной причины квазихаотическую генерацию в длинном джозефсоновском контакте.



Рис. 3. ВАХ образца 6 мкм при температуре 6 К под воздействием внешнего сигнала 70.5 ГГц (кривая с ромбами) и результат численного моделирования (красная кривая)

Кроме того, проведено исследование ВАХ ВЅССО меза-структур. На рисунке 4 представлена прямая и

обратная ветки ВАХ такой структуры в зависимости от температуры. Форма кривых свидетельствует о генерации волны в структуре. На прямой ветке можно наблюдать переходы из сверхпроводящего состояния в резистивное наборов контактов слоистого сверхпроводника. На обратной ветке наблюдается область обратного загиба (отрицательное дифференциальное сопротивление), которая свидетельствует о наличии "горячего пятна" - области разогрева структуры, являющейся каналом синхронизации электромагнитных волн в слоях сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник.



Рис. 4. ВАХ одиночной мезаструктуры BSCCO при различных температурах

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 16-19-10478).

- U. Welp, K. Kadowaki, R. Kleiner, Nat. Photonics 7, 702 (2013).
- E. Stepantsov, M. Tarasov, A. Kalabukhov, L. Kuzmin, T. Claeson, J. Appl. Phys. 96, 3357 (2004).
- D.V. Masterov, S.A. Pavlov, A.E. Parafin, P.A. Yunin, Tech. Phys. Lett. 42, 594 (2016).
- 4. D.V. Masterov et al, SUST 30, 025007 (2017).
- L.S. Revin et al, J. Appl. Phys. 114, 243903 (2013).
- D. Terpstra, R.P.J. IJsselsteijn, H. Rogalla, Appl. Phys. Lett. 66, 2286 (1995).
- B. Hu, J. Tekić, Appl. Phys. Lett. 90, 102119 (2007).
- A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Ilichev, Rev. Mod. Phys. 76, 411 (2004).

О результатах совместного российского проекта «Создание технологии обработки информации на основе сверхпроводящих кубитов»

В.В. Рязанов^{1,2*}

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432. 2 ВНИИА им. Н.Л. Духова, Москва, 127055.

*ryazanov@issp.ac.ru

В докладе представлены результаты первого этапа проекта, выполняемого при поддержке Фонда перспективных исследований, Госкорпорации "Росатом" и Министерства образования и науки РФ. Главным итогом является демонстрация однокубитных квантовых гейтов с использованием нескольких типов сверхпроводящих кубитов с временем когерентности более 1 мкс. Проект развивает это направление в России, фактически, "с нуля". В ходе выполнения проекта отработана технология изготовления сверхпроводящих туннельных переходов субмикронных размеров и различных когерентных структур (кубитов) на их основе, продемонстрированы приготовление и контроль квантовых состояний для таких кубитов, квантовая томография состояний, а также выполнение операций однокубитных квантовых гейтов (NOT, Hadamard и др.).

Введение

Целью трехлетнего проекта Фонда перспективных исследований «Развитие квантовых технологий вычислений на основе сверхпроводящих цепей и структур» является реализация универсального набора квантовых гейтов (вентилей), демонстрация возможности на этой основе быстрого решения задач перебора и оптимизации, а также изготовление многокубитных систем (квантовых симуляторов) для моделирования задач материаловедения, связанных с моделями Изинга для магнитных материалов и моделями Хаббарда для сильнокоррелированных электронных систем.

В проекте под руководством государственного заказчика работ ВНИИА им. Н.Л. Духова (Росатом) собрались, фактически, все российские научные группы, имеющие хотя бы минимальный опыт реализации и исследования сверхпроводящих квантовых когерентных структур (сверхпроводящих кубитов): недавно созданные лаборатории А. Устинова и О. Астафьева в НИТУ «МИСиС» и МФТИ, группа Е. Ильичева в НГТУ (Новосибирск), лаборатории ИФТТ РАН и Российского квантового центра в Черноголовке (под руководством автора доклада и А. Устинова, соответственно). Важное значение для успешной реализации проекта имеет многолетний опыт А. Устинова, О. Астафьева и Е. Ильичева в исследовании сверхпроводящих кубитов в зарубежных лабораториях. Большим приобретением проекта стали теоретическая группа ВНИИА им. Н.Л. Духова под руководством В. Погосова и дружный коллектив Технологического центра «Функциональные микро/наносистемы» под руководством И. Родионова, созданный совместно ВНИИА им. Н.Л. Духова и МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Технология сверхпроводящих структур

Разработка основ технологии джозефсоновских структур, микроволновых сверхпроводящих линий и копланарных резонаторов выполняется в технологических зонах МФТИ, РКЦ/ИФТТ и МИСиС с последующей передачей для воспроизводимого тиражирования в Технологический Центр ВНИИА/МГТУ. Основными элементами сверхпроводящих кубитов являются джозефсоновские туннельные (SIS) контакты Al-AlO_x-Al субмикронных размеров (Рис. 1).



Рис. 1. Схематическое изображение и микрофотография джозефсоновского туннельного контакта Al-AlO_x-Al

Туннельные контакты изготавливаются методом «теневого» напыления [1] через двуслойные маски,
приготовленные с помощью электронной литографии. Для создания туннельного барьера нужной толщины нижний слой алюминия контролируемо окисляется непосредственно в камере высоковакуумной установки. В ходе 1 этапа проекта (июль 2016 г. – декабрь 2017 г.) была отработана технология SIS контактов с латеральными размерами 100 -500 нм, критическими токами в интервале 10 нА -1 мкА и плотностями критических токов в диапазоне 0,1-3 кА/см². Была достигнута воспроизводимость указанных параметров с разбросом не более 10 %. Была также разработана технология высокодобротных тонкопленочных сверхпроводящих структур, необходимых для реализации схем сверхпроводящих кубитов: сверхпроводящих копланарных микроволновых линий и резонаторов (Nb, Al), конденсаторов, эйрбриджей (навесных мостиков) и др. Добротность воспроизводимо изготавливаемых копланарных резонаторов (с частотами в диапазоне 5 - 10 ГГЦ) превышает 20 000.

Низкотемпературные микроволновые методики

Сверхпроводящие кубиты — структуры с несколькими джозефсоновскими контактами, замкнутыми сверхпроводящим кольцом (см., например, обзор [2]).



магнитный поток, отн. ед.

Рис. 2. Спектр сверхпроводящего кубита: зависимость частоты перехода между основным |0>и первым возбужденным |1>состояниями от магнитного потока, приложенного к кольцу кубита

Наличие замкнутого сверхпроводящего контура обеспечивает возможность подстройки спектра кубита внешним магнитным полем. Обычно рабочая точка кубита достигается приложением магнитного потока через кольцо кубита близкого к половине кванта магнитного потока Ф₀/2. Типичный спектр кубита, полученный участниками проекта на потоковом кубите (кольце с тремя контактами), представлен на Рис. 2. Низкие частоты переходов (7 - 10 ГГц) требуют использования сверхнизких температур (ниже 50 мК) и развития низкотемпературных микроволновых методов. Для манипуляций и контроля состояний кубитов требуются также импульсные СВЧ методики. Первой из таких методик является измерение осцилляций Раби, которые связаны с переходами между основным [0>и возбужденным [1>состояниями кубита под действием приложенного микроволнового сигнала.



Рис. 3. Состояние кубита на сфере Блоха

В общем случае состояние кубита (квантовой двухуровневой системы) является суперпозицией состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$: $\Psi=\alpha$ $|0\rangle+\beta$ $|1\rangle$. Его удобно представлять стрелкой на сфере Блоха (Рис.3) — сфере с единичным радиусом и углами θ и φ .



Рис. 4. Протокол измерений осцилляций Раби, определяющий порядок включения и выключения возбуждающего и считывающего импульсов

При приложении микроволнового сигнала с частотой кубита «стрелка состояния» кубита периодически перемещается между базовыми состояниями и, в зависимости от длительности возбуждающего импульса Δt, оказывается в различных точках сферы Блоха. Осцилляции Раби используют для калибровки длительности возбуждающих импульсов, прежде всего π-импульса, переводящего кубит из основного в возбужденное состояние, и $\pi/2$ импульса переводящего кубит в плоскость **ху** сферы Блоха. Для измерения состояния кубита используют «дисперсионный сдвиг» частоты резонатора, связанного с кубитом, который зависит от состояния кубита [3].

Времена когерентности кубитов

Важнейшей проблемой при реализации сверхпроводящих кубитов («искусственных атомов на подложке») является увеличение времени когерентных процессов в кубите. Для начала работ с двухкубитными и многокубитными системами, запланированных нами на 2018 г., необходимо было достичь на первом этапе времен когерентности, превышающих 1 мкс. На Рис. 5 представлен результат измерения времени энергетической релаксации Т₁ для «кубита-трансмона», представляющего собой джозефсоновский контакт (Рис.1), шунтированный емкостью в виде двух тонкопленочных площадок расположенных на подложке по разные стороны от контакта. Измерения кубита осуществлялись с помощью объемного микроволнового волновода, в который помещался кубит.



Рис. 5. Кривая релаксации возбужденного состояния к основному с характерным временем затухания T₁. На вставке показан протокол измерений: *π*-импульсы переводят кубит в возбужденное состояние, затем состояние кубита измеряется с задержкой по времени τ_d

Использование шунтирующей емкости и объемного волновода позволили «отвязать» (отвести) электромагнитное поле от основных источников декогерентности — двухуровневых зарядовых дефектов-флуктуаторов, расположенных в аморфных оксидных слоях на подложке вблизи кубита, и, благодаря этому, существенно увеличить время когерентности. Для измерения второго времени когерентности, времени свободной прецессии T_2^* ,определяемого дефазировкой кубита, прикладывается $\pi/2$ -импульс, который перемещает состояние кубита в плоскость **ху** сферы Блоха (см. вставку на Рис.6). Для измерения уменьшающейся амплитуды состояния к кубиту через время τ_d прикладывается еще один $\pi/2$ импульс, что необходимо, поскольку измерению подлежит только z- компонента состояния на сфере Блоха. При небольшом отличии несущей частоты в импульсе от частоты кубита кривая вероятности для различных τ_d представляет собой «биения Рамзи» [4], показанные для кубита-трансмона в объемном волноводе на Рис.6.



Рис. 6. Кривая фазовой релаксации с характерным временем свободной прецессии T₂*. В верхней части рисунка показан протокол измерений, описанный в тексте

Поскольку операции с многокубитными системами на основе описанных выше кубитов-трансмонов в объемном волноводе представляют определенные трудности, были разработаны и исследованы также другие типы кубитов, которые связанны с копланарными резонаторами, расположенными непосредственно на подложке. На Рис.7 представлен «кубит-Х-мон», представляющий собой двухконтактный интерферометр (SQUID), шунтированный емкостью [5]. Лучшие времена когерентности, полученные для кубитов-X-монов, достигали чуть более 2 мкс.



Рис. 7. Дизайн (справа) и эквивалентная схема (слева) сверхпроводящего кубита Х-мона

Относительно невысокие достигнутые времена когерентности свидетельствуют о том, что кубит взаимодействует с большим количеством зарядовых дефектов. При уменьшении количества взаимодействующих с кубитом дефектов в ведущих мировых группах для кубитов-Х-монов наблюдалась резонансная связь лишь с отдельными флуктуаторами или их небольшими кластерами, что обеспечивало улучшение времен когерентности до 20-50 мкс. Однако наблюдаемая нами экспоненциальная релаксация позволяет надеяться, что наши системы уже находятся не так далеко от режима «разреженной бани» двухуровневых дефектов.

Для уменьшения связи между кубитом и флуктуаторами требуется дальнейшая оптимизация геометрии системы и улучшение технологического процесса, уменьшающее аморфные включения на интерфейсах между металлом и подложкой, подложкой и «воздухом». Оптимизация геометрии системы должна приводить к уменьшению напряженности электрических полей в областях с низким качеством диэлектриков (в интерфейсах). В частности важным для этого представляется увеличение ширины конденсаторов. Однако увеличение ширины зазора и расширение области, заполненной электрическим полем, может привести к связыванию кубитов с паразитными электромагнитными резонансами, поэтому их присутствие следует минимизировать за счет качественной инженерии образцов и их держателей.

Реализация однокубитных гейтов

На основе разработанных кубитов был реализован ряд однокубитных гейтов (в частности, NOT и Hadamard), т.е. квантовых логических операций, связанных с контролируемыми поворотами состояний на сфере Блоха (например, гейт NOT переводит состояние $\Psi = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle$ в состояние $\Psi = \beta |0\rangle + \alpha |1\rangle$). Для кубитов-трансмонов в объемном волноводе достигнуты точности однокубитных операций 0,995.

Как указывалось выше, реализации двухкубитных систем (двухкубитных гейтов) и многокубитных «спиновых» цепочек посвящен текущий второй этап проекта (2018 г.)

Заключение

Успешному выполнению задач I этапа проекта Фонда перспективных исследований способствовала слаженная работа организацийвсех соисполнителей проекта, указанных во Введении. Помимо научных лидеров проекта (к их числу также нужно добавить Ивана Храпача и Олега Вяселева) необходимо особенно отметить выдающихся молодых исследователей Глеба Федорова, Илью Беседина, Алексея Дмитриева, а также руководителей технологических работ Илью Родионова, Владимира Чичкова и Алексея Болгара, без которых достигнутые в ходе I этапа проекта результаты были бы невозможны.

- G.J. Dolan. // Applied Physical Letters, V. 31, 337 (1977).
- J. Clarke, F.K. Wilhelm. // Nature, V. 453, 1031 (2008).
- D. I. Schuster, A. Wallraff, A. Blaiset al. // PhysicalReview Letters, V. 94, 123602 (2005).
- N. F. Ramsey. // Physical Review A, V. 78, 695 (1950).
- R. Barends, J. Kelly, A. Megrantet al. // PhysicalReview Letters, V. 111, 080502 (2013).
- M. Neeley, M. Ansmann, R. C. Bialczak *et al.* // Nature Physics, V. 4, 523 (2008).

Особенности фазовых диаграмм узких сверхпроводящих мостиков на основе YBaCuO с разной дозой имплантации ионов кислорода

Д.А. Савинов^{1,2}, А.В. Антонов¹, А.В. Иконников¹, Д.В. Мастеров¹, А.Н. Михайлов², С.В. Морозов¹, Ю.Н. Ноздрин¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин¹, Д.И. Тетельбаум², С.С. Уставщиков¹, П.А. Юнин¹

1 Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения "Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук".

2 Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Нижегородский государственный университет

им. Н.И. Лобачевского".

savinovda@ipm.sci-nnov.ru

В работе выполнены эксперименты по исследованию электронного транспорта в разупорядоченных наноструктурах – узких ВТСП мостиках на основе YBaCuO в сильных магнитных полях (планируется до 12T) и разной дозой имплантации ионов кислорода средних энергий (энергия E=100 кэB). Также в работе развита теоретическая модель наблюденных экспериментально аномальных температурных зависимостей верхнего критического поля Hc2(T), основанную на учете координатной зависимости коэффициента диффузии в уравнении Узаделя.

В последнее десятилетие наблюдаются весьма впечатляющие успехи в развитии научного направления, связанного с анализом возможных физических механизмов, приводящих к нетривиальным особенностям фазовых диаграмм ряда сверхпроводящих соединений (см., например, [1, 2]). В частности, в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), сверхпроводящих структурах на основе железа, а также серии слоистых периодических сверхпроводящих соединений экспериментально обнаружены необычные температурные зависимости верхнего критического поля Hc2(T), кривизна которых оказывается знакопеременной или положительной. Существует ряд моделей, позволяющих построить теоретическое обоснование экспериментально наблюдаемых аномалий в поведении Hc2(T). Данные модели связаны с учетом многозонности сверхпроводящего параметра порядка, нетривиальных особенностей сверхпроводящего спаривания, а также влиянием беспорядка.

Настоящая работа посвящена проверке оригинальной научной идеи, которая проясняет физическую природу аномального поведения температурной зависимости верхнего критического поля Hc2(T) широкого ряда известных сверхпроводящих структур и соединений. Данная идея связана с влиянием дефектов на сверхпроводящий фазовый переход и заключается в следующем: при постепенном увеличении заданного магнитного поля в неупорядоченном образце происходит структурный переход (кроссовер) от состояния с регулярной решеткой вихрей Абрикосова к состоянию со случайно распределенными сверхпроводящими островками. Указанный переход приводит к увеличению флуктуационного верхнего критического магнитного поля Нс2 отдельных сверхпроводящих зародышей по сравнению со значением, которое определяется средней по образцу длиной сверхпроводящих корреляций. А вследствие неоднородного зарождения сверхпроводящего параметра порядка, происходит уширение резистивного перехода образца по температуре при постепенном увеличении внешнего магнитного поля. Действительно, верхняя температурная граница данного перехода соответствует возникновению сверхпроводящих островков вблизи локальных минимумов сверхпроводящей длины когерентности, которые оказываются слабо связанными друг с другом посредством джозефсоновсого взаимодействия, вызванного экспоненциально слабым перекрытием волновых функций куперовских пар, центрированных на разных островках. Однако, вблизи нижней температурной границы резистивного перехода данное перекрытие волновых функций возрастает, приводя к усреднению коэффициента диффузии и переходу к стандартному упорядочению вихрей в образце. Таким образом, можно предложить несколько способов определения Нс2(Т), выбирая разные критерии для определения сверхпроводящей критической температуры Тс из транспортных измерений резистивной зависимости R(T). Обычно экспериментально данный критерий определяется из условия: R(Tc,H)= gRn, где Rn сопротивление материала в нормальном (несверхпроводящем) состоянии. Меняя параметр g от 0 до 1, получаем набор разных зависимостей Hc2(T). Выбирая значение д близкое к 1, скажем, 0.9 (так называемый онсет сверхпроводящего перехода), мы находим критическую температуру изолированных сверхпроводящих островков. Наоборот, рассматривая значения д близкие к 0, например, 0.1, мы получаем критическую температуру формирования бесконечного сверхпроводящего кластера. Поскольку в малой окрестности Тс0 зависимость Hc2(T) всегда соответствует регулярному упорядочению вихрей в образце, очевидно, что для описания кроссовера между состоянием с решеткой вихрей Абриковсова и состоянием со случайно распределенными сверхпроводящими островками при постепенном увеличении магнитного поля Н мы должны рассматривать значения g, близкие к 1, т.е. следить за «эволюцией» сверхпроводящего онсета при разных Н. Таким образом, в рамках данной работы показано экспериментально и теоретически, что такой переход может сопровождаться сменой знака кривизны температурной зависимости верхнего критического поля Hc2(T) и, следовательно, объяснить особенности фазовых диаграмм (рассчитанных по уровню онсета сверхпроводящего перехода) широкого класса неупорядоченных сверхпроводящих материалов, в частности ВТСП и сверхпроводящих соединений на основе железа.

В работе выполнены резистивные измерения пленки высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_{7-х} (YBCO) толщиной 200 нм в сильных магнитных полях H (до 12 T). Пленка YBCO выращивалась методом магнетронного распыления на подложках из алюмината лантана. Проведено несколько экспериментальных серий транспортных измерений узких мостиков на основе выращенной эпитаксиальной пленки YBCO (ширина мостиков w = 3, 10 и 50 мкм). Серии различаются разной дозой D имплантированных высокоэнергетичных (энергия E = 100 кэB) ионов кислорода (O+) – D = 0, 3×10^{12} и 9×10^{12} см⁻². Сопротивления мостиков и их критические параметры измерялись стандартным четырехзондовым методом.

Использованная в работе ионная имплантация была необходима для контролируемого изменения свойств пленки [3]. Постепенное увеличение дозы имплантированных ионов в мостиках приводило к монотонному росту концентрации дефектов в образце и большему разбросу ориентации кристаллографических осей кристаллитов, составляющих образец (кристаллическая структура образцов в облученном и необлученном состояниях определялась методом рентгеновской дифракции).

В итоге, в работе экспериментально исследовано: зависимость критической температуры Тс0 от концентрации нейтральных дефектов в ВТСП мостиках; форма и ширина сверхпроводящего перехода R(T) в зависимости от внешнего магнитного поля Н для заданной дозы имплантированных ионов кислорода; линии фазового перехода Hc2(T) для нескольких доз ионной имплантации и для разных резистивных уровней R(Tc,H)= gRn, где g изменяется от 0 до 1. В рамках теоретических исследований в настоящей работе найдено аналитическое выражение для линии фазового перехода Hc2(T) сверхпроводников с пространственно модулированным коэффициентом диффузии за счет внесения нейтральных примесей (необычный тип спаривания [D]), учитывая факт подавления сверхпроводимости примесями в нулевом магнитном поле. Получено хорошее соответствие между экспериментальными данными по Hc2(T) и соответствующими теоретическими формулами.

Исследования настоящей работы выполнены при поддержке грантов РФФИ №15-02-04027 и 15-42-02195, гранта РНФ №15-12-10020 и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости».

- Hunte F., Jaroszynski J., Gurevich A., et. al. // Nature, V. 453, 903 (2008).
- Jaroszynski J., Hunte F., Balicas L., et al. // Phys. Rev. B, V. 78, 174523 (2008).
- В. К. Васильев, Д. С. Королев, С. А. Королев, Д. В. Мастеров, А. Н. Михайлов, А. И. Охапкин, С. А. Павлов, А. Е. Парафин, П. А. Юнин, Е. В. Скороходов, Д. И. Тетельбаум // Поверхность, 4, 1 (2016).

Осцилляции Литтла-Паркса в неодносвязных гибридных структурах ферромагнетиксверхпроводник с эффектом близости

А.В. Самохвалов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950.

samokh@ipmras.ru

На основе линеаризованных уравнений Узаделя изучены условия зарождения сверхпроводимости в неодносвязной гибридной системе с эффектом близости, состоящей из тонкостенного сверхпроводящего цилиндра, центральная часть которого (сердцевина) заполнена ферромагнитным металлом. Изучено влияние внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси цилиндра, и спин-активного барьера на границе сверхпроводник/ферромагнетик на критическую температуру сверхпроводящего перехода для мод с различным значением орбитального момента L. Определены условия возникновения осцилляций Tc из-за совместного действия орбитального и парамагнитного эффектов с учетом дополнительной ЛОФФ модуляции вдоль оси цилиндра. Выполнены расчеты эффективной глубины проникновения магнитного поля в структуру для неоднородных состояний с различными значениями орбитального момента L и масштаба ЛОФФ модуляции.

Конкуренция спин-синглетного куперовского спаривания и ферромагнитного упорядочения в гибридных системах ферромагнетик-сверхпроводник (FS) с эффектом близости служит, как известно, причиной сильного подавления критической температуры сверхпроводящего перехода Т_с и появления в ферромагнетике сверхпроводящих корреляций, амплитуда которых испытывает знакопеременные осцилляции и затухает на масштабе $\xi_f = \sqrt{D_f / h}$ в направлении перпендикулярном SF границе (см., например, обзор [1]). Неоднородное обменное поле и/или спин-зависимое рассеяние на FS границе вызывают образование триплетных куперовских пар с одинаковым направлением проекции спина, которые не разрушаются обменным полем и проникают в ферромагнетик на заметно большую глубину $\xi_n = \sqrt{D_f / 2\pi T_{cs}} \gg \xi_f$ [2]. Здесь T_{cs} - критическая температура сверхпроводника при отсутствии эффекта близости и/или внешнего магнитного поля.

Отличительной особенностью более сложных неодносвязных гибридных SF структур с эффектом близости (полый сверхпроводящий цилиндр с ферромагнитной сердцевиной) является возможность возбуждения в таких структурах вихревых состояний с отличным от нуля орбитальным моментом Lдаже при отсутствии внешнего магнитного поля [3]. Конкуренция орбитального (для $L \neq 0$) и обменного механизмов подавления синглетной сверхпроводимости приводит к немонотонной зависимости критической температуры сверхпрово-



Рис. 1. Схематическое изображение гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра радиуса R_f и тонкой сверхпроводящей оболочки толщиной $d_s = R_s - R_f$

дящего перехода FS структуры T_c от характерного размера полости R_f , заполненной ферромагнетиком. Немонотонное поведение $T_c(R_f)$ объясняется переходами между состояниями с различным значением L, которое определяет циркуляцию фазы сверхпроводящего параметра порядка по контуру, охватывающему полость. Особенности эффекта близости на FS границе могут приводить к появлению дополнительной ЛОФФ модуляции вдоль оси цилиндра, что проявляется в аномальном поведении экранирующих свойств такой гибридной структуры [4,5].

Классическим проявлением орбитального механизма подавления сверхпроводимости в структурах с неодносвязной геометрией являются, как извесно, осцилляции критической температуры перехода *T_c*

при изменении величины внешнего магнитного поля *H* (эффект Литтла-Паркса [6]). Причиной осцилляций Литтла-Паркса также являются переходы между состояниями с различным значением циркуляции *L*.

В докладе приведены результаты расчетов зависимости критической температуры Т_с перехода в сверхпроводящее состояние от величины внешнего магнитного поля *H* для модельной FS структуры, состоящей из ферромагнитного цилиндра, покрытого тонким слоем сверхпроводника (см. рис.1). Предполагается, что для металлов, образующих FS гибридную структуру, выполнены условия «грязного» предела, критическая температура ферромагнетика равна нулю, величина его обменной энергии $h \gg T_{cs}$, а для расчета структуры аномальной функции Грина используются линеаризованные уравнения Узаделя. Изучено влияние неоднородности обменного поля вблизи FS границы, при которой в гибридной структуре возникают «дальние» сверхпроводящие корреляции, на переходы между состояниями с различной завихренностью L во внешнем магнитном поле. Приведены расчеты эффективной глубины проникновения магнитного поля в структуру для неоднородных состояний с

различными значениями орбитального момента L. Изучено влияние «дальних» триплетных сверхпроводяших корреляций на условия возникновения ЛОФФ модуляции вдоль оси FS цилиндра, а также, влияние модуляции на экранирующие свойства гибридной структуры.

Работа поддержана грантами РФФИ №18-02-00390, 18-42-520025 р_а. Изучение экранирующих свойств гибридной структуры выполнялось по проекту РНФ №15-12-10020.

- 1. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005).
- F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. 77, 1321 (2005).
- A. V. Samokhvalov, et al., Phys. Rev. B 76, 184519 (2007); Phys. Rev. B 79, 174502 (2009).
- S. Mironov, A. Mel'nikov, A. Buzdin, Phys. Rev. Lett., 109, 237002 (2012).
- 5. А. В. Самохвалов, ЖЭТФ 153, 268-282 (2018).
- W. A. Little, R. D. Parks, Phys. Rev.Lett., 9, 9 (1962).

Расщепление куперовских пар в баллистических ферромагнитных СКВИДах

П.Л. Строганов¹, Я.В. Фоминов^{2,3,*}

Московский физико-технический институт, Долгопрудный.
 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка.
 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва.
 *fominov@landau.ac.ru

Теоретически исследована задача о джозефсоновском СКВИДе со спиновой фильтрацией за счет ферромагнитных полуметаллических вставок в рукава интерферометра (см. Рис. 1) в баллистическом пределе. В рамках этой задачи найдены андреевские уровни в контакте и вычислен переносимый ими джозефсоновский ток в зависимости от двух управляющих параметров: угла в между намагниченностями спиновых фильтров и внешнего магнитного потока Ф. В результате абсолютной спиновой фильтрации транспорт куперовских пар полностью определяется процессами с расщеплением пар, при котором два электрона проходят через разные рукава интерферометра. Рукава считались безотражательными одноканальными проводами, а их длина — соответствующей пределу короткого контакта.



Рис. 1. Ферромагнитный спин-фильтрующий СКВИД с расщеплением куперовских пар. Серые области S_{1,2} — синглетные сверхпроводящие резервуары, голубые области — трехтерминальные делители потока (нормальные провода), зеленые вставки — полуметаллические ферромагнетики (спиновые фильтры). Угол между намагниченностями фильтров (красные стрелки) обозначен θ. Через кольцо интерферометра проходит внешний магнитный поток Ф. Величины α/2 и L — фазы, набираемые квазичастицей при прохождении сегмента делителя и фильтра соответственно

Для решения задачи использовался метод матрицы рассеяния. Был получен общий аналитический результат для андреевских уровней в случае произвольного независящего от энергии несверхпроводящего рассеивателя между сверхпроводящими резервуарами. В пределе короткого контакта сверхток переносится именно этими двумя связанными андреевскими состояниями (которые могут быть вырождены в частных случаях).

Полученные выражения для андреевских уровней затем были применены к частным случаям $\theta = 0, \theta$ $=\pi, \Phi = 0$ и $\Phi = \Phi_0$, в которых оказывается возможным дальнейшее аналитическое решение. В частности, в случае $\theta = \pi$ спектр оказывается нечувствительным к Ф. Положив для простоты $\Phi = 0$, мы обнаруживаем, что спиновая симметрия эффективно восстановлена, спин сохраняется, и СКВИД становится эквивалентен квантовому точечному джозефсоновскому контакту с эффективной прозрачностью, определяемой геометрическими параметрами системы (фазами, набираемыми квазичастицами при прохождении тройников-делителей, и фазами, набираемыми внутри спиновых фильтров). В случае $\Phi = \Phi_0$ сохраняется «перекрученный спин» (перекрученные спиновые секторы составлены из противоположных спинов вблизи противоположных сверхпроводников), и система опять же сводится к квантовому точечному джозефсоновскому контакту с некоторой эффективной прозрачностью. Однако, в этом случае параметр порядка в формулах для квантового точечного контакта эффективно подавлен в сравнении с Δ в резервуарах.

Различные геометрические параметры системы приводят к качественно разному поведению характеристик СКВИДа (андреевских уровней, токфазового соотношения и критического джозефсоновского тока) как функций θ и Ф. Ток-фазовое соотношение может менять свою амплитуду и форму, в частности, демонстрируя переход из 0- в π -состояние. Переход происходит через промежуточные состояния, в которых I(ϕ) составлена из 0- и π -сегментов с резкими скачками между ними.

В результате, критический ток I_c может стать немонотонной функцией от θ (при изменении угла между параллельной и антипараллельной конфигурациями), см. Рис. 2. Периодичность по магнитному потоку равна $2\Phi_0$, т.е. удвоена по сравнению с обычным СКВИДом. Простой процесс, при котором два электрона из куперовской пары проходят каждый по своему рукаву, оказывается вообще нечувствительным к Φ . Однако в подходе матрицы рассеяния эффективно суммируются все возможные траектории, и удвоенная периодичность возникает из-за более сложных процессов, в которых один электрон проходит через свой рукав, в то время как второй проходит через другой рукав, а также делает дополнительный оборот внутри несверхпроводящей части интерферометра. Из-за интерференционных эффектов I_c может демонстрировать инвертированную зависимость от Φ (с максимумом, сдвинутым на половину периода, т.е. из 0 в Φ_0) или даже стать немонотонной функцией в интервале от 0 до Φ_0 (т.е. на половине периода).

Литература

1. P.L. Stroganov, Ya.V. Fominov, *Cooper pair splitting in ballistic ferromagnetic SQUIDs*, Phys. Rev. B **96**, 174508 (2017).



Рис. 2. Зависимость критического тока I_c от угла θ между намагниченностями спиновых фильтров (горизонтальные оси на всех рисунках) и магнитного потока Φ (вертикальные оси) для различных геометрий системы (геометрия определяется параметрами α и L). Цветом показаны значения критического тока, нормированные на максимальное значение при соответствующей геометрии, I_c/I_c^{max} . Поля каждого рисунка (верхнее и правое) показывают поведение I_c вдоль сечений, показанных на основном графике. Верхние рисунки (левый: $\alpha = \pi$, L = 0; правый: $\alpha = 0.6\pi$, L = 0) являются примерами относительно простого поведения: I_c монотонно растет с ростом θ и монотонно меняется при изменении Φ в интервале $[0, \Phi_0]$, достигая либо минимума, либо максимума при $\Phi = \Phi_0$. В то же время, при некоторых геометриях поведение I_c может быть гораздо более сложным. Нижние рисунки (левый: $\alpha = 0.1\pi$, L = 0.3 π) являются примерами немонотонной зависимости I_c от θ и Φ

Обнаружение волн зарядовой плотности в кристаллах LSCO с помощью измерений сопротивления и микроволнового поглощения

Ю.И. Таланов^{1,*}, И.И. Гимазов¹, Т. Adachi²

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Departament of Engineering and Applied Sciences, Sophia University, 7-1 Kioi-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8554, Japan.

*talanov@kfti.knc.ru

Проведено исследование микроволнового поглощения, сопротивления и магнитной восприимчивости монокристаллов La_{2-x}Sr_xCuO₄ в широкой области температуры и концентрации стронция. Обнаружен дополнительный вклад в микроволновое поглощение, который, вероятнее всего, обусловлен динамическими волнами зарядовой плотности. По результатам исследования и литературным данным построена фазовая диаграмма соединения La_{2-x}Sr_xCuO₄.

Введение

В купратном сверхпроводнике $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) волны зарядовой плотности (ВЗП) имеют динамический характер, поэтому их обнаружение и исследование сопряжены с определенными трудностями. Есть два пути изучения ВЗП. Первый – затормозить их движение (запиннинговать) путем введения в состав соединения определенных примесей, Nd и Eu. В этом случае ВЗП становятся стационарными и дают вклад в физические параметры даже при измерениях на постоянном токе, например, - сопротивления (см. обзор [1] и ссылки в нем). Подвижные (или флуктуирующие) ВЗП в соединении LSCO без дополнительных примесей удается обнаружить с помощью высокочастотных методов, таких как дифракция жестких рентгеновских лучей [2].

В настоящей работе для детектирования ВЗП мы используем метод измерения микроволнового поглощения (МВП), которое связано с омическими потерями, регистрируемыми на высокой частоте (~10¹⁰ Гц). Полученные данные сравниваются с результатами измерения сопротивления на постоянном токе.

Экспериментальная техника

В качестве инструмента, чувствительного к слабым электронным возбуждениям, работающего на высокой частоте, мы использовали спектрометр электронного парамагнитного резонанса. Чтобы регистрировать нерезонансное микроволновое поглощение в зависимости от температуры при нулевом или постоянном магнитном поле, мы исключили его модуляцию, а вместо этого применяли модуляцию амплитуды микроволнового поля. Амплитуда поглощения измерялась с помощью спектрометра Bruker BER-418S модуляционного типа, работающего на частоте около 9.5 ГГц. Частота модуляции - 100 кГц. Необходимые температуры в интервале от 8 до 300К получались с помощью проточного гелиевого криостата. Для контроля и сравнительного анализа проводились измерения температурной зависимости сопротивления R(T) наших образцов с использованием стандартной четырехконтактной методики. Информация о границе области объемной сверхпроводимости получена с помощью измерений высокочастотной магнитной восприимчивости.

Объектами исследования служили монокристаллы La_{2-x}Sr_xCuO₄ с различным содержанием стронция. Его концентрация определяет плотность носителей тока (дырок) в этом соединении. Исследовано 5 образцов, один из которых был оптимальнодопированный (x=0.16), то есть имел максимальную температуру перехода в сверхпроводящее состояние T_c . Еще один был передопированным (x=0.195), и три – недодопированные (x = 0.077; 0.116; 0.142)

Результаты и обсуждение

Для всех образцов были получены температурные зависимости магнитной восприимчивости, сопро-

тивления и амплитуды МВП. Отметим еще раз, что микроволновое поглощение в металлах определяется омическими потерями. Его амплитуда пропорциональна глубине скин-слоя и ρ_r , соответственно, где ρ – удельное сопротивление образца. Поэтому сравнение температурной зависимости амплитуды МВП и функции R(T) позволяет выделить вклад быстропротекающих процессов в рассеяние носителей тока.

Для примера на Рисунке 1 показаны изменения с температурой двух параметров (МВП и сопротивления) одного и того же недодопировнного кристалла LSCO (x=0.142). Видно, что в отличие от величины R(T), которая монотонно уменьшается с понижением температуры вплоть до сверхпроводящего перехода, зависимость $A_{mwa}(T)$ резко изменяет свой наклон при температуре, существенно выше T_c . Такая особенность поведения МВП была обнаружена для всех недодопированных образцов, но отсутствует в оптимально-допированных и передопированных.



Рис. 1. Температурные зависимости амплитуды МВП и сопротивления кристалла La_{2-x}Sr_xCuO₄ (x=0.142)

Точку изменения знака наклона зависимости $A_{mwa}(T)$ мы принимаем за пограничную температуру, ниже которой в образце происходят быстропротекающие процессы, T_{on} . К таковым можно отнести сверхпроводящие флуктуации, динамические ВЗП и т.п. Они дают вклад в микроволновое сопротивление, но не проявляют себя в измерениях сопротивления на постоянном токе. Учитывая отсутствие полевой зависимости этого вклада и близость T_{on} к температуре возникновения ВЗП в исследованиях дифракции жестких рентгеновских лучей [2], можно заключить, что в измерениях МВП обнаруживаются именно динамические (флуктуирующие)

волны зарядовой плотности, а не флуктуации сверхпроводящего параметра порядка.

Изучив транспортные и магнитные свойства кристаллов LSCO в широких пределах температур (2÷300К) и концентраций стронция, мы построили



Рис. 2. Фазовая диаграмма купратного сверхпроводника La_{2-x}Sr_xCuO₄, построенная по литературным данным и результатам наших измерений. Граница сверхпроводящей области обозначена квадратами и крестиками: черные квадраты – данные измерений высокочастотной магнитной восприимчивости, крестики – микроволновые измерения, серые квадраты – данные работы [3]. Граница области сверхпроводящих флуктуаций, полученная в работе [4] с помощью терагерцовой спектроскопии, показана ромбами. Точки границы области ВЗП обозначены кружками: черные – наши данные МВП, белые получены из измерений дифракции жесткого рентгеновского излучения [2]. Треугольники ограничивают область аномально большого эффекта Нернста, а звездочки – псевдощелевую область [5]

фазовую диаграмму этого соединения (Рис.2), на которой обозначены границы сверхпроводящей фазы и области существования волн зарядовой плотности. Полученные нами данные о возникновении ВЗП в недодопированных кристаллах LSCO хорошо согласуются с результатами рентгеновских исследований, известными из литературы [2].

- 1. M. Hueker // Physica C 181, 3 (2012).
- T.P. Croft, C. Lester, M.S. Senn, *et al.* // Phys. Rev. B 89, 144512 (2014).
- T. Adachi, K. Omori, Y. Tanabe, Y. Koike // J. Phys. Soc. Jpn. 78, 114707 (2009).
- L.S. Bilbro, R.V. Aguilar, G. Logvenov, *et al.* // Nat. Phys. 7, 298 (2011).
- Y. Wang, L. Li, N.P. Ong // Phys. Rev. B 73, 024510 (2006).

Исследование температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля в ультратонких сверхпроводящих пленках с помощью диэлектрического СВЧ резонатора

С.С. Уставщиков^{1,2*}, А.Ю. Аладышкин^{1,2}, С.Н. Вдовичев^{1,2}, К. Гребень¹, А.М. Клушин¹, В.В. Курин^{1,2}, В.А. Маркелов¹, Ю.Н. Ноздрин¹, Е.Е. Пестов^{1,2}, А.В. Самохвалов^{1,2}

1 Институт физики микрострутур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский Государственный Университет им Н. И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*sergey@ipmras.ru

Создана установка для исследования спектра отражения электромагнитной волны от диэлектрического резонатора, находящегося в контакте с тонкими сверхпроводящими плёнками и тонкопленочными гибридными SFS-структурами от 4.2 К до 15 К. Получена оценка температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля от толщины сверхпроовдящей плёнки ds для плёнок Nb и для гибридных структуры Nb/NiCu/Nb. Установлено, что зависимость критической температуры Tc от ds имеет особенность, которую можно ассоциировать с «0 - *π*» переходом фазы параметра порядка в SFS-структурах. Полученные результаты подтверждаются независимыми измерениями с использованием нелинейной CBЧ-диагностики.

Введение

Глубина проникновения магнитного поля λ является важнейшим параметром сверхпроводящего материала, связанным с его микроматериальными параметрами. Одним из экспериментальных методов исследования глубины проникновения λ является измерение микроволнового поверхностного импеданса в зависимости от температуры. Для планарных сверхпроводящих структур удобным средством диагностики является метод диэлектрического резонатора СВЧ, позволяющий измерять глубину проникновения магнитного поля и активно использующийся при исследовании фазовых переходов в SF-гибридных структурах [1].

Методика эксперимента

Для исследования температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля в тонкоплёночных сверхпроводящих структурах был создан измерительный стенд на основе микроволнового диэлектрического резонатора из рутила (TiO₂). Поскольку рутил обладает большой диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon > 120$), поле электромагнитной (э/м) волны в основном сосредоточено внутри резонатора и вблизи его внешних границ. Исследуемый образец прижимался к торцу резонатора, поэтому изменение кинетической индуктивности сверхпроводящей пленки существенно изменяло

собственную частоту системы «резонатор - образец». В эксперименте измеряется спектр резонансного поглощения э/м волны вблизи одной из собственных мод резонатора с частотой ~ 8.5 ГГц с помощью векторного анализатора цепей Р4М производства компании МИКРАН (Томск). Возбуждение резонатора осуществляется ближнепольной «петлевой» антенной, геометрические параметры которой обеспечивают максимальное возбуждение гибридной моды ТЕ₀₁₁. Пространственная структура моды такова, что электрическое поле моды ориентировано вдоль поверхности образца (т.е. экранирующие токи циркулируют вдоль пленки). Выбранная геометрия позволяет наблюдать в спектре уединенную линию резонансного поглощения во всем температурном диапазоне от 4.2 К до 15 К. Линия поглощения с высокой точностью описывается формулой Лоренца, что позволяет использовать метод наименьших квадратов для определения её параметров. Мощность непрерывного источника СВЧ излучения не превышала 1 мВт, что обеспечивало линейный режим во всем диапазоне температур.

Изменение температуры с точностью 0.001 К осуществляется регулировкой потока газообразного гелия. Поскольку собственная частота диэлектрического резонатора не менялась при изменении температуры, то изменение экранировки поля образцом позволяет пронаблюдать сдвиг резонансной частоты $f_0(T)$ - $f_0(T=0) \sim \lambda_{\text{eff}}(T)$, пропорциональный эффективной глубине проникновения магнитного поля для данной температуры.

В экспериментах были исследованы две группы образцов, полученных методом магнетронного распыления на кремниевых подложках: гибридные структуры Nb/NiCu/Nb и тонкие пленки Nb.

Результаты

На рис. 1 точками отмечены оценки резонансной частоты от температуры $f_0(T)$ в тонких Nb пленках. Вид зависимостей хорошо описывается функцией вида $f_0(T) = A + B / (1 - T/T_c)$, что указывает на то, что электродинамические свойства образцов хорошо описываются теорией Гинзбурга-Ландау и позволяет получить оценку критической температуры. Для образцов из этой серии оценки T_c полученные из одновременных транспортных измерения 4-х точечным методом (пунктирные линии на рис. 1) хорошо согласуются с оценками полученными из аппроксимации $f_0(T)$.



Рис. 1. Температурная зависимость резонансной частоты (точки — эксперимент, сплошные линии - аппроксимация) в тонких пленках ниобия. Пунктиром обозначены нормированные зависимости сопротивления от температуры

Для изучения особенностей поведения $f_0(T)$ и критической температуры T_c от толщины сверхпроводящего слоя в SFS - структурах, была подготовлена серия образцов Nb/Cu_{0.35}Ni_{0.65}/Nb с фиксированной толщиной слабого ферромагнетика 5 нм и одинаковыми слоями сверхпроводника, толщина которого варьировалась от 11 нм до 17 нм.

На рис. 2 приведены оценки зависимости T_c от толщины сверхпроводящего слоя d_s полученные в измерениях с диэлектрическим резонатором (синие круги) и методом нелинейной ближнепольной мик-

роскопии [2] (красные квадраты). Легко видеть, что обе методики дают сходную зависимость $T_c(d_s)$. В обоих случаях наблюдается особенность в поведении кривой $T_c(d_s)$, при $d_s = 15.5$ нм, которая может свидетельствовать о «0- π » переходе.



Рис. 2. Зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода в зависимости от толщины сверхпроводящего слоя *d*_s, измеренная резонаторным методом (синие круги) и методом нелинейной СВЧ диагностики (красные квадраты)

Заключение

Создана установка для измерения линейного поверхностного импеданса. Показано, что оценки критической температуры сверхпроводящего перехода для тонких сверхпроводящих пленок полученные из микроволновых и транспортных измерений дают сходные результаты. Оценки $T_c(d_s)$ для измеренной SFS структуры дают сопоставимые результаты с оценками методом нелинейной диагностики, и, обнаружена особенность, возможно, связанная с «0- π » переходом параметра порядка.

Авторы благодарны А.С. Мельникову за плодотворные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 15-42-02416, 16-02-00727, 18-02-00912) и Российского научного фонда (проект 15-12-10020).

- N. Pompeo, K. Torokhtii, C. Cirillo, A. Samokhvalov, E. Ilyina, C. Attanasio, A. Buzdin, E. Silva // Phys. Rev. B, v.90, 064510 (2014)
- С.Н. Вдовичев, Ю.Н. Ноздрин, Е.Е. Пестов, П.А. Юнин, А.В. Самохвалов // Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 5, стр. 336-341 (2016)

Статистика фотоотсчетов сверхпроводникового однофотонного детектора из трехслойной пленки WSi

И.Н. Флоря^{1,*}, Ю.П. Корнеева¹, М.Ю. Михайлов², А.Ю. Девизенко⁴, А.А. Корнеев^{1,3}, Г.Н. Гольцман¹

1 Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская 1 стр. 1, Москва, 119991.

2 Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, пр. Науки 47, Харьков, 61103.

3 Московский институт математики и электроники им. Тихонова, Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", ул. Мясницкая 20. Москва, 101000.

4 Национальный Технический Университет «Харьковский Политехнический Институт», ул. Кирпичева, 21, Харьков, 61002.

*girusy@mail.ru

В работе представлено исследование многослойной структуры, состоящей из трех сверхпроводящих слоев аморфного силицида вольфрама (WSi), разделенных тонкими слоями аморфного кремния. Мы использовали метод анализа статистики интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами, который позволяет определить количество последовательно поглощенных фотонов необходимое для перевода детектора в резистивное состояние. Исследуя статистику интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами мы продемонстрировали два режима работы детектора: режим лавины (avalanche regime) и триггерный (arm-trigger regime) режим.

Введение

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SNSPD) нашли применение в квантовой оптике и квантовой криптографии и превзошли однофотонные лавинные диоды благодаря временному разрешению, высокой квантовой эффективности в широком спектральном диапазоне, малым темновым счетом и низкому джиттеру. Однако квантовая эффективность, т.е. вероятность регистрации фотона, ограничена коэффициентом поглощения сверхпроводящей пленки. Один из перспективных способов увеличить поглощение в детекторе не ограничивая его широкополосности – изготовить детектор в виде нескольких слоев, расположенных друг над другом, и соединив их параллельно. Многослойный детектор из NbN сделать очень сложно из-за того, что NbN чувствителен к качеству поверхности, на которую осаждается при температуре 900°С. Аморфные силициды типа WSi и MoSi малочувствительны и диэлектрические слои можно создать в одном процессе с нанесением сверхпроводящих слоев. Мы выбрали WSi.

При параллельном соединении меандров в многослойном SNSPD следует ожидать наличия двух режимов работы, подобно тому, что наблюдалось в однослойных SNSPD с параллельным соединением меандров [1–3]. В первом режиме, если ток в каждой секции однослойного детектора достаточно близок к критическому, при поглощении фотона одна секция переключается в нормальное состояние, ток от этой секции перераспределяется между оставшимися N-1 секциями, после чего ток в них оказывается выше критического. Это вызывает лавинное переключение всех секций в резистивное состояние. Такой механизм получил название лавинный режим (avalanche regime), а детектор стали называть Superconducting Nanowire Avalanche Photodetector — SNAP [3].

Второй режим реализуется при более низких токах смещения и носит название триггерного (armtrigger). Как и в лавинном режиме, ток из секции, поглотившей фотон, перераспределяется между остальными секциями. Однако отклик детектора возникает только на последовательности из двух и более поглощенных фотонов [3].

Методика эксперимента

Мы исследовали однофотонное детектирование в многослойной структуре, состоящей из трех сверхпроводящих слоев аморфного силицида вольфрама (WSi) толщиной 34 Å, разделенных тонкими слоями аморфного кремния толщиной 51 Å. Критическая температура изготовленных трехслойных детекторов составила $T_c = (3,5 \pm 0,1)$ К. Все измерения проводились при температуре 1.7 К. В качестве источника излучения использовали лазер работающий в непрерывном и импульсном режиме на длине волны 1550 нм. Мы воспользовались методом описанным [4], исследовали статистику зависимости количества фотоотсчетов от количества падающих фотонов. При малом потоке фотонов, если зависимость числа фотоотсчетов в единицу времени пропорциональна первой степени потока фотонов, то детектор регистрирует одиночные фотоны. Если же детектору для срабатывания требуется одновременное поглощение двух фотонов, количество фотоотсчетов будет пропорционально квадрату потока фотонов, если требуется три фотона — то кубу потока и т.д.

Однако можно показать, что линейная зависимость будет наблюдаться и в лавинном, и в «arm-trigger» режимах. Чтобы отличить один режим от другого мы использовали метод анализа статистики интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами [3], который позволяет определить количество последовательно поглощенных фотонов, необходимое для перевода детектора в резистивное состояние в arm-trigger режиме. Мы записывали с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO–70404C осциллограмму длительностью 10 мс с временным разрешением 800 пс, после чего анализировали статистику.

Результаты и обсуждение

По зависимости количества фотоотсчетов от мощности излучения при малых потоках излучения показали, что на всех исследуемых токах смещения в интервале 4 - 6 мкА скорость фотоотсчетов пропорциональна первой степени потока фотонов. Это означает, что детектор регистрирует одиночные фотоны.

Далее провели анализ статистики интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчèтами. На Рисунке 1 представлена зависимость эффективности детектирования от тока смещения. Рабочие точки в которых распределение временных интервалов между фотонами соответствуют количеству фотонов n=1 необходимых для перевода детектора в резистивное состояние выделено серой областью, синей - для n=2. При меньших токах недостаточно отсчетов для получения статистики. На вставках показаны типичные гистограммы распределения.

В диапазоне мощностей 0,94 - 7,3 пВт «аrm-trigger» режим с n = 2 наблюдался для токов смещения менее 0,52 Ic, а лавинный режим (n = 1) начинал устойчиво наблюдаться при токах более 0,58 Ic. В интервале токов между 0,52 Ic и 0,58 Ic наблюдался смешанный механизм, связанный с переходом от n = 1 к n = 2. Подобное наблюдалось для всех исследованных образцов.



Рис. 1. Зависимость эффективности детектирования от тока смещения. В точках области n = 1 наблюдался лавинный режим, в области n = 2 – «arm trigger regime». На вставке: типичные гистограммы статистики распределения интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчèтами соответствующие a) «avalanche regime» и b) «arm trigger regime»

В данной работе исследован многослойный детектор, в котором три сверхпроводящих слоя расположены один над другим. Исследуя статистику интервалов времени между двумя последовательными фотоотсчетами определили условия перехода от лавинного к триггерному режиму детектирования.

Работа выполнена при поддержке РНФ проекта №17-72-30036.

- M. Ejrnaes, R. Cristiano, O. Quaranta *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 91, 262509 (2007).
- F. Marsili, F. Najafi, C. Herder, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 98, 093507 (2011).
- F. Marsili, F. Najafi, E. Dauler, *et al.* // Nano Lett. V. 11, 2048 (2011).
- G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 79, 705 (2001).

Records of Entropy Production in a Single Electronic Device

И.М. Хаймович^{1, 2, *}, S. Shilpi³, E. Roldan^{1,4}, I. Neri^{1,4}, D.S. Golubev³, V.F. Maisi⁵, J.T. Peltonen³, F. Julicher¹, J.P. Pekola³

1 Max Planck Institute for Physics of Complex Systems, Nöthnitzer Straße 38, D-01187 Dresden, Germany.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Low Temperature Laboratory, Department of Applied Physics, Aalto University School of Science, P.O. Box 13500, FI-00076 Aalto, Finland.

4 Center for Advancing Electronics Dresden cfAED, 01062 Dresden, Germany.

5 NanoLund and the Department of Physics, Lund University, Box 118, S-22100 Lund, Sweden.

*hai@ipmras.ru

In this work we present experimental and theoretical investigations of extreme fluctuations of stochastic entropy production in an electronic single-electron double dot structure under nonequilibrium steady-state conditions. We find that the cumulative distribution of entropy production's negative record is bounded at all times by a limiting exponential distribution with a negative unit mean value. We theoretically derive and experimentally verify an upper bound for the heat absorbtion by the system from its environment in a finite time and show that this bound at long times depends only on the steady state probability distribution.

Introduction

The laws of thermodynamics have been extended to the mesoscopic scale, where fluxes are fluctuating quantities. The second law of thermodynamics implies that in mesoscopic systems entropy increases on average, but because of fluctuations small systems can transiently absorb heat from their environment corresponding to events of negative entropy production.

Such negative entropy events have been characterized experimentally and theoretically with fluctuation relations, which state that it is exponentially more likely to produce a certain amount of entropy than to produce the same but negative amount. An alternative way to quantify the events of negative entropy production is to address negative records of stochastic entropy production. For stationary processes it has been shown that the statistics of negative records of entropy production are bounded by universal laws [1]: the cumulative distribution of entropy production's negative record is bounded by an exponential distribution with mean equal to a negative unity. These results provide thermodynamic constraints on extreme values of stochastic processes such as the mean value of the finite-time minimum of the entropy production.

Main results

In our work, we quantify negative records of stochastic entropy production in an experimental realization of a nonequilibrium steady state. For this purpose we employ a metallic double dot in Coulomb blockade regime under a constant external DC bias which realizes a nonequilibrium steady state (see Рис. 1).



Рис. 1. (A) Top: SEM image of the sample consisting of two leads, left (purple) and right (turquoise), two islands, left (green) and right (orange), and two single-electron transistor (SET) detectors, left (blue) and right (red). Bottom: Sketch of the sampe circuit elements (N - normal metal; S - superconductor; I - insulator). DC voltage controls the net current through the double-dot. (B) Zoomed view of the yellow rectangular region in A. Electrons (yellow circles) can tunnel between the leads and the islands in the directions indicated by the arrows. (C) Top: time trace of left and right detector currents for the bias 90 μ V. Bottom: corresponding time trace for the charge state of the double dot, where $n_L(n_R) = 0$ or 1 implies the absence or presence of an extra electron in the left (right) island. (D) Probability density of the normalized detector currents obtained from a 15 s time trace for the bias 90 µV, showing the four densely populated charge states

Single-electron devices form a toolbox for quantitative experimental studies of stochastic thermodynamics, allowing the measurement of charge states at the precision of single electrons under periodically-driven nonequilibrium protocols. However, counting charges in single-island devices does not provide information on the direction of electron transport, a feature that is the key to characterize entropy production. Single-electron devices with <u>multiple</u> islands enable to overcome this limitation by facilitating the measurement of charge flow direction and thus provide an excellent test bench for results of steady-state thermodynamics.

We investigate the electron transfer in a metallic single-electron device with two islands, tunnel-coupled to two leads and to each other and capacitively coupled to two detectors (see Puc. 1A,B). An external DC bias voltage is applied between the two leads and brings the system to a nonequilibrium steady state. The double dot can be described as a four-state system with $n_{L,R} = 0,1$ as the left and right Coulomb-blockaded islands can be occupied by either zero or one extra electron. The charge state of each island is detected by the SET detector coupled to the corresponding island and the mesoscopic currents in the double dot (Puc. 1C,D).

We find that the cumulative distribution of entropy production's negative record is bounded at all times by a limiting exponential distribution with a mean value equal to a negative unity [1]. Using this result, we verify the lower bound for the mean of the minimal entropy production at finite times (see Puc. 2 (C, D)). We also derive an upper bound for the average maximal heat absorption by the system from its environment in a finite time, and finally demonstrate this result with experimental data

$$\langle Q_{\max}(t) \rangle \leq T \Big[1 + \sum_{n} P_{st}(n) \log(P_{st}(n) / P_{st}^{\min}) \Big]. (\phi_1)$$

Here $P_{st}(n)$ is the steady state probability distribution in the considered system.

Our work provides general bounds and equalities for the extreme-value statistics of correlated random variables and sheds light on the statistics of overheating events in single-electronic devices which are relevant for the design of reversible computing devices operating near minimal heat dissipation [2] governed by Landauer's principle [3].



Puc. 2. (A) Sample traces of stochastic entropy production as a function of time, for different bias values. (inset) Sketch of the circuit elements of the sample (N - normal metal; S - superconductor; I - insulator). The device consists of two leads, two islands, and two single-electron transistor (SET) detectors. An external DC voltage V_b controls the net current through the double-dot. (B) Zoomed view of the shaded region in (A) with finite-time minima of each trace represented with symbols. (C) Finite-time average minimum entropy production versus time for different values of the bias voltage (shown in different colors). (D) Long time average minimum entropy production versus bias voltage. For all bias values except for 25 μ V, the error bars are smaller than the symbol size. For both panels (C) and (D) the horizontal black line is the theoretical lower bound -1 given by the infimum law [1]

We acknowledge the provision of facilities by Aalto University at OtaNano - Micronova Nanofabrication Centre and the computational resources provided by the Aalto Science - IT project. We thank Matthias Meschke and Libin Wang for technical assistance. This work is partially supported by Academy of Finland, Project Nos. 284594, 272218, and 275167 (S. S., D. S. G., V. F. M., J. T. P., and J. P. P.), by European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under grant agreement No. 742559 (SQH), by the Russian Foundation for Basic Research and German Research Foundation (DFG) Grant No. KH 425/1-1 (I. M. K.).

- I. Neri, E. Roldan, and F. Julicher // Phys. Rev. X 7, 011019 (2017).
- J. V. Koski, A. Kutvonen, I. M. Khaymovich, T. Ala-Nissila, and J. P. Pekola // Phys. Rev. Lett. 115, 260602 (2015).
- 3. R. Landauer // Nature 335, 779 (1988).

Эффективность детектирования микроволновых фотонов для системы двух кубитов при наличии общего канала распада

О.А. Чуйкин^{1*}, Я.С. Гринберг¹

1 Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

*olegchuikin@yahoo.com

Обычно при расчете многокубитных систем общая эффективность детектирования микроволновых фотонов задается коэффициентами нерадиационного затухания, которые учитывают релаксацию кубитов только в локальные каналы распада. В данной работе эффективность детектирования микроволновых фотонов двухкубитной системой исследована при наличии не только локальных каналов релаксации, но и общего для двух кубитов канала распада. Полученные результаты позволяют определять вклад общего канала в квантовую эффективность и найти параметры, при которых он принимает минимальное и максимальное значение. Также обсуждается возможность применения используемых методов для расчета систем с большим числом кубитов.

Введение

Транспорт микроволновых фотонов в волноводе через цепочку твердотельных кубитов представляет собой интересную и важную задачу [1]. В перспективе данные исследования могут быть использованы для создания и оптимизации фотонных детекторов микроволнового диапазона и других не менее важных применений. Ключевым понятием для квантовой эффективности таких систем является нерадиационное затухание кубитов. Недавно было отмечено, что помимо локальных каналов распада, отвечающих за релаксацию каждого кубита по отдельности, в многокубитных системах возможно существование общих каналов распада [2]. В данной работе для системы из двух кубитов приведен расчет транспортных коэффициентов, связанных с нерадиационным затуханием с учетом общего канала распада. С помощью полученных результатов возможно определение параметров системы, при которых вклад общего канала в квантовую эффективность принимает максимальное или минимальное значение.

Постановка задачи

Рассмотрим систему двух кубитов в волноводе. Задачу будем решать методом эффективного неэрмитового гамильтониана [1], при котором гильбертово пространство состояний подразделяется на два подпространства Q и P, первое из которых содержит состояния $|e_1g_2\rangle$ и $|g_1e_2\rangle$, в которых фотон поглотился и возбудил один из кубитов, а второе – состояния с фотоном в волноводе или в нерадиационных каналах затухания и с кубитами в основном состоянии. Общий гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H = \sum_{i=1,2} \frac{1}{2} \Omega_i (1 + \sigma_Z^{(i)}) + \sum_k \omega_k a_k^{\dagger} a_k + J \left(\sigma_+^{(1)} \sigma_-^{(2)} + \sigma_+^{(2)} \sigma_-^{(1)} \right)$$
(1)
$$+ \sum_k \sum_{i=1,2} \lambda_i \left(a_k^{\dagger} e^{-ikx_i} + a_k e^{ikx_i} \right) \sigma_X^{(i)} + H_{\gamma},$$

где Ω_i – частота возбуждения *i*-го кубита, ω_k – фотон *k*-ой моды, *J* – константа обменного взаимодействия, λ_i – связь *i*-го кубита с волноводом, x_i – положение кубита в пространстве, H_{γ} – часть гамильтониана, отвечающая за нерадиационное затухание. В рассматриваемом случае $x_1 = -d/2$, $x_2 = d/2$.

Расчет транспортных коэффициентов системы двух кубитов с учетом общего канала распада

Согласно описанному в [2] методу при рассеянии фотона амплитуда перехода из состояния фотона с начальным импульсом k в состояние фотона с конечным импульсом q определяется следующим образом [3]:

$$T^{qk} = \sum_{m,n=1}^{2} A_m(q) R_{mn} A_n^*(q).$$
(2)

где $A_m(q) = \sqrt{\Gamma_m} e^{iqx_m}$, Γ_m – спонтанная скорость излучения *m*-го кубита. Если переход происходит в нерадиационный канал распада, то

 $A_m(\gamma) = \sqrt{\gamma_m}, A_m(\kappa) = \sqrt{\kappa_m},$ где γ_m и κ_m это коэффициенты затухания m-го кубита в общий и локальный канал соответственно. Матрица в выражении (2) задается как:

$$R_{mn} = \frac{1}{D(\omega)} \begin{pmatrix} \omega - \Omega_2 + i\tilde{\Gamma}_2 & \Lambda \\ \Lambda & \omega - \Omega_1 + i\tilde{\Gamma}_1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где введены следующие обозначения: $\Lambda = J - i \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} e^{ikd} - i \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} / 2$, $\tilde{\Gamma}_i = \Gamma_i + \gamma_i / 2 + \kappa_i / 2$, а D(ω) – детерминант матрицы (ω – H_{eff})_{mn} [2]. Как можно заметить, общий канал присутствует только в недиагональных элементах матрицы (3).

Коэффициенты фотонного транспорта t^{qk} являются элементами матрицы рассеяния S^{qk} и связаны с T^{qk} следующим образом:

$$t^{qk} \equiv S^{qk} = \delta_{qk} - iT^{qk}.$$
 (4)

Прохождению фотона через волновод соответствует q = k, а отражению q = -k. Аналитические выражения для соответствующих коэффициентов прохождения t и отражения r получены в работе [2]. Здесь произведен расчет транспортных коэффициентов, связанных с нерадиационным затуханием. В данном случае их будет три: два для локальных каналов t_{к1} и t_{к2}, и один для общего канала t_γ. Затухание кубита в общий канал можно найти, подставляя в (4) q = γ , а в локальные каналы – q = κ_1 , κ_2 :

$$t_{\gamma} = \frac{-i}{D(\omega)} \left[\tilde{\delta}_2 \sqrt{\Gamma_1 \gamma_1} e^{\frac{ikd}{2}} + \tilde{\delta}_1 \sqrt{\Gamma_2 \gamma_2} e^{-\frac{ikd}{2}} + \left(\sqrt{\Gamma_2 \gamma_1} e^{\frac{-ikd}{2}} + \sqrt{\Gamma_1 \gamma_2} e^{\frac{ikd}{2}} \right) \Lambda \right];$$

$$t_{\kappa 1} = \frac{-i\sqrt{\kappa_1}}{D(\omega)} \left[\tilde{\delta}_2 \sqrt{\Gamma_1} e^{\frac{ikd}{2}} + \Lambda \sqrt{\Gamma_2} e^{-\frac{ikd}{2}} \right];$$

$$t_{\kappa 2} = \frac{-i\sqrt{\kappa_2}}{D(\omega)} \left[\tilde{\delta}_1 \sqrt{\Gamma_2} e^{-\frac{ikd}{2}} + \Lambda \sqrt{\Gamma_1} e^{\frac{ikd}{2}} \right];$$
(8a)
$$(8b)$$

Здесь мы также ввели обозначение $\tilde{\delta}_m = \omega - \Omega_m + i\Gamma_m + i\kappa_m/2 + i\gamma_m/2.$

Кроме того, сумма квадратов модулей выражений (8) и коэффициентов прохождения и отражения для любых параметров кубитов всегда равна единице:

$$|t|^{2} + |r|^{2} + |t_{\gamma}|^{2} + |t_{\kappa 1}|^{2} + |t_{\kappa 2}|^{2} = 1.$$

С помощью выражений (8) можно определять вклад разных каналов в квантовую эффективность и соотношения между затуханиями в локальный или общий каналы при разных параметрах системы. В частности, когда кубиты идентичны, коэффициент затухания в общий канал пропорционален $\cos(kd/2)$. Это значит, что при расстоянии между кубитами, кратного $2\pi n$, вклад общего канала в эффективность будет максимальным. Или, если kd взять кратным $(n+1)\pi$, затухание в общий канал станет равным нулю.

При необходимости данный метод расчета может быть применен и к большему числу кубитов. Для этого достаточно модифицировать исходный гамильтониан системы (1) и расширить суммирование в выражении (2) до нужного числа кубитов N. Но для N более 3 получить аналитические выражения уже очень трудно в виду сложности вычисления обратной матрицы R_{mn}. В таком случае возможно применение уже численных методов решения для конкретных параметров.

Заключение

Итак, существование общего канала распада для нескольких кубитов приводит к модификации выражений транспортных коэффициентов и соответственно выражений для квантовой эффективности детектирования фотонов. В настоящей работе подробно рассмотрена система из двух кубитов. Получены аналитические выражения для транспортных коэффициентов, связанных с нерадиационным затуханием в общий и локальные каналы распада. Показано, что вклад общего канала в эффективность для одинаковых кубитов может быть максимальным либо равным нулю в зависимости от расстояния d между кубитами.

Работа выполнена в рамках государственного задания, проект № 3.8051.2017/БЧ.

- Ya. S. Greenberg & A. A. Shtygashev, Phys. Rev. A 92, 063835 (2015).
- Я. С. Гринберг, А. Н. Султанов, Письма в ЖЭТФ 106, 381 (2017).
- A. Volya and V. Zelevinsky, Conf. Proc. Nuclei and Mesoscopic Physics: WNMP 2004, ed. by V. Zelevinsky, AIP, Melville (2005), v. 777, p. 229.

Синтез Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} в поле с градиентом температуры

С.А. Чурин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. churin@ipm.sci-nnov.ru

Приводится метод обогащения Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} в поле с градиентом температуры в результате переноса фаз. Предполагается, что перенос фаз обусловлен термокапиллярным эффектом. Даётся частичное объяснение полученным результатам.

Введение

Одним из практически важных высокотемпературных сверхпроводящих соединений (ВТСП) является $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. Это соединение применяется при изготовлении сверхпроводящих лент, выращивании кристаллов Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} [1,2]. Как правило, образцы BiSrCaCuO получают методом твердофазного синтеза из смеси порошков оксидов Bi₂O₃, SrCO₃, CaCO₃, CuO в изотермических условиях [3,4]. Хорошо известно, что соединение $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ разлагается при температуре свыше 870°С и следует ожидать разделения фаз в том случае, если соединение находится в поле с градиентом температуры [5]. В настоящей работе синтезировано соединение Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ традиционным методом и в поле с градиентом температуры. Показано, что синтез Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ в поле с градиентом температуры сопровождается существенным и неожиданным увеличением выхода сверхпроводящей фазы.

Методика эксперимента и результаты эксперимента

Эксперимент включал два этапа. На первом этапе был синтезирован порошок BiSrCaCuO. Для синтеза порошка BiSrCaCuO в качестве исходных компонентов были использованы порошки оксидов Bi₂O₃, SrCO₃, CaCO₃, CuO марки «чда». Синтез проводился по стандартной процедуре твердофазной реакции в диапазоне температур от 740°C до 840°C. Из полученного порошка BiSrCaCuO были сформованы цилиндры высотой 15 мм диаметром 16 мм и стержни длиной около 100 мм диаметром 10 мм плотностью 4,5 гр/см⁻³. Рентгенофазовый анализ показал, что синтезированный материал, из которого были сформованы стержни и цилиндры

содержит только 64 % сверхпроводящей фазы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$. Среди несверхпроводящих фаз

выявлены Sr_{8.5}Bi₆Ca_{2.5}O₂₂ (20,54%), Bi₂Sr₂CuO₆ (5,33%), Bi₂O₃(6,5%) и остальное СаСи. На втором этапе цилиндр BiSrCaCuO помещались в алундовый тигель и нагревался в вертикальной муфельной печи до температуры Т1 на поверхности загрузки. В полученную массу до соприкосновения с ней опускался стержень BiSrCaCuO и температуру в печи начинали снижать со скоростью 1°С/час до 860°С. Далее нагрев печи отключался и печь с образцом остывала до комнатной температуры 24 часа. Распределение температуры в печи в области соприкосновения стержня и расплава приведены на рис.1. Высота алундового тигля была 35 мм. Эксперимент выполнялся в воздушной среде для двух температур Т₁ на поверхности загрузки 925°С и 880°С. В результате эксперимента выполненного при температуре T₁ = 925°C на стержне на высоте от 34 мм до 44.5 мм от поверхности загрузки образовался нарост в форме двояковыпуклой линзы.



Рис. 1. Зависимость температуры в печи от высоты

Ось нароста совпадала с осью стержня. Толщина образовавшегося нароста на оси была 10,5 мм. Максимальный диаметр 25 мм. В случае температуры на поверхности загрузки 880°С нарост образовывался над поверхностью загрузки. В случае первого эксперимента, когда температура на поверхности загрузки была 925°С, части стержня ни-

же и выше нароста стали иметь разный вид. Поры стержня ниже нароста увеличились в размерах, а диаметр стержня уменьшился до 5мм. Выше нароста стержень остался без изменений. Основная фаза нароста - Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ (92%), выявленя также фазы Bi₂Sr₂CuO₆ (7,5%) и CuO – менее процента. Перенос фаз вверх по стержню и образование нароста объясняется с привлечением термокапиллярного эффекта. Предполагалось, что фазы переносятся по порам стержня. Форма нароста может быть связана с изменением скорости переноса фаз вдоль стержня и скоростью снижения температуры в печи. Допустим, что все поры цилиндрические и одного радиуса – R₀ и что в пору проникает переносимая фаза в виде пленки толщиной r₀. Стержень находится в поле с градиентом температуры направленным по оси стержня. Ось «z» направлена вдоль стержня вверх. В предположении, что пленка фазы переносится по поверхности поры, мы можем записать уравнение:

$$\eta (1/\mathbf{r}) (d/d\mathbf{r})(\mathbf{r}(\partial \mathbf{v}_z/\partial \mathbf{r})) = 0, \qquad (1)$$

где v_z – скорость движения переносимой фазы в виде пленки по стенкам поры. Граничные условия уравнения переноса фазы:

$$\mathbf{v}_z = \Big|_{r=R_0} = 0; \quad \eta \left(\partial \mathbf{v}_z / \partial \mathbf{r} \right) \Big|_{r=r_0} = - \left(\mathrm{d}\alpha / \mathrm{d}z \right)$$
 (2,3)

где R_0 — радиус поры, r_0 — радиус поры без переносимой по ней фазы, η — вязкость переносимой фазы, α - коэффициент поверхностного натяжения переносимой плѐнки.

Решением уравнения (1) с граничными условиями (2) и (3) является следующая функция:

$$v_{z} = -(r_{0}/\eta) (d\alpha/dz) \ln(r/R_{0}), \qquad (4)$$

где $(d\alpha/dz) = -(\partial \alpha/\partial T)(\partial T/\partial z) + (\partial \alpha/\partial C_f)(\partial C_f/\partial z),$ (5)

где $(\partial T/\partial z)$ – градиент температуры вдоль оси стержня, $(\partial C_f/\partial z)$ – концентрация переносимой фазы вдоль оси стержня. Из уравнений (4, 5) видно, что скорость переноса фазы зависит от радиуса пор, от изменения поверхностного натяжения переносимой фазы по высоте. Можно предположить, что в начальный момент перенос фаз увеличивается, что обусловлено большим значением второго слагаемого в выражении (5) и ростом радиусом пор. Рост радиуса пор обусловлен тем, что одновременно с переносом материала по поверхности пор идет перенос пор в противоположном направлении. Остановка переноса пленки на некоторой высоте стержня вызвана еè «замерзанием» при температуре фазового перехода. С увеличением скорости переноса массы и одновременным перемещением точки конденсации в область более низких температур идет рост диаметра нароста. Рост диаметра нароста начинает уменьшаться с сокращением исходной фазы в бюксе. Таким образом, формируется общий вид нароста. Нами не рассматривались детали формирования фазы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в процессе переноса. Не уточнялось, какие фазы переносятся и как они взаимодействуют. Эти исследования предполагается выполнить в следующих работах.

Работа поддержана грантом РНФ 16-19-10478.

В настоящей работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «физика и технология микро и наноструктур.

- A. Levaretto, V. Braccini, D. Contarino, C. Ferdeghini, and A. Malagoli, //Supercond. Sci. Technol., vol. 29, pp.1-9, Mar. 2016.
- Л.Н. Демьянец, А.Б. Быков, Г.В. Канунников, О.К. Мельников, А.Н. Андронов, А.Н. Ходан. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1989, т.2, №12, стр. 147-158.
- Г.М. Кузьмичева, Т.Н. Тарасова, В.А. Толстова, Н.Е. Алексеевский и др. //Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1990, т.3, №10, стр. 2428–2444.
- А.М. Гришин, С.С. Завада, В.Н. Коренивский, А.Н. Ульянов, Г.Е. Шаталова. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1990, т.3, №7, стр. 1509–1516.
- X.P. Jiang. J.G. Huang. Y. Yu *et al.* //Supercond.
 S. Technol. –1988. V.1. N2. P. 102-106.

Джозефсоновские наноструктуры с ферромагнитными слоями

Ю.М. Шукринов^{1,2,*}, M. Nashaat^{1,3}, A.E. Botha⁴

1 Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия.

2 Государственный университет Дубна, Дубна, Россия.

3 Department of Physics, Cairo University, Cairo, Egypt.

4Department of Physics, University of South Africa, Florida 1710, South Africa.

*shukrinv@theor.jinr.ru

Представлены результаты исследований фазовой динамики и вольт-амперных характеристик джозефсоновских наноструктур с ферромагнитными слоями. В частности, исследовано проявление ферромагнитного резонанса на частотной зависимости амплитуды осцилляций компоненты намагниченности. Показано, что на вольт-амперных характеристиках возникают лестничные структуры, положение ступенек которых определяется обобщенной формулой для непрерывных дробей.

Введение

Сверхпроводящая спинтроника является одной из наиболее интенсивно развивающихся областей физики конденсированного состояния, и важное место здесь занимают исследования джозефсоновских переходов в комбинации с магнитными системами. Возможность управлять магнитными свойствами посредством джозефсоновского тока, а также влиять на джозефсоновский ток магнитным моментом привлекает большое внимание. Спин-орбитальное взаимодействие в S-F-S-структурах в ферромагнетике без центра инверсии обеспечивает механизм прямой связи между магнитным моментом и джозефсоновским током. В таких переходах нарушена симметрия относительно обращения времени и токфазовое соотношение содержит сдвиг фазы, который пропорционален магнитному моменту, перпендикулярному к градиенту асимметричного спин-орбитального потенциала [1,2].

В настоящей работе нами исследованы вольтамперные характеристики и динамика намагниченности в джозефсоновских наноструктурах с ферромагнитными слоями в циркулярно поляризованном магнитном поле. На вольт-амперных характеристиках возникают лестничные структуры, положение ступенек которых определяется обобщенной формулой для непрерывных дробей [3].

Основные результаты

Нами рассмотрен SFS джозефсоновский переход в магнитном поле, динамика которого описывается системой уравнений, включающей уравнение обобщенной RCSJ модели, учитывающее в калибровочной инвариантности намагниченность ферромагнетика, а также уравнения Ландау-Лифщица-Гильберта [4]. В результате численного решения соответствующей системы уравнений определяются временные зависимости для разности фаз, напряжения на переходе и компонент намагниченности. Все использованные величины нормированы соответствующим образом [4].

На Рис.1 продемонстрировано проявление ферромагнитного резонанса на частотной зависимости амплитуды осцилляций компоненты намагниченности m_y при частоте внешнего поля $\Omega_0 = 0.5$. Мы видим, что максимум амплитуды осцилляций m_y реализуется при частоте, равной частоте внешнего циркулярно поляризованного магнитного поля.

В работе [3] было показано, что на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода под действием внешнего электромагнитного излучения с частотой **ш** возникают лестничные структуры, следующие алгоритму обобщенной формулы для непрерывных дробей

$$V = (N \pm 1/(n \pm 1/(m \pm 1/p...))) \omega$$
(1)

где N, n, m, p, ... - положительные целые числа, **ω** – частота внешнего электромагнитного поля. В зависимости от амплитуды поля и точности измерения электрического тока, на вольт-амперной характеристике наблюдаются ступеньки до определенного целого числа в формуле (1). В нашем случае взаимосвязь магнитной системы с джозефсоновским током и наличие прецессии магнитного момента проявляется на вольт-амперной характеристике в виде особенностей в области напряже-

ний, соответствующих частоте ферромагнитного резонанса. Как следует результатов численного расчета, периодическое воздействие со стороны магнитного поля на сверхпроводящий ток приводит картине, аналогичной воздействию электромагнитного излучения, и возникновению лестничных структур шапиро-подобных ступенек тока, когда частота циркулярно поляризованном магнитного поля равна собственной частоте магнитной системы. На Рис.2 приведена часть вольт-амперной характеристики при ферромагнитном резонансе, демонстрирующая две лестничные структуры в интервале напряжений V=0 and V=1. Анализ на основе формулы (1) показывает, что обе лестничные структуры описываются формулой непрерывных дробей второго уровня N-1/n и (N-1)-1/n с N=1 в первом случае, и N=2 во втором. Возникновение лестничных структур обусловлено синхронизацией джозефсоновской частоты с частотой прецессии магнитного момента, которая в случае резонанса равна частоте приложенного циркулярно поляризованного магнитного поля.



Рис. 1. Проявление ферромагнитного резонанса на частотной зависимости амплитуды осцилляций компоненты намагниченности m_y. Ω и h_{ac} есть частота и амплитуда циркулярно поляризованного магнитного поля, α, Φ и ε_j – параметры модели (см. [2, 4])

Таким образом, нами показано проявление взаимодействия магнитной системы и джозефсоновского тока. Впервые показано, что на вольт-амперных характеристиках SFS джозефсоновских переходов возникают лестничные структуры, положение ступенек которых определяется обобщенной формулой для непрерывных дробей. Мы полагаем, что продемонстрированные возможности управления магнитными свойствами посредством джозефсоновского тока, а также влияние прецессии магнитного момента на джозефсоновский ток могут найти применения в различных областях спинтроники.



Рис. 2. Часть вольт-амперной характеристики при ферромагнитном резонансе, демонстрирующая лестничные структуры, описываемые формулой непрерывных дробей

Исследование выполнено при финансовой поддержке сотрудничества JINR – Egypt, а также РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00318.

- A. Buzdin. Phys. Rev. Lett. V. 101, 107005 (2008).
- F. Konschelle, A. Buzdin. Phys. Rev. Lett. V. 102, 017001 (2009).
- Yu. M. Shukrinov, S. Yu. Medvedeva, A. E. Botha, M. R. Kolahchi, and A. Irie, Phys. Rev. B., V. 88, 214515 (2013).
- Shin-ichi Hikino, Michiyasu Mori, Saburo Takahashi, and Sadamichi Maekawa, J. Phys. Soc. Jpn., V. 77, 053707 (2008).

Секция 2

Магнитные наноструктуры

Influence of the surface on the chiral magnetic states in ferromagnetic disks

D.A. Tatarskiy^{1,2,*}, E.V. Skorokhodov¹, S.N. Vdovichev¹, A.V. Shirokova^{1,2}, S.A. Gusev¹

1 Institute for physics of microstructure of RAS, Akademicheskaya str., 7, Afonino, Nizhegorodskay region, Kstovskiy district, 603087, Russia.

2 Lobachevsky university, Gagarin ave., 23, Nizhniy Novgorod, 603950, Russia.

*tatarksy@ipmras.ru

The antisymmetric DMI-like interaction may arise at the interfaces of metals due to the lack of inversion symmetry. This fact leads to the differences for magnetostatic energy of left-handed and right-handed chiral states in the ferromagnetic nanodisks. The specimen have about 10³ permalloy (Py) disks thus we can achieve good statistical result counting probabilities of left and right vortices. The vortices Py disks are investigated using the Fresnel method in the transmission electron microscope.

Introduction

There are several metastable magnetic states in ferromagnetic disks depending on its geometrical parameters and anisotropy [1]. The vortex state in Py disks exists in zero fields when the diameter is 0.2-1.0 µm and the thickness is >20 nm [2]. Every vortex is characterized by three numbers: polarity, vorticity and chirality. The polarity denotes the direction of the vortex core (± 1) . The vorticity denotes the curling direction: clockwise or anti-clockwise (± 1) . The chirality is the product of polarity and vorticity. So there are four possible vortex configurations with two chiralities (left and right). All these states should have equal energy if there is no any asymmetry in the system. The nucleation of vortices in Co nanodisks is investigated in Ref.[3]. It is shown that the probabilities for nucleation of right and left states are equal in the case.

On the other hand material with fixed chirality have unusual optical, transport etc. properties [4]. Somehow the chirality in the media can be controlled by several ways. For example, the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) [5,6] appears in the B20 crystals, such as MnSi, FeGe etc. and fixes the chirality of helicoids and skyrmion lattices [7,8]. The origin of DMI in B20 crystal is the spin-orbit coupling and lack of the inversion symmetry of $P2_13$ crystal lattice. Other way to fix the chirality is the geometric anisotropy of ferromagnetic particles. In Ref.[9] one prepared triangle particles and the vorticity was controlled by the direction of the external field (along the triangle base).

It is known the presence of an interface may lead to the induced DMI (iDMI) on it even if the bulk material has no DMI [10]. The influence of iDMI on vortex states in Py is investigated experimentally in Ref.[11]. But the

micromagnetic model in [11] is unclear because the modeled disk has two equal Py-vacuum interfaces with opposite normals thus there should be no any preferable chirality in the system. Also the result in Ref.[11] contradicts the result in Ref.[3] and the thorough investigation should be done. In this paper we report about observation of magnetic states in arrays of Py disk by Fresnel method in 200 kV Transmission electron microscope [12].

Surface-induced DMI

The magnetic energy of disk is considered as following

$$E = E_{ex} + E_H + E_{MD} + E_A + E_S$$

where E_{ex} is the exchange energy, E_H is the magnetostatic energy, E_{MD} is the magneto-dipole interaction energy, E_A is the anisotropy energy and E_S is the energy connected with surface-induced effects (e.g. iDMI). The first four terms are proportional to the volume of the disk but the last one is proportional to its surface area. Thus the role of surface-induced effects will increase for smaller particles. Let us consider a large array of equal disks. In the absence of iDMI or other surface effects the ratio of vortex states in disks with opposite chiralities will be close to 1. On the contrary the iDMI leads to the imbalance of vortices and chirality ratio will differ from 1.

The idea is to prepare large arrays of disks of several radii. Than the chirality ratios are to be calculated as the function of disks' radii. If the iDMI exists and plays important role on vortex states, the ratio vs. radius will be decreasing function. We investigate vorticity in Py disks using Lorentz transmission electron microscopy. The core direction is controlled *in situ* by the objective lens field. in that case the vorticity is equal to the chirality.

Experiment

The sample for Lorentz transmission electron microscopy (LTEM) is prepared as following. The thin 20 nm Py film is deposited by magnetron sputtering on a commercial silicon nitride membrane. The disk arrays of several radii are developed by high-precision electron beam lithography.



Fig. 1. Vorticity switching in single particle. Overfocused image. (a)&(c) 0° Tilt angle, the H_{obj} applied along the normal (b) 5° Tilt angle, H_{obj} has in-plane projection from down-right corner along the square diagonal

The experiment is done in Low Mag mode of LI-BRA200 TEM. This mode is quite good for Fresnellike method for revealing magnetic contrast. The field of the objective lens is reduced in the mode. This field allows performing in situ magnetization (Fig. 1). The amplitude of the field is estimated by comparing the tilt angle of homogeneous magnetization in disk with modeling in OOMMF and MALTS [13,14]. The estimation gives $H_{obj} = 3.0\pm0.2$ kOe. Also we can apply large field turning on TEM mode in the microscope. This field is above 15 kOe and larger than the coercive force along the normal for Py disks. Thus the vortex cores are directed along H_{obj} after switching to TEM mode. After that we tilt the specimen several times in Low Mag mode, remagnetizing the disks. After every tilting we use overfocusing to reveal magnetic contrast in particles. The clockwise and counter-clockwise vortices act as focusing or defocusing optical element on the electron beam consequently. If the dot in the disk center is bright the vorticity is clockwise and on the contrary. Due to the fact the cores lies along the H_{obj} the vorticity is equal to the chirality.

	Table 1	. Vorticity	ration vs.	disk radius
--	---------	-------------	------------	-------------

Disk diameter	Vorticity ratio
0.5 µm	1.31±0.08
0.3 µm	1.00±0.06
0.2 µm	0.67±0.04
0.1 µm	0.50±0.03

Summary

About 1200 disks of every radius have been analyzed. The result is shown in Table 1. The ratio 1.00 means the amounts of left and right vortices are equal. One can see the dependence ratio-radius is increasing function. But the interesting fact the ratio for 0.5 μ m disk is larger than 1.00, but for others disk it is on the contrary. Thus the another additional precise experiment should be done.

The work is supported by RFBR Grant # 18-02-00827. The work was done on the Center for collective usage of equipment «Physics and technology for micro- & nanostructures»

References

- K.L. Metlov, Y.P. Lee, Appl.Phys.Lett. 92, 112506 (2008).
- R. P. Cowburn, D.K. Koltsov et al., Phys.Rev.Lett. 83, 1042 (1999).
- S.N. Vdovichev, B.A. Gribkov et al., Phys.Solid.State 48, 1902 (2006).
- D.A. Tatarskiy, A.V. Petrenko et al., Phys. Usp. 59, 583 (2016).
- 5. I.E. Dzyaloshinskii, JETP 46, 1420 (1964).
- 6. T. Moriya, Phys.Rev. 120, 91 (1960).
- Y. Ishikawa, K. Tajima et al., Solid State Commun. 19, 525 (1976).
- C. Pappas, E. Lelievre-Berna et al. Phys.Rev.Lett. 102, 197202 (2009).
- S. Yakata, M. Miyata et al., Appl.Phys.Lett. 97, 222503 (2010).
- Y. Liu, M. Jia et al., J.Magn.Magn.Mater. 182, 341 (1998).
- 11. M.-Y. Im, P. Fischer, K. Yamada et al., Nature Comms. **3**, 983 (2012).
- C. Phata, et al., Current Opinion in Solid State & Material science 20, 107 (2016).
- 13. http://math.nist.gov/oommf/
- S.K. Walton, K. Zeissler et al., IEEE Trans. Magn. 49, 4795 (2013).

Easy-Cone Magnetic State in Double-MgO Free Layers for Perpendicular Magnetic Tunnel Junctions

B. Teixeira¹, A. Timopheev^{2,3,4}, S. Auffret^{2,3,4}, R.C. Sousa^{2,3,4}, B. Dieny^{2,3,4}, N.A. Sobolev^{1,5,*}

1 Physics Department & i3N, University of Aveiro, 3810-193 Aveiro, Portugal.

2 Univ. Grenoble Alpes, INAC-SPINTEC, F-38000 Grenoble, France.

3 CEA, INAC-SPINTEC, F-38000 Grenoble, France.

4 CNRS, SPINTEC, F-38000 Grenoble, France.

5 National University of Science and Technology "MISiS", 119049 Moscow, Russia.

*sobolev@ua.pt

The perpendicular magnetic anisotropy appearing at the FeCoB/MgO interface is the physical basis of the perpendicular magnetic tunnel junction. Improved power consumption and switching speed are expected to be achieved by setting the free layer's magnetization in an easy-cone state. We show that the insertion of a metal spacer allows an easy-cone state to be preserved at increased thicknesses of double-MgO free layers, for which the thermal stability is enhanced.

The perpendicular magnetic anisotropy (PMA) appearing at the FeCoB/MgO interface is the physical basis of the perpendicular magnetic tunnel junction (pMTJ), a multilayer stack under development for the spin-transfer-torque magnetic random-access memory (STT-MRAM) with a higher storage density, higher thermal stability and lower power consumption than its in-plane counterpart [1]. To increase the free-layer volume, and thus the data retention, while keeping the PMA, two FeCoB/MgO interfaces may be used, usually separated by a thin metal spacer [2].

Improved power consumption and switching speed are also expected to be achieved by setting the free layer's magnetization in an easy-cone state [3]. Such an easy cone requires a negative second-order PMA term, $K_2 < 0$, and is observed in the crossover from out-ofplane to in-plane anisotropy [5-7]. Research on single-MgO systems shows that K_2 stems from spatial fluctuations of the PMA field [4-6]. Here we report a ferromagnetic resonance study of the easy-cone anisotropy in double-MgO free layers with either a Ta or W ultrathin spacer.

MgO/FeCoB/X(0.2 nm)/FeCoB/MgO free layers were prepared with X = Ta or W thin spacers. Different anisotropy states were obtained by varying the freelayer thickness as shown in Fig. 1. The insertion of metal spacers increases both K1 and |K2|, enabling the presence of an easy cone at increased thicknesses. Fluctuations of the FeCo grains' sizes, combined with local reductions of PMA and grain-grain interaction, caused by the segregation of Ta or W to the interfaces and grain boundaries, may explain the enhanced K_2 , as we have previously seen on the single-MgO system [6].



Fig. 1. Diagram of the second-order ($B_{K2} = 4K_2/M_S$) vs firstorder ($B_{K1} = 2K1/M_S$) PMA fields of the double-MgO free-layers without spacer (black squares) and with a Ta (red dots) or W spacer (blue triangles)

We thus show that the insertion of a metal spacer allows an easy-cone state to be preserved at increased thicknesses of double-MgO free layers, for which the thermal stability is enhanced. Particularly, the W spacer enables higher K_2 values than Ta, although increasing the damping (Fig. 2) around the thickness typical of the easy-cone regime (2.6 nm). While K_1 is still to be improved to meet STT-MRAM's thermal

stability demands, these layers may already be useful for applications free of long data retention requirements such as DRAM and spin-torque oscillators [8].



Fig. 2. Estimated Gilbert damping of double-MgO free layers with a Ta (red dots) or W spacer (blue triangles) as a function of the FeCoB thickness

References

- B. Dieny and M. Chshiev // Rev. Mod. Phys. 89, 25008 (2017).
- 2. J. Kim et al. // Sci. Rep. 5, 16903 (2015).
- N. Strelkov et al. // Phys. Rev. B 95, 184409 (2017).
- B. Dieny and A.V. Vedyayev // Europhys. Lett. 25, 723 (1994).
- A.A. Timopheev et al. // Sci. Rep. 6, 26877 (2016).
- A.A. Timopheev et al. // Phys. Rev. B. 96,014412 (2017).
- Y. Fu et al. // App. Phys. Lett. 108, 142403 (2016).
- H. Arai et al. // Appl. Phys. Express 8, 083005 (2015).

Hall effects and lifetime of antiferromagnetic skyrmions

O.A. Tretiakov^{1,*}

1 Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai, Japan.

*olegt@imr.tohoku.ac.jp

An antiferromagnetic skyrmion is a composite topological object with a similar but of opposite sign hedgehog spin texture on each sublattice. We study the Hall effects and lifetime of antiferromagnetic skyrmions at a finite temperature and in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction.

Introduction

Skyrmions are topologically protected spin textures, which can be used in spintronic devices for information storage and processing. However, skyrmions in ferromagnets have some intrinsic difficulties, which must be overcome to use them for spintronic applications, such as the inability to move along electric current [1]. It has been demonstrated that skyrmions can also be stabilized and manipulated in antiferromagnetic materials [2]. An antiferromagnetic skyrmion is a composite topological object with a similar but of opposite sign spin texture on each sublattice, which, e.g., results in a complete cancellation of the Magnus force and as a result absence of skyrmion Hall effect [2]. However, surprisingly the topological spin Hall effect of antiferromagnetic skyrmion texture is nonzero and enhances the spin transfer torques acting on the skyrmion [3]. I will also discuss the lifetime and stability of antiferromagnetic skyrmions at a finite temperature on the basis of a two-dimensional Heisenberg exchange model with external magnetic field, uniaxial anisotropy, and Dzyaloshinskii-Moriya interaction [4]. The results are compared to the case of a ferromagnet by inverting the sign of the exchange

constant. The stability of the skyrmion and the corresponding magnon spectra are analyzed using effective continuous models and confirmed by the simulations based on the nudged elastic band method.

References

- K. Litzius, I. Lemesh, B. Kruger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Buttner, K. Sato, O.A. Tretiakov, J. Forster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schutz, G.S. D. Beach, and M. Klaui // Nature Physics, V. 13, 170 (2017).
- 2. J. Barker and O.A. Tretiakov, Physical Review Letters, V. 116, 147203 (2016).
- C. A. Akosa, O. A. Tretiakov, G. Tatara, and A. Manchon, submitted to Phys. Rev. Lett.; arXiv:1709.02931 (2017).
- P.F. Bessarab, D. Yudin, D.R. Gulevich, P. Wadley, M. Titov, and O.A. Tretiakov, submitted to Phys. Rev. Lett.; arXiv:1709.04454 (2017).

Магнитострикция и тепловое расширение пленок висмут – неодимовых ферритов – гранатов

С.С. Аплеснин^{1.2}, А.Н. Масюгин¹, М.Н. Ситников¹, У.И. Рыбина¹, Т. Ишибаши³

1 Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск, 662850, Россия.

2 Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия.

3 Department of Materials Science and Technology, Nagaoka University of Technology, Nagaoka, Niigata 940-2188, Japan. *apl@iph.krasn.ru

Обнаружено влияние подложки на смену знака коэффициента теплового расширения пленок висмут неодимовых ферритов – гранатов, нанесенных на подложку из стекла и галий гадолиниевого граната. Исследована магнитострикция пленок в интервале температур 80-380 К и магнитных полей до 13 кЭ. Обнаружена смена знака магнитострикции по температуре и от магнитного поля. Экспериментальные данные объясняются в рамках одноионной модели с учетом магнитоэлектрического взаимодействия.

Введение

Висмут замещенные железо-итривые гранаты используются в качестве пространственных модуляторов света, индикаторов и других магнитооптических устройств(МО)в области видимого света [1]. Поэтому гранаты, замещенные большим количеством Ві, привлекают внимание в качестве материалов для приложений МО. Магнитная анизотропия пленок зависит от подложки, и постоянная решетки пленки меняется на 0.2% при нанесении пленки на подложку из Gd₃Ga₅O₁₂ в направлении (111) и (100) [2]. Подложка существенно влияет на магнитые и структурные характеристики пленки. В Bi₃Fe₅O₁₂ найден линейный магнитоэлектрический эффект с максимумом при 450 K [3].

Цель работы установить механизм магнитострикции и теплового расширения пленок висмут – неодимовых ферритов – гранатов, осажденных на подложках из стекла и граната.

Тепловое расширение пленок

Исследовалось пленок лва типа $Nd_1Bi_2Fe_5O_{12}(450nm)/Nd_2Bi_1Fe_4Ga_1O_{12}(90nm)$ на подложке из стекла и Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe₅O₁₂(450nm) на монокристаллической подложке Gd₃Ga₅O₁₂ (GGG) в направлении (111). Для измерения относительного изменения линейных размеров пленки использовались датчики напряжения ZFLA-3-11 с сопротивлением 140 Ом. Измерялась разница сопротивлений двух датчиков на пленке и на подложке $\delta L = (R_f - R_f)$ R_{s}) / R_{s} =(L_{f} – L_{s})/ L_{s} . Константа магнитострикции определялась по изменению сопротивления тензодатчика магнитном поле $\lambda = (R(H))$ -В R(0))/R(0)=(L(H) –L(0))/L(0). На Рис.1 представлено относительное изменение длины пленки на стекле от температуры. Ниже комнатной температуры пленка расширяется при охлаждении и резкий рост длины пленки происходит при T=294 К где производная $d(\delta L)/dT$ имеет минимум. Небольшой рост наблюдается при T=194 К. Выше комнатной температуры пленка расширяется при нагревании и достигает максимума при температуре Кюри. Изменение знака коэффициента теплового расширения в области комнатной температуры связано с образованием доменной структуры ферроэлектрических моментов. Максимальное расширение пленки в области температуры перехода возможно вызвано локализацией носителей тока по подрешетке из ионов железа.



Рис. 1. Зависимость относительного изменения длины пленки на стекле (а) и гранате (b) от температуры

Температурная зависимость теплового расширения $Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe_5O_{12}$ на подложке феррита граната качественно отличается (Рис.1b). Выше 160 К тепловое расширение пленки резко возрастает с небольшим максимумом коэффициента теплового расширения при 298 К. Взаимодействие пленки с GGG подложкой является более сильным, по сравнению с аморфным стеклом. Поэтому расширение подложки с температурой вызывает линейный рост пленки. И так, подложка ответственна за тепловое расширение пленки.

Магнитострикция пленок

На Рис.2 представлены константы магнитострикции пленки на стекле в зависимости от внешнего магнитного поля. В области комнатных температур наблюдается нелинейная зависимость λ (H).



Рис. 2. Относительное изменение длины пленки на стекле от магнитного поля, направленного перпендикулярно пленке

Константа магнитострикции в магнитном поле H=12 кЭ меняет знак ниже 310 К. Наибольшее сжатие пленки найдено при температуре 200 К и при 120 К константа магнитострикции уменьшается на порядок. Константа магнитострикции анизотропна и при вращении пленки относительно магнитного поля величина удлинения пленки достигает максимума при угле 24°. Ниже 280 К минимум и максимум магнитострикции достигается соответственно при 30° и перпендикулярно пленке. Наблюдается небольшая анизотропия магнитострикции, так удлинение пленки в магнитном поле, приложенном перпендикулярно пленке, превышает удлинение пленки по направлению поля.

Удлинение пленки на гранате линейно растет от магнитного поля при T>300 К и уменьшается ниже комнатной температуры. Полевая зависимость магнитострикции представлена на Рис.3. С понижением температуры магнитострикция меняет знак, проходит через минимум при T=160 К и так же как и на стекле практически не зависит от температуры при дальнейшем охлаждении. При изменении ориентации магнитного поля константа магнитострикция является объемной.



Рис. 3. Относительное изменение длины пленки на гранате от магнитного поля при фиксированных температурах

Обнаружена анизотропия магнитострикции и смена знака магнитострикции с ростом магнитного поля в пленках на стекле. Найдено качественное отличие температурного поведения магнитострикции иттрий неодимового и висмут неодимового граната. Установлен максимум магнитострикции при низких температурах и уменьшение температуры максимума на пленках на подложке граната по сравнению со стеклом. При понижении температуры расширение пленки в магнитном поле сменяется на сжатие пленки. Экспериментальные данные объясняются в модели ферроэлектрических доменов (областей) и магнитоэлектрическим взаимодействием. Максимум магнитострикции связан с пиннингованием доменов, а смена знака магнитострикции с исчезновением доменной структуры и с подавлением спиновых флуктуаций ионов железа в магнитном поле, приводящих к усилению магнитоупругого и магнитоэлектрического взаимодействия между ионами железа.

- H. Ishikawa, K. Nakajima, K. Machida, and A. Tanii, // Opt. Quantum Electron., V. 22, 517 (1990).
- Michimasa Sasaki, Gengjian Lou, Qi Liu *et al.* // Japanese Journal of Applied Physics, V. 55, 055501 (2016).
- 3. Elena Popova, Alexander Shengelaya, Dimitri Daraselia, *et al.* //Appl. Phys. Lett. 110, 142404 (2017).

Магнитно-силовая микроскопия субмикронных ферромагнитных частиц с конфигурационной анизотропией

Д.А. Бизяев¹, А.А. Бухараев^{1,2}, Н.И. Нургазизов¹

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

dbiziaev@inbox.ru

С помощью сканирующей зондовой литографии были получены три типа частицы пермаллоя, обладающие конфигурационной анизотропией и несколькими квазиоднородными стабильными состояниями. Методами магнитно-силовой микроскопии исследовалось распределение намагниченности в зависимости от формы частицы, а также влияние на него внешнего магнитного поля. Было показано, что при приложении внешнего магнитного поля вдоль направления соединяющего вершины треугольника, только у частиц третьего типа происходит через промежуточное квазиоднородное состояние. При направлении внешнего поля вдоль медианы треугольника процесс перемагничивания проходит скачкообразного на 180° у всех трех типов частиц.

Введение

В последнее время в качестве среды для сверхплотной магнитной записи информации используются частицы, обладающие конфигура-ционной анизотропией формы [1-4]. Более сложная форма частиц позволяет реализовываться промежуточным квазиоднородным состояниям с низкими энергозатратами на перемагничивание. Переход из одного состояния в другое осуществляется, как прикладыванием механи-ческой деформации, для поворота вектора намагниченности в таких частицах [1, 4], так и внешним магнитным полем [4].

В представленной работе методами атомно-силовой и магнитно-силовой микроскопии (АСМ и МСМ) исследовались три типа частиц пермаллоя (Ру), имеющих конфигурационную анизотропию. Первый тип представляет собой частицы треугольной формы (рис. 1а). Второй тип является модификацией первого путем небольшого прогиба сторон внутрь треугольника (рис. 1д). Третий тип с максимальным прогибом (рис. 1и) имеет «Y-образную» форму.

Методами МСМ изучено распределение намагниченности и исследовано переключение ориентации намагниченности внешним магнитным полем в трех типах частиц. Для визуализации распределения намагниченности выполнено компьютерное моделирование МСМ изображений для каждого типа частиц.

Результаты и обсуждение

Для создания частиц сложной формы использовалась сканирующая зондовая литография [5]. С ее помощью

были получены частицы Ру разной формы. Сплав Ру – 79НМ.

На МСМ изображениях полученных частиц видно, что в отсутствие внешнего магнитного поля частицы первого типа обладают вихревой структурой намагниченности (рис. 16-г). Частицы второго и третьего типа имеют квазиоднородную намагниченность (рис. 1е-з для второго и рис. 1к-м для третьего типа).

Для полученных частиц было исследовано влияние внешнего магнитного поля на распределение намагниченности. Перед началом экспериментов все они были намагничены в одну сторону в поле +200 мТл. Как показали МСМ эксперименты, у частиц второго и третьего типа при направлении внешнего магнитного поля вдоль медианы треугольника, процесс перемагничивания происходил скачкообразно. В частицах первого типа перемагничивание проходило через промежуточное вихревое состояние (МСМ изображение рис. 16), которое наблюдалось при напряженности внешнего поля от +4 до -4 мТл.

При ориентации внешнего магнитного поля вдоль одной из сторон треугольника процесс перемагничивания идет по-другому. Для первого и второго типа частиц кроме величины

Материалы XXII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»



Рис. 1. АСМ изображение частиц первого типа – (а), МСМ изображение распределения намагниченности в них – (б), смоделированное распределение намагниченности в такой частице – (в), модельное МСМ изображение частицы первого типа – (г), АСМ изображение частиц второго типа – (д), МСМ изображение распределения намагниченности в них – (е), смоделированное распределение намагниченности в такой частице – (ж), модельное МСМ изображение в ней – (з), АСМ изображение частиц третьего типа – (и), МСМ изображение распределения намагниченности в них – (к), смоделированное распределение намагниченности в такой частице – (л) и ее модельное МСМ изображение – (м). Размер частиц вдоль стороны треугольника составляет 1350 нм, высота 30 нм, ширина выступов у частиц третьего типа 400 нм



Рис. 2. МСМ изображение частиц третьего типа находящихся во внешнем магнитном поле напряженностью (а): -7 мТл, (б): -8 мТл, (в): -9 мТл. Кругами отмечены частицы, которые сменили одно квазиоднородное состояние на другое в данном диапазоне напряженностей поля

поля переключения ничего не меняется. Для частиц третьего типа к изменению величины поля переключения в процессе перемагничивания (рис. 2а-в) добавляется появление промежу-точного состояния (рис. 2б), в котором направление квазиоднородной намагниченности находится под углом к внешнему полю. Наличие промежуточного состояния в процессе перемагничивания частиц третьего типа подтверждает наличие у них шести квазиоднородных состояний. Медианы треугольников являются осями легкого намагничивания (ОЛН), а их стороны относятся к направлению с осью трудного намагничивания (ОТН).

Заключение

Установлено, что прогиб сторон треугольника приводит к появлению квазиоднородных состояний, поле переключения между которыми растет по мере увеличения прогиба и достигает максимума в случае частиц третьего типа. Перемагничивание такой частицы путем приложения внешнего магнитного поля вдоль одной из трех ОТН происходит через промежуточное состояние с квазиоднородной намагниченностью. При направлении внешнего поля вдоль ОЛН перемагничивание происходит скачком из состояния против поля в состояние по полю.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 18-02-00204).

- M. Salehi-Fashami, N. D'Souza // JMMM, V. 438, p. 76 (2017)
- K. Nanayakkara, I. S. Vasil'evskii, I. S. Eremin *et al.* // J. Appl. Phys., V. 119, 233906 (2016).
- B. Lambson, Z. Gu, M. Monroe *et al.* // Appl. Phys. A, V. 111, 413 (2013).
- S. Giordano, Y. Dusch, N. Tiercelin *et al.* // Phys. Rev. B, V. 85, 155321 (2012).
- Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, С. А. Зиганшина и др. // Микроэлектроника, Т. 44, с. 437 (2015).

Аномальная оптическая невзаимность массивов магнитных наноостровов

А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин*, И.А. Шерстнев, Д.А. Егоров

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991. *pudonin@sci.lebedev.ru

В многослойных системах из магнитных наноостровов [FeNi-Al₂O₃]_N обнаружен аномально большой эффект оптической невзаимности. Величина эффекта невзаимности зависела от толщины островкового слоя FeNi и существенно превышала наблюдаемые в настоящее время значения эффекта невзаимности в системах из магнитных наночастиц специальной формы. Обнаружено существенное влияние межслоевого взаимодействия между наноостровковыми слоями в структуре на величину эффекта невзаимности, что может быть связано с супервихревым типом намагничивания в островковых слоях FeNi.

Введение

В настоящее время интенсивно исследуются киральные системы различного типа. Под киральностью понимают свойство объекта не совмещаться со своим отображением в плоском зеркале при каком-либо перемещении и вращении, т.е. асимметрией левого и правого. Одним из проявлений киральности в твердых телах является эффект оптической невзаимности, связанный с неэквивалентностью величины коэффициента оптического отражения от киральной структуры при изменении направления распространения света на противоположное. В массивах магнитных наночастиц специальной формы также наблюдается эффект невзаимности, обусловленный вихревым типом намагниченности [1]. Ранее [2], нами было обнаружено, что в массивах из магнитных наноостровов овальной формы (FeNi) и в многослойных системах на их основе может возникать супервихревой тип намагниченности, когда вихрь сосредоточен не, как обычно, в отдельных наноостровах, а распределен по некоторому их множеству. Мы полагаем, что наноостровковые системы с супервихревой намагниченностью, могут быть киральными и в них может наблюдаться эффект оптической невзаимности. Целью данной работы являлось поиск эффекта невзаимности в массивах из слоев овальных наноостровов FeNi и выяснение условий и механизмов возникновения эффекта невзаимности.

Образцы и эксперимент

Для прецизионных измерений эффекта оптической невзаимности методом RF-распыления были выращены не однослойные наноостровковые пленки, а структуры, состоящие из нескольких островковых

слоев FeNi, разделенных диэлектрической пленкой Al₂O₃ - (FeNi/Al₂O₃)_N. Было приготовлено несколько серий образцов с различными эффективными толщинами островковых пленок FeNi, с различной толщиной буферных разделительных слоев Al₂O₃ и с различным числом периодов N в многослойной структуре. Для увеличения точности измерений в данной работе изучалось не изменение интенсивности отраженного р-поляризованного света ΔR_P при повороте образца на 180°, а измерялся угол о, на который поворачивалась плоскость поляризации отраженного света при вращение образца, т.е. $\Delta \varpi(\phi) = \varpi_P(\phi) - \varpi_P(\phi + 180^0)$. В этом случае ошибки измерения будут минимальными, т.к. угол поворота плоскости поляризации слабее зависит от нестабильности интенсивности отраженного (рассеянного) света и вариации поглощения света наноостровами. Эффект невзаимности имел место, когда ∆∞≠0.

Результаты и обсуждение

На всех исследуемых структурах было обнаружено, что $\Delta \omega \neq 0$, т.е. наблюдается эффект невзаимности. Величина $\Delta \omega \sim 1-2^0$ является аномально большой. Типичная зависимость $\Delta \omega$ от эффективной толщины слоев FeNi в структуре [FeNi(d)-Al₂O₃(7 nm)]₇ представлена на Puc.1. Зависимость $\Delta \omega$ (d) имеет несколько максимумов. Максимум $\Delta \omega$ при толщине слоя FeNi d ~ 1.7 nm, соответствует перколяционному порогу для FeNi [3], когда обменное взаимодействие между островами максимально, что свидетельствует о связи эффекта невзаимности с внутрислоевым обменным взаимодействием. Уменьшение $\Delta \omega$ для d > 1.7 нм связано с тем, что пленка начинает быть сплошной, что приводит к уменьшению $\Delta \omega$. Максимумы $\Delta \omega$ при d < 1.7 нм могут быть
связаны с особенностями супервихревой намагниченности структуры и размерными эффектами. Мы полагаем, что и межслоевое обменное взаимо-



Рис. 1. Зависимость Δω от толщины d слоя FeNi

действие между островами в соседних островковых слоях также может влиять на величину эффекта невзаимности. Для проверки этого утверждения был исследован эффект невзаимности для структур с переменной толщиной d_в слоя Al₂O₃ при фиксированной толщине островковых слоев FeNi (d ~ 1.2 nm).



Рис. 2. Зависимость $\Delta \omega$ от толщины d слоя AI_2O_3

В результате была обнаружена осцилляционная зависимость $\Delta \omega$ от d_B , что свидетельствует о влияние межслоевого обменного взаимодействия на эффект невзаимности. Осцилляционная зависимость $\Delta \omega(d_B)$ может быть обусловлена осцилляционной зависимостью обменного взаимодействия от толщины d_B , как, например, в структурах с гигантским магнитосопротивлением с буферным слоем из ZnTe [4]. Неожиданным является большой по величине максимум $\Delta \omega \sim 2^0$ при $d_B(Al_2O_3) \sim 4.0$ нм. Однако, при такой толщине буферного слоя межслоевое обменное взаимодействие должно сильно затухать. Возможно, в этом случае возникает двойной тип обменного взаимодействия через ионы O^{2-} в

Al₂O₃. Однако для такого типа обмена расстояние порядка 4 нм также слишком велико. Можно предположить, что в данных структурах двойной обмен происходит не между отдельными магнитными моментами в соседних слоях, а между супервихрями в слоях. На Рис.2 приведена зависимость $\Delta \omega(d_B)$ для серии структур (FeNi - Al₂O₃)_N с большими толщинами буферного слоя Al₂O₃. Мы полагаем, что, если, в соответствии с [2], в каждом островковом слое имеет место супервихревая намагниченность, то направление закручивания супервихря может также зависеть от эффективной толщины буферного слоя Al₂O₃, т.е. и величина эффекта невзаимности может зависеть от толщины Al₂O₃. Если обменное взаимодействие приводит к ферромагнитному типу упорядочения намагниченности в соседних слоях (т.е. супервихри в слоях закручены в одну сторону), то эффект невзаимности не будет зависеть от числа слоев в структуре, и будет максимальным. Если же обменное взаимодействие приводит к антиферромагнитному типу упорядоченности намагниченности (т.е. к противоположному направлению закручивания супервихрей в соседних слоях), то в этом случае преимущественное направление закручивания супервихрей во всей структуре будет зависеть от числа периодов. При четном числе - суммарное количество вихрей, закрученных в противоположные стороны, будет примерно одинаково и $\Delta \omega$ будет мало. При нечетном числе периодов в многослойной структуре всегда будет выделенное направление закручивания супервихрей, что будет повышать значение $\Delta \omega$. Проведенные исследования показали, что $\Delta \varpi$ действительно зависит от числа периодов и максимально при нечетном числе периодов, т.е. было подтверждено существование связи эффекта невзаимности с межслоевым взаимодействием.

Работа поддержана грантом РНФ №17-72-20030.

- 1. O.G. Udalov, M.V. Sapozhnikov, E.A. Karashtin *et al.* // Phys. Rev. B, Vol. 86, P. 094416, (2012).
- A.P.Boltaev, F.A. Pudonin, I.A.Sherstnev // Appl. Phys. Lett., 102, 142404 (2013).
- А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев *et al.* // ЖЭТФ, т. 152, в. 3(9), 547–551, (2017).
- I.D. Lobov, F.A. Pudonin, M.M. Kirillova *et al.* // JMMM, 264, p. 164, (2003).

Обратный магнитоэлектрический эффект в планарных магнитных структурах AIN/FeCoSiB

Д.А. Бурдин¹, Д.В. Савельев^{1, *}, Д.Д. Плеханова¹, Л.Ю. Фетисов¹, П. Хайес²

1 Московский технологический университет (МИРЭА), пр. Вернадского, 78, Москва, 119454 1.

2 Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Christian-Albrechts-Platz 4, Kiel, Germany, 24118.

*dimsav94@gmail.com

Исследован обратный магнитоэлектрический эффект в планарных композитных структурах состава AIN/FeCoSiB. На частотах акустического резонанса наблюдается значительное усиление обратного магнитоэлектрического эффекта. С изменением постоянного магнитного поля в пределах до 14 Э резонансная частота немонотонно меняется на *бf*_r≈ 0,15% - 0,45 % в результате магнитоупругого взаимодействия в ферромагнитном слое. Показано, что увеличение амплитуды возбуждающего электрического поля приводит к уменьшению *бf*_r.

Введение

Магнитоэлектрический эффект (МЭ) заключается в поляризации образца под действием внешнего магнитного поля (прямой эффект) и изменении намагниченности во внешнем электрическом поле (обратный эффект) [1]. Интерес к мультиферроидным структурам и возникающему в них МЭ эффекту связан с применением этих структур в датчиках магнитного поля, устройствах памяти, управляемых СВЧ устройствах и автономных источниках энергии [1, 2]. В настоящее время основное внимание уделяется исследованию МЭ эффекта в слоистых композитных структурах. В таких композитах эффект возникает из-за комбинации магнитострикции ферромагнитного слоя и пьезоэффекта пьезоэлектрического слоя. Деформации передаются от одного слоя к другому через механический контакт между слоями [1].

При возбуждении МЭ структур переменным полем наблюдается увеличение МЭ коэффициента на частотах акустических резонансов, лежащих обычно в пределах от единиц до сотен кГц. Используя смешение частот в структуре и усиливая сигнал с помощью механического резонанса, можно детектировать низкочастотные магнитные поля за счет дельта-Е эффекта, изменяющего модуль Юнга структуры под действием магнитного поля [3].

Образцы и метод исследования

В данной работе исследованы планарные магнитные структуры двух составов, которые представляли собой прямоугольные пластины, закрепленные на одном конце, с длиной 25 мм и шириной 2,5 мм. Слой пьезоэлектрика AlN толщиной 2 мкм и слой аморфного ферромагнетика FeCoSiB толщиной 2 мкм наносились методом магнетронного напыления на подложку. В образце 1 в качестве подложки использовалась пластина Si толщиной 300 мкм, в образце 2 – пластина боросиликатного стекла толщиной 150 мкм. Схематично взаимное расположение слоев структур показано на рисунке 1.



Рис. 1. Схема исследованных структур

Образец помещали в катушки Гельмгольца, создававшие постоянное магнитное поле Н до 15 Э, направленное вдоль длинной стороны структуры, и одновременно в считывающую магнитную катушку, в которой наводилась ЭДС U_{СМЕ} в результате изменения намагниченности ферромагнитного слоя образца при обратном МЭ эффекте. К пьезоэлектрическому слою структуры прикладывали переменное электрическое напряжение Ue ампли-Меняя тудой до 5 В и с частотой f_e . fe от 0 кГц до 600 кГц, измеряли U_{СМЕ} при разных значениях *H* и U_e.

Результаты и обсуждение

На измеренных частотных зависимостях обратного МЭ сигнала $U_{CME}(f_e)$ наблюдались характерные пики на частотах, соответствующих различным модам резонансных акустических колебаний структуры. Для образца 1 эти частоты составляли 518 кГц, 259 кГц и 172 кГц, причем наиболее сильный сигнал наблюдался на частоте 518 кГц. Для образца 2 максимумы МЭ сигнала соответствовали частоте 153 кГц и кратным ей частотам.

На рисунке 2 показана эволюция резонансного пика в районе частоты 518 кГц для образца 1. Видно, что под действием постоянного магнитного поля происходит изменение резонансной частоты f_r . Максимальное значение f_r наблюдается в отсутствии постоянного магнитного поля, а при приложении поля Н = 4 Э она достигает минимального значения 517,47 кГц. То есть, изменение резонансной частоты составляет 0,15 %. Резонансное значение МЭ напряжения U_r с ростом постоянного поля H растет от нуля, достигая максимума при H = 2,5 Э, а затем монотонно убывает до нуля при Н = 14 Э. Максирезонансной мальное значение частоты fr в образце 2 наблюдается при приложении поля Н = 9 Э и составляет 153,9 кГц. Изменение резонансной частоты составляет 0,45 %. Резонансное значение МЭ напряжения U_r наблюдается при поле Н = 2 Э.



Рис. 2. Серия амплитудно-частотных характеристик структуры на подложке Si при различных *H*

Из полученных результатов видно, что для образца 2 изменение резонансной частоты под действием магнитного поля примерно в 3 раза больше, чем для образца 1. Это может быть связано с различием соотношения толщин слоѐв в исследованных структурах. Не монотонная зависимость $f_r(H)$ вызвана магнитоупругой связью ферромагнитного слоя структуры.

На рисунке 3 показан набор зависимостей $f_r(H)$ при различных амплитудах переменного электрического напряжения накачки U_e в интервале от 0,25 В до 1,5 В на частоте 518 кГц для образца 1. Видно, что с увеличением амплитуды переменного поля уменьшается влияние поля смещения на резонансную частоту структуры.



Рис. 3. Набор зависимостей резонансной частоты *f*_r от магнитного поля *H* для различных напряжений накачки для структуры на подложке Si

Таким образом показано, что в структурах состава AlN/FeCoSiB на подложках из Si и боросиликатного стекла наблюдается резонансный обратный МЭ эффект, причем, в результате магнитоупругой связи в ферромагнитном слое модуль Юнга структуры имеет немонотонную зависимость от постоянного магнитного поля. Это может быть использовано для создания новых типов МЭ устройств, например датчиков постоянного магнитного поля.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, проект №8.1183.2017/ПЧ.

- Nan C.-W. et al. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. of Appl. Phys. 2011 Vol 103, №3, P. 031101.
- J. Ma et.al. Recent Progress in Multiferroic Magnetoelectric Composites: from Bulk to Thin Films. Adv. Mater. 2011. Vol. 23, №9, P. 1062-1087.
- P. Hayes et.al. Electrically modulated magnetoelectric sensors. Applied Physics Letters. 2016. Vol. 108, P. 182902.

Стрейнтронные ячейки памяти на основе субмикронных ферромагнитных частиц с конфигурационной анизотропией

А.А. Бухараев^{1,2}, Д.А. Бизяев¹, А.П. Чукланов¹, Н.И. Нургазизов¹

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань. 420029.

2 Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008. a bukharaev@mail.ru

Оценивается возможность использования частиц с конфигурационной анизотропией для создания стрейнтронных ячеек памяти. В частности, рассматривается при каких условиях (размер, форма, состав частиц, степень деформации) можно переключать в частицах ориентацию квазиоднородной намагниченности и насколько при таком переключении изменяется магнитосопротивление стрейнтронной запоминающей ячейки, представляющей собой размещенную на пьезоподложке гетероструктуру в виде двух плоских треугольных частиц с относительно свободной (для первой частицы) и фиксированной (для второй частицы) ориентацией намагниченности, разделенных туннельно-прозрачным зазором.

Введение

Стрейнтроника – новое направление в создании ячеек магнитной памяти с минимальным энергопотреблением за счет использования изменения магнитной анизотропии в магнитострикционном слое при его механической деформации [1-3]. По аналогии с магнитнорезистивной ячейкой памяти (MRAM), запоминающая магнитоэлектрическая стрейнтронная ячейка (MeRAM) состоит из двух ферромагнитных слоев с фиксированной и относительно свободной ориентацией намагниченности (соответственно «магнитожесткого» и «магнитомягкого»), разделенных туннельным зазором и нанесенных на пьезоэлектрическое основание. Магнитомягкий слой в MeRAM расположен вблизи пьезоэлектрика и ориентация его намагниченности меняется под действием механических напряжений, индуцированных при сжатии или растяжении пьезоподложки в результате подачи на нее электрического потенциала (возможно также комбинированное воздействие магнитного поля и механических напряжений [3]). Верхний магнитожесткий слой сохраняет при этом ориентацию своей намагниченности. Повысить относительную магнитожесткость верхнего слоя можно за счет увеличения его толщины [4] или нанеся на него слой антиферромагнетика [5]. В настоящее время в большинстве работ [1-5] рассматривается использование для создания MeRAM эллиптических ферромагнитных частиц, магнитная жесткость которых определяется их аспектным соотношением. Однако для таких частиц

характерен большой разброс величины порога перемагничивания [6]. Этого недостатка в значительной степени лишены частицы с симметричной геометрией (треугольные, квадратные, пятиугольные частицы). При достаточно малых размерах (сотни нанометров) в них, за счет так называемой конфигурационной анизотропии, формируется квазиоднородная («nearuniform» - «почти-однородная») намагниченность [7-9].

Результаты и обсуждение

Схема ячейки MeRAM, рассматриваемой в настоящей работе представлена на Рис.1а. В ней магнитомягкий слой лежит на пьезоподложке, затем туннельнопрозрачный слой и сверху магнитожесткий слой. Для минимизации сопротивления латеральной компоненты тока, протекающего в такой структуре, токосъемнные площадки представляют собой очень тонкие металлические слои, нанесенные снизу на магнитомягкий слой и сверху на магнитожесткий слой. Принципиальным отличием нашей ячейки MeRAM является использование в ней треугольных частиц с вогнутыми стенками. Компьютерное моделирование распределения локальных магнитных моментов с помощью программы ООММБ [10] показало, что в треугольной частице пермаллоя (Ni₈₀Fe₂₀) с расстоянием между вершинами 500 нм и вогнутыми сторонами (с радиусом кривизны 620 нм), возможно существование 6-ти стабильных квазиоднородных состояний (Рис1. б-ж). С увеличением латеральных размеров частицы более 1 мкм и радиуса кривизны квазиоднородность намагниченности пони-



Рис. 1. Стрейнтронная ячейка памяти с из треугольных частиц с вогнутыми стенками (а). Структура намагниченности шести стабильных состояний частицы (б-ж). 1 - магнитомягкий слой, 2 - магнитожесткий слой, 3 - туннельный зазор. М – суммарная намагниченность

жается вплоть до формирования вихревой структуры намагниченности. Это подтверждается нашими экспериментальными данными, полученными на таких частицах с помощью MCM.

Моделирование показало, что лучше всего для МеRAM подходят частицы из Terfenol-D. У них с увеличением толщины частицы от 10 до 30 нм коэрцитивное поле увеличивается от 26 до 39 мТл. Это означает, что можно изменять относительную ориентацию намагниченности нижней частицы относительно верхней. Для оценки магнитосопротивления (R_m) применялся подход, используемый, в частности, в спин-поляризованной туннельной микроскопии [11]. В рамках этого подхода ток, протекающий через две разделенные туннельным зазором ферромагнитные структуры, зависит от косинуса угла между направлениями намагниченностей в верхней и нижней структурах. В работе магнитные слои модельной гетероструктуры разбивались на вертикальные ячейки сечением 2×2 нм², ориентация намагниченности в каждой из них рассчитывалась раздельно с помощью ООММF. Оценки с помощью описанного выше подхода показали, что в зависимости от распределения намагниченности в верхней и нижней частице, итоговое значение R_m от всех ячеек может достигать 48-70%.

Существенно понизить поле переключения магнитомягкой треугольной частицы из одного стабильного состояния в другое можно с помощью индуцированных в ней упругих напряжений, путем подачи потенциала на пьезоподложку. Расчеты показали что, в треугольных частицах из Terfenol-D размером 500 нм и толщиной в 10 нм, индуцированное напряжение сжатия величиной в 20 МПа позволяет понизить коэрцитивное поле с 26 до 13 мТл. Это подтверждает потенциальную возможность использования частиц с конфигурационной анизотропией для создания MeRAM, магнитосопротивление которых переключается комбинированным воздействием магнитных и электрических полей.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 18-02-00204).

- K. Roy, S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha, // Appl. Phys. Lett., V. 99, 63108 (2011).
- J. Atulasimha, S. Bandyopadhyay / Nanomagnetic and Spintronic Devices for Energy-Efficient Memory and Computing. WILEY, (2016).
- M. Barangi and P. Mazumder // IEEE Nanotechnol. Mag., V. 9, 15 (2015).
- Z. Zhao, M. Jamali., N.D'Souza *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 109, 092403 (2016).
- Li P., Chen A., Li D., Zhao Y., *et al.* // Adv. Mater. V. 26, 4320 (2014).
- N. D'Souza, M. Salehi-Fashami, S. Bandyopadhyay et al. // Nano Lett. V. 16, 1069 (2016).
- M. Salehi-Fashami, N. D'Souza // JMMM, V.438, 76 (2017).
- K. Nanayakkara, I. S. Vasil'evskii, I. S. Eremin *et al.*, // J. Appl. Phys. V. 119, 233906 (2016).
- B. Lambson, Z. Gu, M. Monroe *et al.* // Appl. Phys. A, V. 111, 413 (2013).
- M. J. Donahue, D. G. Porter OOMMF // http://math.nist.gov/oommf.
- K. von Bergmann, M. Bode, A. Kubetzka *et al.* // Microscopy Research and Technique, V. 66, 61 (2005).

Формирование наноструктурированных пленок никеля на поверхности пористого Al₂O₃ для каталитических и магнитных приложений

Р.Г. Валеев^{1, *}, В.В. Сташкова^{2,}, А.С. Алалыкин²

1 Удмуртский ФИЦ УрО РАН, ул. Кирова, 132, Ижевск, 426000.

2 Удмуртский государственный университет, ул. Университетская, 1, Ижевск, 426011.

*rishatvaleev@mail.ru

Разработана методика магнетронного осаждения никеля на высокоразвитую поверхность мембран пористого анодного Al₂O₃, характеризующиеся различными геометрическими параметрами пористой структуры. Проведены исследования морфологии, структурно-фазового состояния, локальной атомной и электронной структур полученных образцов в зависимости от параметров пористой структуры Al₂O₃.

Введение

Никель традиционно используется в качестве катодов при электролитических реакциях выделения водорода (PBB) из щелочных водных растворов [1,2], а также, благодаря уникальным магнитным свойствам, в магнитных приложениях. Никель обладает высокой коррозионной стойкостью, по сравнению с металлами платиновой группы имеет низкую стоимость и достаточно широко распространен [3,4].

Создание металлических частиц, особенно упорядоченно-расположенных в объеме носителяматрицы, в настоящее время является актуальным вопросом с точки зрения их применения в различных областях физики и технологии, что обуславливает большой интерес ученых. В то же время, пористый анодный оксид алюминия в последние 20 лет привлекает внимание как перспективный материал для носителя каталитически активных наноструктур, а также в качестве границ раздела отдельных магнитных частиц и матриц для создания отдельных наноразмерных структур металлов.

Синтез наноструктурированных пленок

Напыление никеля в матрицы пористого оксида алюминия методом магнетронного напыления проводилось на вакуумном универсальном посту (ВУП – 5) [5]. Установка была дооснащена системой магнетронного напыления постоянного тока МАГ-2000 (ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ). Для магнетронного осаждения использовалась мишень никеля с чистотой 99,99 % (ООО «Гирмет»). Никель осаждался на пористые пленки оксида алюминия (ППОА), полученные при напряжении анодирования 40 и 80 В и после растравливания пор, и на поликоровую подложку. Толщина пленки никеля, осажденной на поликоровую подложку, измерялась интерферометрическим методом с помощью установки МИИ–4 и составила 200 нм. Все образцы имеют хорошую электропроводность, которая тестировалась мультиметром.

Результаты и обсуждение

Изображения сканирующей электронной микроскопии представлены на Рисунке 1. Видно, что растравливание приводит к увеличению диаметра пор за счет уменьшения толщины стенок между порами, а перетравливание (например, образец ААО 40 В 75) приводит к разрушению пористой структуры. В случае образцов, синтезированных при 40 В, растравливание в течение 30 минут приводит к увеличению среднего диаметра пор с 40±5 нм до 60±10 нм, в течение 45 минут – до 90±10 нм. Расстояние между центрами пор остается неизменным и равно 100±10 нм. В случае образцов, синтезированных при 80 В, растравливание в течение 45 минут приводит к увеличению среднего диаметра пор с 80±5 нм до 90±10 нм, в течение 60 минут – до 95±10 нм и в течение 75 минут – до 105±10 нм. Расстояние между центрами пор остается неизменным и равно 180±10 нм.



Рис. 1. СЭМ-изображения поверхности образцов пленок ААО, синтезированных при анодном напряжениях 40 В (а) и 80 В (б), до (слева) и после (справа) осаждения Ni

После напыления никеля на поверхности большинства пористых пленок оксида алюминия образовалась периодическая структура с гексагональной упаковкой наноструктур никеля (Рисунок 1, справа), при этом размер наноструктур задается величиной диаметра пор матрицы: чем больше диаметр поры, тем больше размер наноструктур.



Рис. 2. Рентгено-фотоэлектронные спектры Ni2p_{3/2} (a) O1s (b) и C1s (c) образца AAO_40B_0мин. Представлены спектры исходной поверхности и после травления ионами Ar+ в течение 2 и 4 минут

Исследования структурно-фазового состояния методом рентгеновской дифракции показали присутствие фаз никеля и алюминия подложки. Линии никеля существенно уширены, что говорит о малом размере блоков когерентного рассеяния, а также о том, что глобулярные структуры Ni, в свою очередь состоят из частиц нанометрового размера.

Исследования структурно-фазового состояния никеля методом спектроскопии комбинационного рассеяния показали, что поверхность никеля на ППОА находится в окисленном состоянии, что подтверждается исследованиями рентгеноэлектронной спектроскопии (Рисунок 2).

Пик (a) на спектре O1s с E_{cs} = 529,7 эВ соответствует кислороду в связи O-Ni в монооксиде NiO, пик (b) - кислород в гидроксильных группах (OH), взаимодействующих с металлом, пики (с) и (d)- адсорбированный кислород и кислород связанный с углеродом и углеводородами. При травлении пики (с) и (d) удаляются в первую очередь. Интенсивность пика (b) при травлении убывает быстрее пика (a), то есть связи Ni-OH сконцентрированы ближе к свободной поверхности. На образце присутствует сверхтонкая оксидная пленка толщиной менее глубины РФЭС-анализа (наблюдается и оксидная составляющая (855-857 эВ) и спектр чистого металла). Основной пик (а) с Есв=852,8 эВ - металлический никель с сателлитными пиками (a') и (a"). Расщепленный дублет (b1-b2) и интенсивный сателлит shake-up к нему (b') типичны для катионов Ni²⁺ в монооксиде NiO. Пик (с) с сателлитом (с') соответствет гидроксиду Ni(OH)2. Наличие сателлита shake-up в области 861-862 эВ - характерный признак химического состояния Ni²⁺ двухвалентного никеля. После 4-х мин травления спектр Ni2p_{3/2} по своим характеристикам близок к спектру чистого никеля. В спектре еще до травления выделяется компонента с Есв=283,5 эВ (карбидоподобные связи C-Ni) и, кроме пика с Е св=285 эВ (С-H), присутствуют интенсивные компоненты с Е св=286,3 эВ (С-ОН) и 289 эВ (О-С=О), убывающие при ионном травлении, что связано с тем, что напыление никеля проводилось в условиях динамического вакуума в среде, содержащей углеводороды.

- 1. L.A. Kibler, ChemPhysChem 7, 985 (2006).
- D.A. Dalla Corte, C. Torres *et al.*, Int. J. Hydr. Energy V. 37, 3025 (2012).
- W.A. Badawy, H. Nady, *et al.*, Int. J. Hydr. Energy V. 39, 10824 (2014)
- J. Panek, A. Budniok, Surf. Interface Anal. V. 40, 237 (2008).
- V.L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov et al. // Physical Review B, V. 85, 144418 (2012).

Конденсация (псевдо)магнонов в двумерной анизотропной S=1 (псевдо)спиновой системе

Е.В. Васинович^{*}, А.С. Москвин[§], Ю.Д. Панов

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002. *e.vasinovich@gmail.com, §alexander.moskvin@urfu.ru

В рамках (псевдо)спинового формализма, для двумерной квадратной решетки S=1 центров найдены закон дисперсии (псевдо)магнонов, а также критические параметры, при которых щель в спектре (псевдо)магнонов обращается в нуль; получены фазовые диаграммы.

Введение

В отличие от квантовых магнетиков со спином 1/2 системы со спином S = 1 характеризуются более сложным гамильтонианом с появлением одноионной анизотропии, биквадратичных межцентровых взаимодействий и принципиально новых фазовых состояний типа квантового парамагнетика. Интерес к таким системам связан не только с описанием сильноанизотропных магнетиков на основе Ni²⁺ (S = 1), в частности NiCl₂4SC(NH₂)₂ [1], но и с т.н. псевдоспиновыми системами типа «semi-hard-core» бозонов с ограничением на заполнение узлов решетки n = 0, 1, 2 или с ионными системами со смешанной валентностью типа «триплета» Cu^{1+,2+,3+} в купратах [2]. Одним из наиболее перспективных в описании S = 1 систем зарекомендовал себя метод швингеровских бозонов, развитый в работе [3] для простейшего гамильтониана. В данной работе этот метод развит для более сложных спиновых и псевдоспиновых систем, где гамильтониан включает как биквадратичную двухцентровую анизотропию, так и новые взаимодействия, типичные только для псевлоспиновых систем.

Модель

Рассмотрим модельную 2D систему типа «полужестких» бозонов с ограничением на заполнение узлов квадратной решетки n = 0, 1, 2 или систему Си-центров в CuO₂ плоскости купратов, которые могут находиться в трèх различных валентных зарядовых состояниях: Cu^{1+,2+,3+}. Вводя псевдоспиновый S = 1 (M_S = 0, ±1) формализм для описания соответствующих триплетов, запишем эффективный гамильтониан, который коммутирует с zкомпонентой полного псевдоспина $\sum S_{iz}$ и, таким образом, сохраняет полный заряд системы, как сумму потенциальной и кинетической энергий:

$$H = H_{pot} + H_{kin}^{(1)} + H_{kin}^{(2)}, \qquad (\Phi1)$$

$$H_{pot} = \sum_{i} (\Delta S_{iz}^{2} - hS_{iz}) + \frac{V}{2} \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{iz}, \quad (\phi^{2})$$

$$H_{kin}^{(1)} = \frac{1}{2} \sum_{\langle ij \rangle} [t^{p} P_{i+} P_{j-} + t^{n} N_{i+} N_{j-} + (\phi 3)]$$

$$+ \frac{1}{2}t^{pn}(P_{i+}N_{j-} + P_{i-}N_{j+}) + h.c.],$$

$$H^{(2)}_{kin} = -\frac{1}{2}t^b \sum_{\langle ij \rangle} (S^2_{i+}S^2_{j-} + S^2_{i-}S^2_{j+}), \qquad (\varphi 4)$$

где
$$P_{\pm} = (S_{\pm} + T_{\pm})/\sqrt{2}, N_{\pm} = (S_{\pm} - T_{\pm})/\sqrt{2}, T_{\pm} = \{S_z, S_{\pm}\}.$$

За исключением некоторых слагаемых, неинвариантных относительно обращения времени в (ф3) этот гамильтониан представляет наиболее общий анизотропный S = 1 спин-гамильтониан. Первое слагаемое в (ф2), или «одноионная анизотропия», описывает эффекты расщепления уровней на узле. Второе слагаемое может быть связано с псевдомагнитным полем вдоль оси Oz, либо его можно рассматривать как химический потенциал относительно добавления новых частиц. Последний член описывает межузельные взаимодействия вида плотность-плотность. Гамильтониан (ф3) описывает одночастичный перенос в системе (XYанизотропия), а гамильтониан (ф4) — двухчастичный (биквадратичная двухцентровая анизотропия).

Для анализа модели нами использовалось представление швингеровских бозонов в среднем поле [3]. В этом методе трем проекциям псевдоспина S = 1 сопоставляются три бозе-оператора рождения и уничтожения квазичастиц над вакуумом:

$$|+1\rangle = b_{+}^{+} |v\rangle, \quad |0\rangle = b_{0}^{+} |v\rangle,$$

$$|-1\rangle = b_{-}^{+} |v\rangle,$$
 (\$\phi5\$)

при этом операторы связаны следующим соотношением:

Проведя соответствующий переход от спиновых операторов *S* к бозонным *b* и выбрав состояние типа квантового парамагнетика (однородные состояния с n = 1 или Cu²⁺ в случае псевдоспиновых систем) в качестве основного, гамильтониан (ϕ 1) сводился к эффективному гамильтониану системы невзаимодействующих квазичастиц, или (псевдо)магнонов:

$$H = \sum_{k\alpha} \Omega_{k\alpha} B^{+}_{k\alpha} B_{k\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{k\alpha} (\Omega_{k\alpha} - \Lambda_{k}) + NC, \quad \alpha = \pm$$
 (\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$(\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$\$)

Результаты

В ходе работы был проведѐн анализ модели и были найдены критические параметры, при которых щель Ω_k в спектре (псевдо)магнонов обращается в ноль, что свидетельствует о фазовом переходе.



Рис. 1. Зависимость критической температуры T_c от внешнего поля *h* при различных параметрах биквадратичной двухцентровой анизотропии t^b (в единицах *V*=1)

На рис. 1 и 2 представлена зависимость критической температуры обращения в нуль щели в спектре (псевдо)магнонов, фактически представляющая фазовую диаграмму типа квантовый парамагнетик – спин-флоп фаза – ферромагнетик. С увеличением внешнего поля h при постоянной температуре T в определенный момент щель в спектре возбуждений исчезает и часть бозонов конденсируется, либо в точке k = (0,0), либо в $k = (\pi,\pi)$, в зависимости от знака переноса t^p (параметр ХҮ-анизотропии). Одновременно с этим, возникает намагниченность вдоль внешнего поля и появляется плоскостная намагниченность подрешетки. При достижении следующего критического поля, намагниченность в плоскости исчезает и отличной от нуля остается только компонента спинов вдоль внешнего поля.



Рис. 2. Зависимость критической температуры T_c от внешнего поля h при различных параметрах одноионной анизотропии Δ и ХҮ-анизотропии t^{ρ} (в единицах V=1)

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства Российской Федерации, соглашение № 02.А03.21.0006, и проектов №2277 и №5719 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

- A. Paduan-Filho, X. Gratens, N. F. Oliveira // Physical Review B, V. 69, 020405 (2004).
- 2. A.S. Moskvin // JETP, V. 148(3), 549 (2015).
- Han-Ting Wang, Yupeng Wang // Physical Review B, V. 71, 104429 (2005).

Спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур InFeSb/GaAs/InGaAs

М.В. Ведь^{1,2*}, М.В. Дорохин^{1,2}, В.П. Лесников², П.Б. Дёмина², А.В. Здоровейщев^{1,2}, Ю.А. Данилов^{1,2}, А.В. Кудрин^{1,2}

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*mikhail28ved@gmail.com

В данной работе исследована спиновая инжекция носителей заряда из разбавленного магнитного полупроводника (In,Fe)Sb в полупроводниковую структуру на основе GaAs. Были созданы спиновые светоизлучающие диоды InFeSb/GaAs/InGaAs, в которых спиновая инжекция сопровождалась последующей рекомбинацией и испусканием частично циркулярно-поляризованной электролюминесценции в спектральной области излучения квантовой ямы InGaAs. Максимальная рабочая температура исследуемых диодов составила 150К. Степень циркулярной поляризации излучения при этом была равна 0,5%.

Введение

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) полупроводниковые ферромагнитные материалы, легированные атомами переходных элементов считаются перспективными для применения в элементах приборов спинтроники, так как характеризуются высокой степенью спиновой поляризации носителей заряда, и относительно простой технологией встраивания в полупроводниковые структуры [1]. На сегодняшний день перспективными считаются РМП (А₃,Мп)В₅. Их основным недостатком является низкое значение температуры Кюри. Данная работа посвящена созданию и исследованию спинового светоизлучающего диода (ССИД) на структур с квантовой основе ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и ферромагнитным инжектором на основе InFeSb, который также является одним из перспективных РМП, так как его температура Кюри превышает 300К [2].

Методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены на подложке n-GaAs комбинированным методом, совмещающим МОС-гидридную эпитаксию (МОСГЭ) и импульсное лазерное осаждение. На первом этапе, методом МОСГЭ при температуре 600°С выращивались следующие слои: буферный слой n-GaAs, КЯ In_{0.2}Ga_{0.8}As, 90 нм слой нелегированного GaAs, δ -слой углерода и 30 нм спейсерный слой нелегированного GaAs. На втором этапе был выращен слой In_{0.4}Fe_{0.6}Sb толщиной 40 нм при температуре 250°С методом импульсного лазерного распыления (ИЛР) составной мишени InSb/Fe. На последнем этапе формирования ССИД были нанесены Au контакты методом электронно-лучевого испарения в вакууме, изготовлены меза-структуры диаметром 500 мкм методами фотолитографии и химического травления и сформирован базовый омический контакт к подложке методом искрового вжигания Sn фольги. Схема структуры представлена на рис. 1. Такая схема позволяла осуществить инжекцию



Рисунок 1. Схема исследуемой структуры.

спин-поляризованных дырок из (In,Fe)Sb в область КЯ.

Для исследований электролюминесценции на образцы подавалось прямое смещение (на Аи контакт подавался положительный потенциал по отношению к потенциалу подложки). Возбуждаемое ЭЛ излучение регистрировалось со стороны под-

ложки. При внесении структур в магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности, излучение становится частично циркулярнополяризованным. Степень циркулярной поляризации ЭЛ рассчитывается по формуле

$$P_{EL} = (I_1 - I_2) / (I_1 + I_2) \times 100\% , \quad (1)$$

где *I*₁, *I*₂ – относительные интенсивности люминесценции, измеренные для света, поляризованного по левому и по правому кругу соответственно.

Результаты и обсуждение

Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации представлена на рис. 2 (а). Максимальная рабочая температура исследуемых спиновых светодиодов составила 150К. Степень циркулярной поляризации при этом была равна 0,5%. При дальнейшем повышении температуры уровень сигнала становился сопоставим с уровнем шума и не позволял провести измерения степени циркулярной поляризации. Величина $P_{\rm EL}$ может быть представлена в виде суммы двух составляющих, первая из которых связана с ферромагнетизмом слоя инжектора, а вторая – с Зеемановским расщеплением уровней (эта компонента линейна по магнитному полю). Магнитополевая зависимость $P_{\rm EL}$ за вычетом линейной части представлена на рис. 2 (б).



Рис. 2. (а) Магнитополевая зависимость *P_{EL}*; (б) магнитополевая зависимость *P_{EL}* за вычетом линейной части. Ток диода – 4 мА, температура измерений – 150К

Стоит отметить, что при исследовании магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации для контрольных структур без ферромагнитного инжектора InFeSb, $P_{\rm EL}=0$. Это свидетельствует о том, что циркулярная поляризация электролюминесценции связана со спиновой инжекцией носителей из разбавленного магнитного полупроводника.

Величина степени поляризации определяется эффективностью спиновой инжекции, а также спиновой релаксацией при рассеянии носителей на дефектах и примесных центрах гетерограницы InFeSb/GaAs и спейсерного слоя GaAs. В исследованных структурах толщина спейсерного слоя составляла 120 нм, что обусловливает значительную спиновую релаксацию инжектированных дырок. При уменьшении толщины спейсерного слоя между инжектором InFeSb и квантовой ямой происходило уменьшение интенсивности и степени циркулярной поляризации ЭЛ. Это, предположительно, связано с введением дефектов в активную область структур (InGaAs) при нанесении слоя InFeSb методом ИЛР. Взаимодействие спин-поляризованных носителей с этими дефектами снижает время спиновой релаксации в активной области. Указанный эффект тем существеннее, чем меньше толщина спейсерного

слоя. Для дальнейшего увеличения значений $P_{\rm EL}$, а также для получения ЭЛ при более высоких температурах необходим подбор оптимальных технологических параметров структур. В частности, должны быть подобраны толщина спейсерного слоя GaAs; толщина, температура выращивания и содержание Fe в слое InFeSb.

Таким образом, в ССИД на основе гетероструктур InFeSb/GaAs/InGaAs было получено циркулярнополяризованное излучение при рабочей температуре диода до 150К, связанное со спиновой инжекцией дырок из РМП InFeSb в полупроводниковую структуру.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследования.

Работа выполнена в рамках реализации гос.задания Минобрнауки РФ (№ 8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (16-07-01102) и стипендии президента Российской Федерации (СП-2450.2018.5).

- M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys., V.40. P.R179–R203 (2007).
- N. T. Tu et al. // Phys. Rev. B., V. 92., 144403 (2015).

Зарядовый и спиновый ток в магнитных наноконтактах

А.В. Ведяев^{1,*}, Н.В. Рыжанова¹, М.Е. Журавлев^{2,3, §}, Е.Ү. Tsymbal^{4,#}

1 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, Москва, 119991.

2 Санкт-Петербургский государственный университет, Факультет свободных искусств и наук, ул. Галерная, 58-60, Санкт-Петербург, 190000.

З Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Ленинский проспект, д. 31, Москва, 119991.

4 Universityof Nebraska-Lincoln, Department of Physics and Astronomy, Nebraska 68588, USA.

*vedy@magn.ru, §myezhur@gmail.com,#tsymbal@unl.edu

Рассмотрены аномальный и спиновый эффекты Холла, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием на межслойных границах и в объеме слоев магнитных наноконтактов. Описан ряд спонтанных эффектов, когда зарядовый и спиновый токи Холла существуют в отсутствие внешнего напряжения.

Введение

Аномальный и спиновый эффекты Холла обусловлены спин-орбитальным взаимодействием, котороев разных системах может иметь различное происхождение. Отсутствие центра инверсии в кристалле или гетероструктуре ведет к появлению в гамильтониане слагаемых, пропорциональных первой стеволнового пени компонент вектора (спинорбитальное взаимодействие Рашбы, линейное спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза в квазидвумерных системах), либо третьей (спинорбитальное взаимодействие Дрессельхауза). Еще одним источником аномального эффекта Холла является рассеяние электронов на дефектах при наличии спин-орбитального взаимодействия. Также, электроны, туннелирующие через барьер в системе с приложенным напряжением, испытывают спин-орбитальное взаимодействие с электрическим полем. В ряде систем возможно возникновение спонтанного холловского тока в отсутствие приложенного напряжения. Различные механизмы аномального зарядового и спинового эффектов Холла описаны в обзорах [1,2]. В данной работе мы рассматриваем эти эффекты в магнитных гетероструктурах разного типа.

Спонтанная поляризация магнитного туннельного перехода

Рассмотрим магнитный туннельный переход, электроды которого являются идентичными ферромагнетиками. При наличии примесей в барьерном слое, возможно спин-орбитальное рассеяние на примесях. Слагаемое гамильтониана, описывающее потенциал примеси, содержит член, пропорцио-

спин-орбитальному нальный взаимодействию $\vec{\sigma} \times \nabla V(\vec{r}) \cdot k$, где $V(\vec{r})$ - потенциал примеси, k - волновой вектор электрона, $\vec{\sigma}$ - вектор матриц Паули. Как асимметричное рассеяние (skewscattering), так и боковое смещение (sidejump) дают вклад в аномальный эффект Холла в рассматриваемой системе. Оба эти вклада пропорциональны концентрации примесей. Зарядовый и спиновый ток Холла течет вдоль интерфейсов, экспоненциально затухая в барьере. Величина полного Холловского тока, как зарядового, так и спинового убывает не экспоненциально с толщиной барьера, а обратно пропорционально толщине. В отличие от аномального эффекта Холла в ферромагнитных металлах, неоднородность туннельного магнитного перехода приводит к тому, что амплитуды токов пропорциональны первой степени потенциала рассеяния, в то время, как в однородном протяженном ферромагнетике, асимметричное рассеяние дает вклад, пропорциональный третьей степени потенциала, а боковое смещение – второй степени. Амплитуда зарядового тока пропорциональна приложенному к системе напряжению в случае параллельной конфигурации намагниченности. Если же намагниченности электродов антипараллельны друг другу, то и при нулевом напряжении в системе возникает ненулевой ток. Это означает, что барьер приобретает электрическую поляризацию. Можно сделать магнитный туннельный переход в виде концентрических колец. В такой системе при антипараллельной конфигурации намагниченности в системе должен возникнуть незатухающий ток вдоль интерфейса. Детектирование магнитного поле этого тока можетбыть одним из способов экспериментального наблюдения описанного эффекта. Детальные расчеты описанных здесь эффектов приведены в работе [3].

Туннельный аномальный эффект Холла

В том случае, когда в барьере отсутствуют примеси, аномальный и спиновый эффекты Холла в магнитных туннельных переходах, могут быть получены наложением конечного напряжения на систему. Мы рассчитали зарядовый и спиновый холловские токи, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы туннелирующего электрона с полем Е внутри барьера. Взаимодействие описывается слагаемым $i\lambda \vec{\sigma} \cdot \vec{E} \times \vec{\nabla}$, где $\vec{\nabla}$ - оператор градиента, λ константа спин-орбитального взаимодействия. Как и в случае спин-орбитального рассеяния на примеси, в данной системе зарядовый и спиновый токи Холла текут вдоль интерфейсов. Направление намагниченности определяет и знак зарядового и спинового тока Холла. Таким образом, спиновый ток в барьере зависит от ориентации намагниченности магнитных электродов. На Рис. 1 показан зарядовый ток как функция координаты внутри барьера. Схожую зависимость имеет и спиновый ток внутри барьера [4]



Рис. 1. Зависимость величины зарядового тока Холла от координаты внутри барьера для различной ориентации намагниченности электродов [4]

Обратный спиновый эффект Холла в магнитном туннельном переходе с вращающейся намагниченностью

В этом разделе рассмотрим двухслойную систему, состоящую из немагнитного металла и магнитного изолятора, намагниченность которого может равномерно вращаться, например, под действием микроволнового излучения (Рис. 2). Предполагаем также наличие спин-орбитального взаимодействия



Рис. 2. Модель двухслойной системы немагнитный металл/магнитный изолятор со спин-орбитальным взаимодействием на интерфейсе

на интерфейсе. Это взаимодействие приводит к появлению спинового и зарядового холловских токов, текущих вдоль межслойной границы. Для расчета холловских токов мы моделируем систему трехслойной системой, в которой спин-орбитальное взаимодействие постоянной амплитуды существует в тонком слое между немагнитным металлом и магнитным изолятором. Расчет показывает [5], что холловские токи существуют в металле вдали от интерфейса, где отсутствует спин-орбитальное взаимодействие. Они осциллируют как функции расстояния от интерфейса, а их амплитуда затухает как 1/г. Также они вращаются вокруг оси г с частотой вращения намагниченности магнитного изолятора. Вращение намагниченности не является необходимым условием появления холловских токов. Спинорбитальное взаимодействие генерирует ток, и при направлении фиксированном намагниченности изолятора, так что в системе кольцевой формы возможен незатухающий ток.

- N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, and N.P. Ong, // Rev. Mod. Phys., V. 82, 1539 (2010).
- J. Sinova, S. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth// Rev. Mod. Phys., V. 87, 1213 (2015).
- A. Vedyayev, N. Ryzhanova, N. Strelkov, B. Dieny // Physical Review Letters, V. 110, 247204 (2013).
- A.V. Vedyayev, M.S. Titova, N.V. Ryzhanova, M.Ye. Zhuravlev, E.Y. Tsymbal // Applied Physics Letters, V. 103, 032406 (2013).
- M.Ye. Zhuravlev, A.V. Vedyayev, M.S. Titova, N.V. Ryzhanova, D.S. Gusakova // Journal of Magnetism, V. 441, 572 (2017).

Спиновые волны в магнитных метаструктурах на основе пленок ЖИГ

С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, Г.М. Дудко¹, Ю.А. Филимонов^{1,2,*}, Н.Н. Новицкий³, А.И. Стогний³, М. Mruczkievicz^{4,5}, М. Krawczyk⁴, С.А. Никитов^{2,6}

1 СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зелена, 38, Саратов, 410019.

2 СГУ им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 ГНПО «НПЦ НАНБ по материаловедению», ул.ПетрусяБровки, 19, Минск, Белоруссия, 220072.

4 Institute of Electrical Engineering, Slovak Academy of Sciences, 841 04 Bratislava, Slovakia.

5 Faculty of Physics, Adam Mickiewicz University in Poznan, 61-614 Poznań, Poland.

6 ИРЭим. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп.7, Москва, 125009.

*yuri.a.filimonov@gmail.com

Рассматриваются подходы к анализу распространения спиновых волн в магнитных метаструктурах на основе пленок ЖИГ.

Магнитные периодические структуры расширяют возможности управления спектром спиновых волн (СВ), что может быть использовано для создания устройств обработки информации на СВЧ на принципах магноники и спинтроники [1]. Пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), благодаря рекордно низким потерям СВ, широко используются для создания магнонных кристаллов (МК), которые могут быть получены травлением на поверхности ЖИГ 1D- или 2D- периодических структур или за счет нанесения на поверхность пленки металлических или магнитных решеток. В зависимости от соотношения длины CB λ и периода структуры Λ можно выделить два режима распространения. Первый отвечает хорошо изученному [1] случаю брегговских резонансов (БР), когда между длиной волны λ и периодом структуры Л выполняется условие nλ=2Λ, где n=1,2,... целое число. Во втором случае длина CB существенно превосходит период структуры (λ>>Λ), что позволяет рассматривать периодическую структуру как субволновую или, следуя предложенной в [2] классификации, рассматривать ее в качестве метаструктуры (МС). В работах [3,4] исследовалось распространение СВ вмагнитных МС, полученных за счет вытравливания субволновой периодической структуры, либо за счет наложения на пленку субволновой периодической решетки магнитных микрочастиц. Было показано, что в спектре передачи таких структур наблюдаются резонансные особенности, характер которых существенно определяется углом в между волновым вектором обратной решетки Q и спиновой волны k. При этом в случае пленок с вытравленной субволновой структурой возникновение резонансных осо-

бенностей связывалось с возбуждением обменных мод периодической структуры, генерируемых за счет механизма динамического закрепления спинов на поверхностной микроструктуре. Последнее обстоятельство дало основание рассматривать такие структуры как пример магнитных пленок с «вытекающей метаповерхностью» [2]. В контактных структурах, полученных наложением на пленку ЖИГ субволновой решетки из магнитных микрополосок, резонансные особенности связывались с волновыми резонансными взаимодействиями типа Фано, что дало основание рассматривать такие структуры как пример магнитных пленок с «резонансной метаповерхностью»[2]. В данной работе рассматриваются подходы к теоретическому анализу дисперсионных свойств СВ в метаструктурах с «вытекающей» и «резонансой» поверхностью.

Пленки ЖИГ с «вытекающей» метаповерхностью

Распространение поверхностных спиновых волн (ПСВ, геометрия Дэймона-Эшбаха) в пленках ЖИГ с вытравленной решеткой анализировалось численно с использованием пакетов Comsol и Mumax. Такой подход позволяет исследовать особенности формирования спектра ПСВ в магнитных МС с учетом обменного взаимодействия в ЖИГ, что необходимо в связи с эффективной генерацией обменных СВ при рассеянии на поверхностной метаструктуре. На рисунке 1 приведены результаты расчета спектра ПСВ в пленке ЖИГ толщиной d=200 нм, с вытравленной на поверхности решеткой с периодом $\Lambda=200$ нм из прямоугольных кана-

вок глубиной h=20 нм и шириной b=100 нм. Видно, что в спектре формируются как области расталкивания, отвечающие гибридизации ПСВ с обменными модами структуры, так и запрещенные зоны на частотах обобщенного брегговского резонанса, когда выполняется условие $k^++k^-=2\pi n/\Lambda$. При этом падающая, преимущественно дипольная, ПСВ с волновым числом k^+ взаимодействует с отраженной, преимущественно обменной природы, модой с волновым числом k^- ($k^+ \neq k^-$).



Рис. 1. Спектр ПСВ в пленке ЖИГ с «вытекающей» метаповерхностью

Пленки ЖИГ с «резонансной» метаповерхностью

Распространение ПСВ в структуре, состоящей из пленки ЖИГ с размещенной вблизи ее поверхности решеткой из магнитных микрополосок (рис.2), анализировалось в рамках подхода «эффективной среды» [5,6]. При этом магнитная решетка представляется в виде сплошной пленки с «эффективным» тензором высокочастотной магнитной проницаемости [5]. Дисперсионное уравнение для дипольных ПСВ в такой двухслойной структуре может записано ввиде:

$$D_1 D_2 = \varepsilon, \tag{1}$$

где $D_1=0$ и $D_2=0$ отвечают законам дисперсии ПСВ в магнитной решетке и в пленке ЖИГ, соответственно, а ε описывает взаимодействие волн. На рисунке 3 приведены измеренные спектры передачи $S_{21}(f)$ и законы дисперсии f=f(k) ПСВ в структуре из пленки ЖИГ толщиной d≈7 мкм и решетки из микрополосок ЖИГ с периодом $\Lambda \approx 12 \mu m$, толщиной микрополосок $\approx 1 \mu m$ и шириной $\approx 6 \mu m$.



Рис. 2. Геометрия задачи композитной МС с «резонансной» метаповерхностью. 1-пленка ЖИГ, 2-субволновая решетка из микрополосок ЖИГ



Рис. 3. Распространение ПСВ в МС с «резонансной мета поверхностью» при поле *Н*≈650 Э: (а) Спектры передачи ПСВ $S_{21}(f)$ в свободной пленке ЖИГ (1) и в «резонансной» МС (2); (b) 1 и 2 –измеренные законы дисперсии ПСВ f(q), 3 – результат расчета дисперсии по уравнению (1). Горизонтальный пунктир показывает положение пика поглощения в спектре передачи $S_{21}(f)$ и магнонную щель в дисперсии f(k)

Работа поддержана грантами РФФИ 17-07-01452, 18-57-00005 Бел а.

- 1. С.А. Никитов, и др. // УФН, Т.185, 1099 (2015).
- S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, et al. // Phys. Rep., V.634, 1 (2016).
- S. L. Vysotskii, Y. V. Khivintsev, V. K. Sakharov et al. // IEEE Magnetic Letters, 8, 3706104 (2017).
- 4. S. Vysotskii, G. Dudko, V. Sakharov et al. //ActaPhysicaPolonica A., V.133, (2018).
- 5. Рытов С.М. // ЖЭТФ. Т. 29, 605 (1955).
- X.-Z. Wang, D.R. Tilley. // Phys. Rev. B, V.50, 13472 (1994).

Магнонные структуры с метаповерхностью

С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников¹, Н.Н. Новицкий³, А.И. Стогний³, Ю.А. Филимонов^{1,2}

1 Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Астраханская ул., 83, Саратов, 410012.

3 ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Бровки, 19, Минск, 220072.

*vysotsl@gmail.com

Экспериментально исследовано распространение поверхностных магнитостатических волн в 1D и 2D магнонных кристаллах на основе пленки ЖИГ с метаповерхностью, являющейся комбинацией вытравленных и металлических (магнитных и немагнитных) периодических решеток.

Введение

Ферритовые магнонные кристаллы (МК) [1] с периодом поверхностной решетки $\Lambda \ll \lambda$, где λ – длина распространяющейся в нем спиновой волны (CB), являются примером волновода с метаповерхностью. В таких структурах обнаружены эффекты резонансного взаимодействия CB с со спинволновыми модами (CBM) субволновой периодической решетки [2,3]. Одна из возможностей управления видом спектра CB в МК связывается с использованием многопериодических поверхностных структур [4]. В данной работе обсуждаются структуры на основе пленки ЖИГ с комбинированной метаповерхностью, содержащей «собственную» (вытравленную) и «внешнюю» (металлическую) периодические решетки.

Получение МК с комбинированной метаповерхностью

На первой стадии с помощью технологий фотолитографии и ионно-лучевого травления на поверхности пленки ЖИГ толщиной 3 мкм на глубину ~0,3 мкм вытравливалась периодические решетки (см. рис. 1а) из канавок шириной 60 мкм или квадратных (50 мкм х 50 мкм) ямок с периодом 100 мкм. На поверхность полученной структуры через маску напылялся металл (золото или железоникель-кобальтовый сплав) толщиной ~0,4 мкм (см. рис. 1б), при этом с помощью технологии совмещения масок оказывалось возможным размещать металлические элементы в нужных местах вытравленной решетки – см. рис. 1в. На рисунках 1г и 1д показаны, соответственно, микрофотография одного из образцов поверхности одной из полученных



Рис. 1. Получение структур с комбинированной метаповерхностью (а-в),микрофотография (г) и профиль поверхности (д)

1D структур и результаты измерения профиля поверхности структуры с помощью стилусного профилометра. С помощью выбора времен травления «собственной» решетки и напыления «внешней» могут быть обеспечены разнообразные соотношения геометрических параметров метаповерхности.

Методика эксперимента и результаты

Возбуждение спин-волновых мод в полученных структурах исследовалось методом широкополосного ферромагнитного резонанса. Структуры накладывались на микрополосковую линию, размещенную в зазоре электромагнита (см. вставку к рис. 2). В частотной зависимости коэффициента передачи линии $S_{21}(f)$ (рис. 2) определялись области, отвечающие отбору структурой энергии от микрополоски. На рис.2 кривые 2 и 1 отвечают структуре с канавками, заполненными железоникель-кобальтовым сплавом, для случаев ориентации канавок под углами α , соответственно, 0 и 90° по отношению к направлению подмагничивающего поля H₀. Кривая 3 получена для структуры с золотыми полосками. Из рисунка видна возможность перестройки частотных диапазонов возбуждения CBM в структуре за счет эффекта размагничивания магнитного заполнения канавок.



Рис. 2. Зависимости S21(f), полученные методом широкополосного ФМР для структуры с полосками из железоникель-кобальтового сплава (кривые 1 и 2) и из золота (3)

Распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в полученных структурах исследовалось с помощью микрополосковой линии задержки и векторного анализатора цепей – при фиксированной величине Н₀ измерялись частотные зависимости коэффициента передачи S21(f) и отражения $S_{11}(f)$, а также фазо-частотные характеристики. На рис.3 для примера приведены зависимости S₂₁(f) и S₁₁(f), полученные для структуры с золотыми полосками при α≈45°. Видно, что на частоте f* формируется брэгговский резонанс. Рисунок 4 демонстрирует зависимость вида характеристики S₂₁(f) от направления намагничивания структуры с магнитным заполнением канавок $(\alpha = 90^{\circ} \text{ и } 0^{\circ} \text{ для кривых 1 и 2, соответственно}).$



Рис. 3. Зависимости $S_{21}(f)$ и $S_{11}(f)$ для структуры с золотыми полосками при α =45°

Также исследовались зависимости $S_{21}(H_0)$, получаемые при фиксированной частоте f. В сочетании с применением компенсации прямой электромагнитной наводки этот метод позволяет отчетливее выделять слабые сигналы.



Рис. 4. Зависимости S21(f), полученные при H=290 Э для структуры с полосками из железо-никель-кобальтового сплава при α =90° и 0° (кривые 1 и 2, соответственно)

Обсуждение результатов.

Полученные результаты показывают возможность изготовления магнонных структур с комбинированной метаповерхностью с помощью отработанных на настоящий момент технологий. Особенностью полученных структур является использование пленки магнитного металла в качестве компонента комбинированной метаповерхности, которая в этом случае оказывается импедансной. Для такой поверхности при изменении внешнего магнитного поля можно ожидать изменения характера влияния на распространение МСВ за счет изменение экранирующих свойств магнитной пленки вследствие полевой частотной зависимости глубины скинслоя.

Работа выполнена по тематике гранта РФФИ 18-57-00005 Бел а.

- Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский и др.// Письма в ЖЭТФ, 77, 670 (2003).
- 2. S. L. Vysotskii, Y. V. Khivintsev, V. K. Sakharov et al.// IEEE Magnetic Letters, 8, 3706104 (2017)
- 3. S. Vysotskii, G. Dudko, V. Sakharov et al.// Acta Physica Polonica A., принята в печать (2018).
- С.Л. Высоцкий, Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов и др.// ПЖТФ, 41, 66 (2015).

Термоэлектрические свойства Cd₃As₂+44.7%MnAs в широком интервале температур и давления

М.М. Гаджиалиев¹, Л.А. Сайпулаева^{1,*}, Н.В. Мельникова², А.Г. Алибеков¹, С.Ф. Габибов¹, 3.Ш. Пирмагомедов¹, Т.Н. Эфендиева¹, В.С. Захвалинский³, А.В. Тебеньков², Г.В. Суханов², С.Ф. Маренкин⁴, А.Ю. Моллаев¹

1 Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367003.

2 Уральский федеральный университет, Институт естественных наук, физический факультет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

3 Белгородский национальный исследовательский университет, ул. Победы, 85, Белгород, 308015.

4 Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Ленинский пр-т, 31, Москва, 119991.

*l.saypulaeva@gmail.com

Исследованы барические зависимости термоЭДС в интервале давлений от 10 до 50 GPa. По полученным экспериментальным результатам рассчитаны барические коэффициента Зеебека и относительной концентрации носителей заряда. На барических зависимостях кривых S(P) и n/n₀(P) в области давлений P ~ 33 GPa обнаружен перегиб.

Введение

Теоретически было предсказано, что за счет легирования носителями в Cd₃As₂ может быть достигнута топологическая сверхпроводимость [1]. Впоследствии она наблюдалась при низких температурах вблизи инжектирующих контактов [2]. Другой способ внешнего воздействия - увеличение давления, приводит к структурным фазовым переходам и так же может стимулировать или подавлять проявление топологических свойств [3, 4]. Для облегчения манипулированием спиновым ансамблем высокоподвижных носителей заряда в веществах с электронными состояниями, защищенными топологией k- пространства, и наблюдения новых киральных эффектов требуется создать топологические изоляторы и родственные им материалы с контролируемым внедрением в кристаллическую решетку атомов, имеющих собственный некомпенсированный магнитный момент (Mn, Fe, Cr, Co, V). С этих позиций актуальной задачей является создание ферромагнитных полупроводников на основе Cd₃As₂.

Методика эксперимента

При измерении термоЭДС для создания температурного градиента одну из наковален нагревали, температуру наковален в местах контактов измеряли двумя медными термопарами. Коэффициент Зеебека S вычисляли, измеряя наведенную в образце разность потенциалов (термоЭДС) через медные ветви термопар

$$S = S_{Cu} + \frac{U_{12}}{T_1 - T_2}$$

где S_{Cu} - абсолютная термоЭДС меди (1.8 мкВ·К⁻¹), - измеренное термоэлектрическое напряжение, и температуры нагретого и холодного концов образца. Измерения термоЭДС при каждом фиксированном давлении в исследуемой барической области (до 50 ГПа) проводили при постепенном увеличении давления от ~4 ГПа до максимального ~50 ГПа через определенные барические интервалы, выдерживая образец перед тем, как провести измерение, некоторое время при каждом значении увеличивающейся нагрузки, и затем при последующем постепенном снижении давления до исходного.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена зависимость термоЭДС образца Cd₃As₂+MnAs (MnAs–44.7%) от температуры, измеренная в интервале температур (100-500) К. Знак термоЭДС отрицательный. Как видно из рисунка, с ростом температуры термоЭДС растет.

На рис. 2 представлены результаты двух, следующих один за другим, на одном и том же образце, измерений коэффициента Зеебека для материала Cd₃As₂+MnAs (MnAs–44.7%). Знак коэффициента Зеебека и его величина свидетельствует электронному типу носителей, что характерно для исследуемого материала, представляющего собой полупроводниковую матрицу с ферромагнитными гранулами.



Рис. 1. Зависимость термоЭДС от температуры

Коэффициент Зеебека S возрастает при увеличении давления в исследованной барической области, и величина S становится больше ~ в 4-4.5 раза при достижении давления ~50 ГПа. При последующем уменьшении давления соответствующая часть графика S(P) лежит выше части графика, полученного при увеличении давления, и значение S при уменьшении давления до минимального в два раза больше, чем оно было при этом давлении до начала всех измерений.



Рис. 2. Зависимости коэффициента Зеебека при двух измерениях, следующих один за другим

На всех четырех графиках в окрестности ~33 ГПа можно наблюдать особенности в виде точек перегиба. И именно в области указанных давлений фиксируются заметные релаксационные эффекты -

зависимости термоЭДС от времени воздействия соответствующего фиксированного давления.



Рис. 3. Барические зависимости относительной концентрации носителей заряда

Оценка концентрации носителей заряда указывает на высокие значения - порядка 10^{21} - 10^{22} см⁻³, характерные для узкозонных полупроводников – птипа или полуметаллов. С увеличением давления концентрация носителей уменьшается (рис. 3) и составляет ~ $3.3 \cdot 10^{21}$ см⁻³ при давлении ~47 ГПа.

- S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky, V. Zabolotnyy, B. Buchner, R.J. Cava. Experimental Realization of a Three-Dimensional Dirac Semimetal // Phys. Rev. Lett. 113, (2014) 027603.
- H. Wang, H. Wang, H. Liu, H. Lu, W. Yang, S. Jia, X.-J. Liu, X.C. Xie, J. Wei, J. Wang. Observation of superconductivity induced by a point contact on 3D Dirac semimetal Cd₃As₂ crystals // 15 (2016) 38.
- 3 Lanpo He, YatingJia, Sijia Zhang, Xiaochen Hong, Changqing Jin and Shiyan Li, Pressureinduced superconductivity in the three-dimensional topological Dirac semimetal Cd₃As₂, npj Quantum Materials, 1 (2016) 16014.
- 4 Zhang, S. et al. Breakdown of three-dimensional Dirac semimetal state in pressurized Cd₃As₂. Phys. Rev. B 91, 165133 (2015).

Скрытая квантовая критичность и тяжёлые фермионы в Tm_{1-x}Yb_xB₁₂

В.В. Глушков^{1, 2, *}, А.Н. Азаревич¹, М.А. Анисимов¹, А.В. Богач¹, А.Д. Божко¹, С.Ю. Гаврилкин³, С.В. Демишев^{1, 4}, А.В. Духненко⁵, В.Н. Краснорусский¹, А.В. Кузнецов⁶, Н.Е. Случанко¹, В.Б. Филипов⁵, Н.Ю. Шицевалова⁵

1 Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

3 Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

4 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

5 Институт проблем материаловедения им. И.Францевича НАНУ, ул. Кржижановского, 3, Киев, 03142.

6 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Мясницкая ул., 20, Москва, 101000.

*glushkov@lt.gpi.ru

В результате исследования транспортных, магнитных и тепловых свойств твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ ($0 \le x \le 1$) в диапазоне температур 0,4 - 300 К в магнитных полях до 9 Тл обнаружено, что рост концентрации иттербия подавляет антиферромагнитный порядок в $Tm(Yb)B_{12}$ при $x_c \approx 0,3$. При этом квантовая критическая точка $T_N(x_c)=0$ скрыта фазой с ближним магнитным порядком (спиновым стеклом), которая определяет свойства $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в основном состоянии вплоть до $x^* \approx 0,6$. Показано, что аномалии транспортных и магнитных характеристик, регистрируемые для богатых иттербием составов $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ ($0,96 \le x \le 1$) при T<15 K, следует связать с перенормировкой плотности состояний и с появлением на уровне Ферми узкой зоны, отвечающей тяжелым электронам с эффективной массой m~200m₀.

Введение

Замещение тулия иттербием в Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ приводит к смене режимов зарядового транспорта с переходом от антиферромагнитного металла TmB₁₂ (*T*_N≈3,3 К [1]) к узкозонному полупроводнику YbB₁₂ (ε_g≈17,8 мэВ [2,3]). Изменение электронных свойств Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ связано с качественно различными валентными состояниями редкоземельных ионов с локализованными магнитными моментами Tm³⁺ и флуктуирующими 4f- электронами Yb, гибридизованными с 5*d*-состояниями зоны проводимости [3]. Одной из нерешенных проблем является вопрос о взаимосвязи квантовой критической точки $T_{\rm N} = 0$ K, ожидаемой при x_C ≈ 0.3 [4,5], и эффектов димеризации и ближнего магнитного порядка, которые возникают в редкоземельных додекаборидах из-за конечной равновесной концентрации вакансий бора [6]. Нет однозначного ответа и на вопрос о природе узкой энергетической щели в электронном спектре додекаборида иттербия YbB12. Согласно расчетам [7] зонная структура YbB₁₂ имеет нетривиальную топологию, что должно приводить к появлению поверхностной проводимости по киральным электронным состояниям [8]. С другой стороны, по данным нейтронных исследований Yb(Lu,Zr)B₁₂ [9-10] щель в зонном спектре YbB₁₂ локальна и не меняется при переходе к когерентному режиму.

Ранее в результате комплексного анализа транспортных, магнитных и тепловых свойств монокристаллических образцов Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ (x<0.8) [4,6] было показано, что рост содержания иттербия инициирует концентрационный переход металлизолятор, при этом в широкой окрестности критической концентрации на уровне Ферми возникает узкий резонанс ($\Delta \approx 6$ мэВ), отвечающий объемным многочастичным состояниям. На сильную перенормировку зонного спектра указывают и данные термоэлектрических измерений, демонстрирующие заметный рост абсолютной величины коэффициента термоэдс (от S = -2 мкВ/К для TmB₁₂ до S = -230 мкВ/В для Tm_{0.19}Yb_{0.81}B₁₂ [6]). Однако проверка гипотезы о связи многочастичного резонанса с формированием димеров Yb³⁺-Yb³⁺ [4,6] требовала исследования богатых иттербием составов, недоступных до настоящего времени.

Результаты и обсуждение

В работе обсуждаются транспортные, магнитные и тепловые свойства твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ ($0 \le x \le 1$), измеренные в диапазоне температур 0,4 - 300 К в магнитных полях 9 Тл. Обнаружено, что рост концентрации иттербия подавляет антиферромагнитный порядок в $Tm(Yb)B_{12}$, что подтверждает уменьшение скачка

теплоемкости $\Delta C(T^*)$ до нуля для $\text{Tm}_{0.77}\text{Yb}_{0.23}\text{B}_{12}$ при $T^* = 1$ К. Квантовая критическая точка при $x_{\text{C}} \approx 0,3$ оказывается скрытой состоянием с ближним магнитным порядком (спиновым стеклом), возникающего в составах $\text{Tm}(\text{Yb})\text{B}_{12}$ ($0,3 \le x \le 0,6$) за счет формирования магнитных кластеров с эффективным магнитным моментом $\mu_{\text{eff}} = 1,8-3$ μ_{B} , модифицированным под влиянием эффектов спиновой поляризации зонных 5d-состояний [6].



Рис. 1. Температурные зависимости (а) паулиевского вклада в магнитную восприимчивость, (б) холловской подвижности и (в) концентрации электронов проводимости для богатых иттербием составов Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ (0,96 ≤ *x* ≤ 1)

Анализ данных, полученных для богатых иттербием составов (рис.1) показал, что ширина запрещенной зоны практически не зависит от содержания тулия ($\varepsilon_g \approx 17$ мэВ). Напротив, величина спиновой щели, определяющей положение максимума на температурной зависимости магнитной восприимчивости, с ростом содержания тулия уменьшается от Δ =6,1 мэВ для х=0 до Δ =4,9 мэВ для х=0,04. При *T*=15 К обнаружена смена асимптотик параметров зарядового транспорта, сопровождаемая переходом к постоянным значениям эффекта Холла (рис.1в) и диффузионной термоэдс, а также появлением максимумов на температурных зависимостях отрицательного магнитосопротивления и холловской подвижности (рис.1б).

На наш взгляд, наблюдаемые аномалии транспортных характеристик обусловлены перенормировкой плотности состояний на уровне Ферми [4,6,11]. Оценки плотности состояний на уровне Ферми из амплитуды диффузионной термоэдс и паулиевской воспримчивости дают близкие значения (в случае Тт_{0,04}Yb_{0.96}B₁₂ 7,8·10²³ эрг⁻¹см⁻³ и 9,1·10²³ эрг⁻¹см⁻³, соответственно), отвечающие существенно увеличенной массе зонных носителей заряда m_{eff}=(100-250)m₀ [11]. Времена релаксации тяжелых фермионов т=m*µ_H/e≈0,6 пс хорошо согласуются с обратной частотой валентных флуктуаций v⁻¹≈0,4 пс [3,10-11]. При этом корреляция между суммарной концентрацией магнитных центров и тяжелых носителей заряда с общим содержанием растворенного тулия (~0,04) для Tm_{0.04}Yb_{0.96}B₁₂ подтверждает существование неэквивалентных состояний ионов примеси замещения из-за различного положения по отношению к ионам иттербия [9-10].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (15-02-03166-а) и Программ Президиума РАН № I.5 «Электронный спиновый резонанс, спин-зависящие электронные эффекты и спиновые технологии» и № I.8 «Физика конденсированных сред и материалы нового поколения».

- N. Sluchanko, L. Bogomolov, V. Glushkov *et al.* // phys. stat. sol. (b), V. 243, R63 (2006).
- F. Iga, N.Shimizu, T.Takabatake // J. Magn. Magn. Mater., V. 177-181, 337 (1998).
- B. Gorshunov, P. Haas, O. Ushakov *et al.* // Phys. Rev. B, V. 73, 045207 (2006).
- N.E. Sluchanko, A.V. Bogach, V.V. Glushkov *et al.* // JETP Letters, V.89, 256 (2009).
- N.E. Sluchanko, A.N. Azarevich, A.V. Bogach *et al.* // Acta Phys. Pol. A, V. 118, 929 (2010).
- N.E. Sluchanko, A.N. Azarevich, A.V. Bogach *et al.* // JETP, V. 115, 509 (2012).
- H. Weng J. Zhao, Zh. Wang *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 112, 016403 (2014).
- Y.Ando // J. Phys. Soc. Japan, V. 82, 102001 (2013).
- K.S. Nemkovski, P.A. Alekseev, J.-M. Mignot *et al.* // Phys. Rev. B, V. 81, 125108 (2010).
- P.A. Alekseev, K. S. Nemkovski, J.-M. Mignot *et al.* // Phys. Rev. B, V. 89, 115121 (2014).
- V. Glushkov, A. Azarevich ,M. Anisimov *et al.* // Acta Phys. Pol. A, V. 131, 985 (2017).

Спин-волновые резонансы в планарных ферромагнитных элементах крестообразной формы

Р.В. Горев¹, В.Л. Миронов^{1,2}*, М.В. Сапожников^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*mironov@ipmras.ru

Приводятся результаты микромагнитного моделирования вынужденных высокочастотных колебаний намагниченности решеток магнитных паттернированных структур крестообразной формы. Обсуждается возможность перестройки спектра колебаний таких структур при перемагничивании во внешнем магнитном поле.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется изучению СВЧ свойств паттернированных магнитных структур в связи с возможностью их использования в приборах СВЧ электроники. Одной из таких структур является ферромагнитный крест, магнитное состояние которого можно перестраивать, прикладывая внешнее квазистационарное магнитное поле, что было экспериментально показано в работе [1]. Ферромагнитный резонанс (ФМР) в подобной структуре был описан в работе [2], но лишь для двух возможных состояний и безотносительно способа возбуждения спиновых волн.

Алгоритм расчета

В данной работе методами микромагнитного моделирования исследовался ФМР в планарном кресте с латеральными размерами 1×1 мкм, толщиной 30 нм и шириной плеча 100 нм. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием программного пакета ООММГ [3]. Расчеты проводились для системы из пермаллоя (Ni₈₀Fe₂₀) со следующими параметрами: намагниченность насыщения 8×10⁵ А/м, обменная константа 8.4×10⁻¹² Дж/м, параметр диссипации 0.01. Первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней прикладывалось переменное магнитное поле, а затем регистрировалась амплитуда установившихся колебаний. Частота возбуждающего СВЧ поля v изменялась в диапазоне от 0 до 15 ГГц с шагом 0.1 ГГц. Чтобы исследовать спектры ФМР, были построены частотные зависимости средней по системе амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности:

$$\mathbf{m} = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2} \,.$$

Для анализа модового состава резонансов были рассчитаны пространственные распределения амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности при накачке на резонансных частотах.

Результаты и обсуждение

Расчеты проводились для трèх магнитных состояний пермаллоевого креста: а-квазиоднородное (рис. 1), b-квазиоднородное (рис. 2) и антивихревое (рис. 3), и двух направлений переменного поля: по биссектрисе креста и перпендикулярно плоскости.



Рис. 1. Спектр и распределение амплитуды для а-квазиоднородного состояния.

Чтобы привести крест в а-квазиоднородное состояние, необходимо приложить внешнее постоянное поле в направлении биссектрисы угла, а затем отключить его. Спектр ФМР в этом состоянии содержит 5 пиков (рис. 1) при возбуждении перпендикулярно плоскости и 4 пика при возбуждении в плоскости образца. Пик 1 соответствует колебаниям на изгибах между плечами креста, пики 2, 3 и 4 – это различные краевые моды плеч, пик 5 – колебания в области плеч и центра. Пики 1' и 2' соответствуют различным краевым модам плеч, пик 3' – колебаниям центра креста, пик 4' – колебаниям центра и плеч.



Рис. 2. Спектр и распределение амплитуды для b-квазиоднородного состояния

Для получения b-квазиоднородного состояния магнитное поле необходимо прикладывать в направлении одного из плеч креста. Спектр в этом случае значительно богаче (рис. 2). Пики 1 и 2 соответствуют колебаниям на изгибах креста, пик 3 – колебаниям центра креста и краѐв плеч, пики 4 и 5 – колебаниям плеч (пик 4 – левое плечо, пик 5 – остальные), пики 6 и 7 – колебаниям края плеча, соединенного с центром. Модовый состав при возбуждении в плоскости отличается наличием еще одного пика (пик 4'), который соответствует моде, локализованной в центре.

Антивихревое состояние можно сформировать с помощью неоднородного поля зонда магнитносилового микроскопа (для численного расчета распределение намагниченности задавалось вручную). Для такого состояния становится более существенной зависимость от направления внешнего переменного поля. Пик 1 соответствует колебаниям центральной области, не включающей в себя кор антивихря, пик 2 – краевой моде плеч, пики 3 и 4 – колебаниям центра и однородной прецессии плеч, пик 5 – колебаниям концов плеч, соединенных с центром. Если же поле действует в плоскости, то удается возбудить колебания кора антивихря (пик 1'). Пик 2' соответствует колебаниям центра (в том числе кора), пик 3' – краевая мода плеч, пики 4'-6' соответствуют различным модам, локализованным в центре (в колебаниях пика 5' также присутствует квазиоднородная прецессия плеч), а пик 7 - колебаниям концов плеч, соединенных с центром.



Рис. 3. Спектр и распределение амплитуды для антивихревого состояния

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10254).

- V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva, S. A. Gusev *et al.* // Phys. Rev. B **81**, 094436 (2010).
- H. Wang, C. E. Campbell // Phys. Rev. B 76, 220407(R) (2007).
- M. J. Donahue, D. G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, (math.nist.gov/oommf/).

Ферромагнитный резонанс в локально модифицированных кольцевых областях многослойных пленок Co/Pt

Р.В. Горев¹, М.В. Сапожников^{1,2}, В.Л. Миронов^{1,2}*

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*mironov@ipmras.ru

Методами микромагнитного моделирования исследованы свойства ферромагнитного резонанса пленок Co/Pt с модификацией параметра анизотропии в областях кольцевидной формы. Обнаружено, что некомпланарный характер распределения намагниченности системы приводит к невзаимности распространения спин-волновых колебаний в системе.

Известно, что в магнитных пленках с локально измененной величиной анизотропии возможна реализация магнитных состояний с некомпланарной конфигурацией намагниченности. Такие состояния могут нести топологический заряд (магнитные скирмионы) и/или обладать тороидным моментом. В последнем случае они демонстрируют невзаимность в рассеянии света [1] или распространении спиновых волн [2]. Примером такой магнитной конфигурации является цилиндрический магнитный домен (ЦМД). ЦМД может быть стабилизирован в пленке с перпендикулярной магнитной анизотропией в области с локально уменьшенной величиной анизотропии. При этом спин-волновые моды, связанные с доменной границей, демонстрируют невзаимность относительно распространения по или против часовой стрелки.

В данной работе было проведено численное моделирование ФМР системы концентрических магнитных доменов, которая имеет высокую плотность доменных границ. Такая конфигурация намагниченности может быть реализована в пленках, где области уменьшенной анизотропии имеют форму кольца.

Схематическое изображение исследуемой системы представлено на рис. 1. Толщина пленки h = 7.5 нм, период решетки модифицированных областей l = 500 нм, внутренний диаметр кольца $d_1 = 100$ нм, внешний диаметр кольца $d_2 = 300$ нм. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием пакета ООММF [3], при этом использовались периодические граничные условия. Материальные параметры модельной си-

стемы соответствуют материальным параметрам хорошо исследованных многослойных пленок Co/Pt: намагниченность насыщения 2×10^5 A/м, константа обменного взаимодействия 1.5×10^{-12} Дж/м, константа анизотропии немодифицированной области $K_0 = 5 \times 10^4$ Дж/м, константа анизотропии модифицированной области $K_I = 3 \times 10^4$, параметр диссипации 0.01.

Моделирование проводилось по следующему алгоритму. Первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней прикладывалось переменное магнитное поле, а затем регистрировалась амплитуда установившихся колебаний. Частота возбуждающего СВЧ поля v изменялась в диапазоне от 0 до 15 ГГц с шагом 0.1 ГГц. Чтобы исследовать спектры ФМР, были построены частотные зависимости средней по системе амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности:

$$\mathbf{m} = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2} \; .$$

Для анализа модового состава резонансов были рассчитаны пространственные распределения амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности при накачке на резонансных частотах.



Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой системы

Рассматриваемая система может находиться в двух различных магнитных состояниях. В первом состоянии намагниченность во всех областях пленки направлена в одну сторону. Во втором состоянии (рис. 2) намагниченности областей с различной анизотропией направлены противоположно, и между ними существуют доменные границы. Переход между состояниями осуществляется в процессе перемагничивания системы.



Рис. 2. Распределение намагниченности в плёнке Co/Pt для неоднородного магнитного состояния

Спектр ФМР однородного состояния приведен на рис. 3. Пик 1 соответствует однородной прецессии намагниченности модифицированной области, пики 2, 3 и 4 – резонансам высших порядков с 3, 5 и 7 полуволнами соответственно внутри поперек кольца, а пик 5 связан с резонансом пленки, которая окружает модифицированную область.



Рис. 3. Спектр и распределение амплитуды для однородного состояния

Спектр ФМР системы в неоднородном состоянии приведен на рис. 4. Пики 1 и 2 соответствуют резо-

нансам намагниченности внешней и внутренней области доменной стенки большего радиуса. Подобные резонансы были описаны в [2]. Пики 3 и 4 аналогичны пикам 1 и 2, но связаны с доменной стенкой. Пики 5 и 6 соответствуют связанным резонансам модифицированной области и доменных границ. Пик 7 связан с резонансом пленки, которая окружает модифицированную область.



Рис. 4. Спектр и распределение амплитуды для неоднородного состояния

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10254).

Литература

1. O. G. Udalov, M. V. Sapozhnikov, E. A. Karashtin, et al. // Phys. Rev. B 86, 094416 (2012).

2. M. V. Sapozhnikov, R. V. Gorev, E. A. Karashtin, V. L. Mironov // JMMM, 446, 1-6 (2018).

3. M. J. Donahue, D. G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, (math.nist.gov/oommf/).

Ферромагнитный резонанс магнитостатически взаимодействующих массивов микрополосок

Р.В. Горев¹, Р.Р. Якубов², Е.В. Скороходов¹, С.Н. Вдовичев¹, В.Л. Миронов^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087. 2 ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

Обсуждаются спектры ферромагнитного резонанса сложных систем из шести соприкасающихся друг с другом микрополосок Ni₈₀Fe₂₀. Исследована зависимость спектра поглощения СВЧ от ориентации образцов относительно подмагничивающего и возбуждающего полей и способа упорядочения структур на плоскости.

Введение

В последнее время наблюдается интерес к исследованиям динамических свойств паттернированных ферромагнитных наноструктур [1-4]. В частности, ряд работ посвящен исследованию ферромагнитного резонанса (ФМР) в микрополосках прямоугольной формы [2-4]. Это обусловлено перспективами применения таких объектов в качестве элементной базы СВЧ электроники. В настоящей работе особое внимание уделяется влиянию магнитостатического взаимодействия между массивами микрополосок на их спектр ФМР.

Материалы и методы

Исследуемые образцы представляли собой массивы из шести соединенных в «ромашку» пермаллоевых (Ni₈₀Fe₂₀) полосок с размерами 1000×200×30 nm, расположенные на различных расстояниях друг от друга и упорядоченные в решетки различных типов (рис. 1). В первом образце (рис. 1 а) «ромашки» располагались на квадратной решетке, а расстояние между их краями составляло 2 µm. «Ромашки» второго образца (рис. 1 б) также располагались на квадратной решетке, но расстояние между их краями составляло 500 nm. Третий образец представлял собой треугольную решетку «ромашек» (рис. 1 в) с расстояниями между краями 500 nm. Образцы изготавливались методом электронно-лучевой литографии и магнетронного напыления. Маска в резисте формировалась с помощью электронного пучка в растровом электронном микроскопе SUPRA 50VP, оснащенного приставкой для электронной литографии ELPHY PLUS. Затем на полученный рисунок методом магнетронного напыления осаждалась пленка пермаллоя. На финальной стадии массив полосок формировался посредством процедуры «lift-off» в ацетоне.



Рис. 1. СЭМ изображения массивов микрополосок, упорядоченных в различные решетки

Спектры ферромагнитного резонанса были измерены с помощью ЭПР-спектрометра Bruker EMXPlus-10/12. Образец помещался в резонатор спектрометра таким образом, что подмагничивающее поле (**H**) и переменное поле были перпендикулярны друг другу и лежали плоскости образца. Переменное поле подавалось на собственной частоте резонатора 9.85 ГГц; поле **H** изменялось в диапазоне от 0 до 2.5 kOe.

Результаты и обсуждение

В эксперименте были измерены спектры трèх образцов при двух предельных ориентациях подмагничивающего поля: вдоль одной из полосок (рис. 2 а) и вдоль биссектрисы угла (рис. 2 б). Красная сплошная кривая соответствует разреженной квадратной решèтке, коричневая штрихпунктирная кривая – плотной квадратной решèтке, синяя штриховая кривая – треугольной решèтке.

При подмагничивании вдоль полоски спектры от изолированных структур и от структур в треугольной решѐтке очень похожи. Крайние левый и правый пики, связаны с резонансами в полосках, которые ориентированы под разными углами к полю, оставшиеся пики, по-видимому, связаны со спинволновыми резонансами. Спектр плотной квадратной решѐтки кардинально отличается – пики сдвинуты в область меньших полей, а интенсивность резонанса полосок, не параллельных полю, сильно уменьшилась. Это связано со взаимодействием «ромашек» на квадратной решѐтке.

В случае с другой ориентацией наблюдается аналогичная ситуация. Положения пиков от изолированных структур и от структур на треугольной решетке по-прежнему совпадают, хоть и изменились относительные интенсивности пиков. Структуры на плотной квадратной решетке из-за взаимодействия дают сильно отличающийся спектр, два пика сдвинуты в область более высоких полей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-02-00247, 18-02-00827).

Литература

- H. Zhang, A. Hoffman, R. Divan and P. Wang // Appl. Phys. Lett., 95, 232503 (2009).
- R. Adam, Yu. Khivintsev, R. Hertel, C. M. Schneider et. al. // J. Appl. Phys., 103, 07C508 (2008).
- B. K. Kuanr, R. Lopusnil. L. M. Malkinski et. al. // J. Appl. Phys., 103, 07C508 (2008).

 E. V. Skorohodov, R. V. Gorev, R. R. Yakubov, E. S. Demidov et. al. // JMMM, 424, 118-121 (2017).



Рис. 2. Спектры исследуемых структур при направлении подмагничивающего поля вдоль полоски (а) и вдоль биссектрисы угла (б). Красная сплошная кривая – спектр разреженной квадратной решетки, коричневая штрихпунктирная – спектр плотной квадратной решетки, синяя штриховая – спектр треугольной решетки

Доменная структура и микромеханизмы перемагничивания в квазидвумерных обменно-смещенных наномагнетиках

В.С. Горнаков¹, И.В. Шашков¹, М.А. Лебедкин², Т.А. Лебедкина²

1 Институт физики твёрдого тела РАН, ул. АкадемикаОсипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Laboratoire d'Etude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux, Université de Lorraine, CNRS UMR 7239, lle du Saulcy, 57045 Metz, France. *gornakov@issp.ac.ru

С помощью комплексного метода магнитооптических индикаторных плѐнок и акустической эмиссии изучены доменная структура и микромеханизмы перемагничивания в квазидвумерных обменно-смещенных наномагнетиках NiFe/FeMn и NiFe/NiO. Показано, что в поле, антипараллельном оси однонаправленной анизотропии ферромагнетика, в различных участках антиферромагнетика формируются спиновые пружины с противоположными хиральностями. Установлено, что монохиральная спиновая пружина формируется во вращающемся плоскостном магнитном поле, превышающим критическое значение. Обсуждаются возможные механизмы увеличения коэрцитивности в таких системах с учѐтом данных о необратимых процессах преобразования системы спинов, локализованных в антиферромагнетике вблизи интерфейса.

Ферромагнитные (ФМ) тонкие пленки, обменносвязанные с антиферромагнетиком (АФМ), характеризуются однонаправленной (обменной) анизотропией, которая проявляется через сдвиг и уширение петли гистерезиса. Сдвиг обусловлен обратимым поворотом ФМ спинов, обменно-связанных с АФМ спинами, тогда как, уширение петли гистерезиса связаны с необратимыми процессами преобразования системы АФМ спинов, которые определяют их метастабильную спиновую конфигурацию на межфазной границе. Это состояние связано с долговременной релаксацией АФМ спиновв обменносмещенных наномагнетиках. Этот эффект, очевидно, наиболее сильно проявляется в поликристаллических ФМ/АФМ пленках, в которых значительна дисперсия легких осей в зернах и великавероятность необратимогопереключения спинов. Выяснение закономерностей преобразования доменной структуры дает ключ к пониманию механизма увеличения коэрцитивности в ФМ/АФМ структурах. Поэтому большое значение имеют экспериментальное изучение доменной структуры в ФМ слое магнитооптическими (MO) методами и преобразования системы спинов в АФМ слое, обладающем магнитострикцией, с помощью метода регистрации акустической эмиссии (АЭ).

Методика эксперимента

Исследование процессов перемагничивания осуществлялось путем визуализации магнитных полей рассеяния образца с использованием магнитооптической индикаторной пленки (МОИП), помещенной непосредственно на поверхности образца. Для анализа намагниченности в плоскости образца в нем проделывалось сквозное круглое отверстие диаметром 300 мкм (Рисунок 1а).Количественной характеристикой намагниченности служила усредненная величина интенсивности магнитооптического сигнала (Рисунок 16).



Рис. 1. МО портрет образца NiFe/FeMn (а) и интенсивность МО сигнала вдоль стрелки компаса (б). Зависимость угла поворота намагниченности от угла поворота поля: (в) H<H_{CR}, (г) H>H_{CR}

Для регистрации упругих волн, возбуждаемых в гетероструктуре во время и после перемагничивания, использовался метод акустической эмиссии. Пьезоэлектрический датчик помещался через специальную смазку на поверхность образца, к которому прикладывалось магнитное поле. Макроскопические петли гистерезиса пленок измерялись при комнатной температуре с использованием вибрационного магнитометра в поле, параллельном оси однонаправленной анизотропии. В качестве образбыли использованы поликристаллические HOB плѐнки NiFe(16нм)/FeMn(30нм) и NiFe(10нм)/NiO(50нм), выращенные ионным распылением на поликристаллических кремниевых подложках. Пермаллой Ni₇₉Fe₂₁ был выбран в качестве ферромагнетика благодаря тому, что величина магнитострикции в нем, практически, равно нулу. Следовательно, ФМ пленкане дает вклад в магнитоупругий сигнал образца NiFe/NiO, тогда как антиферромагнетик NiO, наоборот, обладает значительной магнитострикцией и такой вклад должен присутствовать.

Результаты и обсуждение

Визуализация доменной структуры в гетероструктуре NiFe/FeMn показала, что в процессе переключения намагниченности в таких гетероструктурах решающую роль играют микроскопически неоднородные спиновые состояния. Выявлены закономерности процесса перемакнимивания ФМ слоя, обусовленного эволюцией неоднородной обменной спиновой пружины в антиферромагнетике. Определены величина эффективного магнитного момента и его ориентация в процессе воздействия на эту структуру внешних магнитных полей. Установлено, что под действием поля, антипараллельного оси однонаправленной анизотропии, в различных участках пленки антиферромагнетика формируются спиновые пружины с противоположной хиральностью. Их баланс приводит к уменьшению эффективной намагниченности ферромагнитного слоя без его вращения. Показано, что отклонение поля от оси анизотропии приводит к нарушению баланса и, как следствие, к вращению намагниченности. Во вращающемся плоскостном магнитном поле H<H_{CR} наблюдается инверсное вращение намагниченности (Рисунок 1в), тогда как при Н>H_{CR} вращение намагниченности, практически, однонаправленное (Рисунок 1г) отвечая монохиральной спиновой пружине в АФМ слое.

Обсуждаются два возможных механизма [1, 2] перемагничивания в данной двухфазной системе с

учетом исходной разориентации осей однонаправленной анизотропии, обусловленной дисперсией осей кристаллографической анизотропии в зернах антиферромагнитного слоя вблизи межфазной поверхности. Показано, что это приводит к возникновению метастабильных состояний с топологическими барьерами, разделяющими области кристалла с разнохиральными обменными пружинами.



Рис. 1. Упругие колебания (а), (в) и их спектры (б), (г) после включения (а), (б) и выключения (в), (г). поля

С целью выяснение механизма перемагничивания в ФМ/АФМ пленках были измерены МО и АЭ сигнал в гетероструктуре NiFe/NiO в импульсном поле. При регистрации акустической эмиссии в гетероструктуре обнаружены стохастические акустические сигналы, вызванные упругими волнами Лэмба (Рисунок 2а,в), возбуждаемыми деформацией при резком переключении хиральности магнитных моментов в отдельных зернах антиферромагнетика NiO, обладающего сильной магнитострикцией. Соответствующие моды деформации (Рисунок 2б,г)обсуждаются в терминах влияния тепловой флуктуации в модели Фуллера и Шарапа [1], которая предсказывает, что необратимый скачок первоначальной ориентации спина может иметь место в некоторых антиферромагнитных зернах с осями неупорядоченной анизотропии при перемагничивании обменно-связанных структур ферромагнетик/антиферромагнетик.

- 1. E. Fulcomer and S. H. Charap, J. Appl. Phys., V.43, 4190 (1972).
- M. D. Stiles and R. D. McMichael, Phys. Rev. B,V.63, 064405 (2001).

Магнитооптический сенсор магнитного поля на основе магнитоплазмонного кристалла

Н.А. Гусев^{1, 2*}, П.О. Капралов^{1, 2}, А.Н. Калиш^{1, 3}, Г.А. Князев^{1, 3}, В.И. Белотелов^{1, 3}, П.М. Ветошко^{1, 4}, А.К. Звездин^{1, 2}

1 Российский Квантовый Центр, Сколковское Шоссе, д. 45, Москва, 121353.

2 Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991.

3 Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический Факультет, Ленинские Горы, д. 1 с.1, Москва, 119991.

4 Институт Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая, д. 11 к.7, Москва, 125009

*nagusew@gmail.com

В работе рассматривается задача магнитооптической регистрации магнитного поля с помощью магнитоплазмонного кристалла. Предлагается новый метод измерения слабого магнитного поля с помощью меридионального интенсивностного магнитооптического эффекта. Демонстрируется практическая схема реализации метода с чувствительностью около 1 нТл, пространственным разрешением 250 мкм и полосой регистрации до 60 кГц. Проводится теоретическая оценка предельного уровня чувствительности.

Введение

Использование оптических методов регистрации в магнитометрии представляется важным для современной науки и техники в связи с возможностью визуализации слабых и сверхслабых магнитных полей с хорошим пространственным разрешением. В научной литературе под оптическими сенсорами магнитного поля, как правило, понимают магнитометры с оптической накачкой. Магнитооптические сенсоры, так же как и магнитометры с оптической накачкой, используют оптическую схему считывания, однако принцип регистрации магнитных полей у таких сенсоров основан не на квантовых, а на макроскопических - магнитооптических эффектах, главным образом на эффекте Фарадея. В технике магнитооптической магнитометрии предлагается использовать взаимодействие света с магнитным моментом среды, находящимся под воздействием внешнего поля.

Магнитооптические магнитометры используют оптоволокно: в некоторых случаях оно само является чувствительной средой [1], в других же – оно используется исключительно как передающая среда, а роль чувствительного элемента играет магнитооптический материал [2], в том числе и ферритгранат [3-4]. В некоторых случаях предлагается использовать многопроходный метод, т.е. увеличение оптического пути света внутри магнитной среды, что должно приводить к накоплению эффекта Фарадея. Однако благодаря высоким потерям на длинных оптических траекториях такой подход не позволяет добиться пороговой чувствительности более 10 мТл/Гц^{1/2}. Самый лучший результат представлен в работе [4], где авторам удалось выйти на уровень чувствительности 100 пТл за счет использования однородной по намагниченности волноводной микроструктуры из феррита-граната и осциллирующего вдоль оси распространения света поля накачки. Тем не менее, размер чувствительного элемента в эксперименте составляет несколько миллиметров, что приводит к низкому пространственному разрешению и полностью исключает положительный эффект от оптического считывания.

Настоящая работа посвящена разработке магнитооптического сенсора магнитного поля, использующего преимущество магнитомодуляционного метода регистрации магнитных полей с помощью однородного вращения намагниченности высококачественных монокристаллических пленок ферритаграната с низкой магнитной диссипацией [5] и преимущества метода резонансного усиления магнитооптических эффектов с помощью магнитоплазмонного кристалла [6].

Методы и материалы

Поскольку реализация схемы однородного вращения намагниченности для эффекта Фарадея в плоскости пленки представляет громоздкую техническую задачу, предлагается использовать открытый недавно меридиональный интенсивностный магнитооптический эффект. В отличие от экваториального эффекта Керра данный эффект максимален при нормальном падении и связан с возбуждением собственных мод плазмонного кристалла – поверхностных плазмон-поляритонов и волноводных мод. Это позволяет сделать магнитный слой плазмонного кристалла достаточно тонким (несколько сотен нанометров), что не только уменьшает размер чувствительного элемента, но и сокращает поле насыщения краевых областей магнетика, увеличив поперечную магнитную восприимчивость.

Меридиональный интенсивностный эффект является четным по намагниченности и ожидается что он будет возникать на частоте второй гармоники по отношению к частоте внешнего вращающего поля, которое модулирует намагниченность. Непосредственно в эксперименте будет наблюдаться модуляция интенсивности прошедшего излучения. При воздействии на образец дополнительного измеряемого поля характер модуляции интенсивности должен измениться, а в спектре на частоте третьей гармоники появится сигнал, соответствующий измеряемому полю.

Для экспериментальных исследований использовались четыре плазмонных кристалла, отличающихся параметрами решетки, магнитных слоев, коэффициентом прохождения T_0 и величиной эффекта б. Спектры плазмонных кристаллов исследовались с помощью установки белого света, а для эксперимента по регистрации тестового магнитного поля использовалась схема с мощным монохроматическим источником – диодным лазером, и балансным детектором.

В процессе работы были выполнены теоретические расчеты для модуляции коэффициента прохождения плазмонного и тока фотоприемника и получено соотношение для оценки предельной чувствительности метода с учетом шумов лазера и дробового шума фотодетектора.

Результаты

Теоретический расчет показывает, что амплитуда третьей гармоники, регистрируемого фотоприемником, прямо пропорциональна произведению интенсивности источника I_0 , величины эффекта δ и коэффициента прохождения плазмонного кристалла T_0 . Данная закономерность подтвердилась в процессе экспериментальных исследований, а максимальное значение чувствительности по магнитному полю составило 2 нТл при пространственном разрешении 250 мкм. При этом метод является широкополосным и уровень шума почти не меняется с частотой в диапазоне от 1 Гц до 60 кГц.

- A.J. Rogers //Optical Fiber Sensor Technology. Springer Netherlands, 421-439 (1995).
- В.Т. Потапов *и др.* // Фотон-экспресс, No. 6, 166-176 (2005).
- K. Svantesson, H. Sohlstrom, U. Holm // SPIE Proc. V. 1274, 260-269 (1990).
- G. Doriath, R. Gaudry, P. Hartemann // Journal of Applied Physics, V. 53, No. 11, 8263-8265 (1982).
- П.М. Ветошко, А.К. Звездин, В.А. Скиданови *и др.* // Письма в "Журнал технической физики", Т. 41, No. 9, 103–110 (2015).
- V.I. Belotelov *et al.* // Nature communications, V. 4, (2013).

Управление киральностью в магнитных плёнках с неколлинеарным распределением намагниченности

Н.С. Гусев^{1,*}, О.Л. Ермолаева¹, В.В. Рогов¹, Е.А. Караштин^{1,2}, А.А. Фраерман^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина д.23, Нижний Новгород, 603950.

*gusevns@ipmras.ru

Предложен способ изготовления структур с неколлинеарным распределением намагниченности на основе многослойных плèнок Co/Pt. Методами магнитносиловой зондовой микроскопии и магнитооптики изучены их магнитные свойства в зависимости от толщин пленок, составляющих многослойную структуру.

Актуальность создания структур с неколлинеарным распределением намагниченности обусловлена наличием в таких структурах равновесных спиновых токов и возможностью наблюдения связанных с ними новых магнитооптических явлений [1]. Для наблюдения нелинейных киральных магнитооптических эффектов были изготовлены образцы, которые представляют собой структуры, состоящие их двух магнитных подсистем: с анизотропией типа «лѐгкая ось» и анизотропией типа «лѐгкая плоскость», разделенных немагнитной прослойкой. Пленки с перпендикулярной анизотропией представляют собой периодическую многослойную структуру Co/ Pt на подслоях Та и Pt. В качестве пленки с плоскостной анизотропией обычно используется пленка Со толщиной от 2 нм. Структуры получены путем магнетронного напыления в атмосфере аргона 4*10⁻³ Тор на подложки кремния или кварца. Приблизительный состав пленок следующий:

Та(10нм)Pt(10нм)[Co(0.5нм)/Pt(1нм)]₅Pt(x)Co(10нм) Pt(2нм), где x – толщина прослойки между подсистемами, изменение которой приводит к изменению обменного взаимодействия между Co/Pt и Co.

На рис.1 представлены кривые намагничивания структур с разной толщиной прослойки, полученные путем измерения магнитооптического эффекта Керра в полярной геометрии. На рис.1А изображена кривая намагничивания для образца с толстой прослойкой платины 3 нм. Видно, что петля гистерезиса состоит из суммы двух петель от двух магнитных подсистем. Центральная часть этой кривой от -180Эр, до +180Эр относится к пленки с перпендикулярной анизотропией, т.к имеет остаточную намагниченность в нулевом поле, а наклон всей петли характерен для толстой пленки Со. Поля насыщений у толстой пленки Со в перпендикулярном направлении намагничивания порядка 10 килоэрстед. По виду этой кривой можно сказать, что в пленке, где прослойка платины составляет 3нм и больше мы имеем две невзаимодействующие магнитные подсистемы. Отсюда следует, что для получения неколлинеарности в такой структуре необходимо прикладывать внешнее магнитное поле больше 180 Эр. Тогда пленка с перпендикулярной анизотропией будет иметь постоянную намагниченность направленную перпендикулярно поверхности, а у пленки Со намагниченность будет поворачиваться на некоторый угол от 0 до 90 градусов вплоть до своего насыщения.



Рис. 1. Петли намагничивания образцов CoPt/Co с разной толщиной прослойки

На рис.1Б изображена кривая намагничивания для образца с тонкой прослойкой платины 1 нм. Еè перемагничивание в перпендикулярном направлении носит более сложный характер. В малых полях (область II) из-за обменного взаимодействия между двумя подсистемами мы наблюдаем когерентный поворот намагниченностей подсистем «легкая ось» и «лѐгкая плоскость». При этом CoPt достигнет насыщения при больших полях (750 Эр), чем в первом случае. В области I намагниченность в CoPt направлена уже перпендикулярно поверхности, при этом толстая плѐнка Co из-за обменной связи с плѐнкой CoPt намагнититься до насыщения уже при 2500 Эр. В результате, в структурах с тонкой прослойкой платины неколлинеарность намагниченности можно регулировать во всех диапазона полей, и делать это более прецизионно.

Ещѐ один тип структур, который для нас представляет интерес – это наноструктурированные плѐнки CoPt/Co. Их особенность заключается в том, что если из сплошной плѐнки сделать дифракционную решетку, то можно наблюдать магнитооптические эффекты при отражении в дифракционных максимумах. Предполагается, что при такой постановке эксперимента мы сможем наблюдать изменение интенсивности отраженного света в дифракционных максимумах при изменении намагниченности структуры, связанного с наличием спиновых токов в плѐнке CoPt/Co.

Дифракционная решетка изготовлена методом оптической фотолитографии и последующим травление в аргоне плѐнки CoPt/Co с тонкой прослойкой. Размеры элементов массива и расстояния между ними (см. рис.2) подобраны таким образом, что бы можно было оптически разрешить дифракционные максимумы при проведении магнитооптических измерений.

Важно, что при наноструктурировании сплошной пленки меняются магнитные свойства обоих подсистем. Поэтому на следующем этапе после изготовления, осуществлялся контроль магнитных состояний при помощи магнитносиловых измерений (МСМ). На рис.2 представлены МСМ изображения массива. Вначале, вся структура намагничивается в перпендикулярном направлении, чтобы исключить контраст от Co/Pt. В нулевом поле (рис.2А) видно, разбитую на домены, магнитную структуру верхней пленки Со. Далее при увеличении продольного внешнего магнитного поля (рис.2Б, 2В) верхний слой полностью перемагничивается по полю в 200 Эр. В итоге получаем дифракционную решетку, в которой, неколлинеарностью намагниченности в частицах можно управлять путем перемагничивания верхнего толстого слоя Со.

Работа выполнена при поддержке РНФ, пр-т № 16-12-10340.



Рис. 2. МСМ изображения массива эллиптических частиц при прикладывании внешнего магнитного поля. Размер одного элемента 1.8х0.8 мкм, расстояние между ними 1.7 и 1.2 мкм

Литература

1. Е.А. Караштин // ФТТ, т. 59, в.11 (2017).

Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур Co/Pt

С.А. Гусев^{1,*}, Н.С. Гусев¹, Ю.В. Петров², Д.А. Татарский¹, А.В. Широкова¹

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург.

*gusev@ipmras.ru

Магнитные свойства многослойных пленок Co/Pt были локально модифицированы с помощью облучения остро фокусированным ионным пучком в сканирующем гелиевом ионном микроскопе. В результате такого облучения были сформированы периодические решетки неоднородных распределений намагниченности в сплошных пленках, спиновая конфигурация которых зависит от дозы локального облучения. В докладе приведены экспериментальные результаты наблюдения этих спиновых текстур (скирмионных и вихревых распределений) с помощью метода Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии.

Введение

С момента обнаружения перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА) в слоистых структурах, состоящих из чередующихся субнанометровых слоев ферромагнитных (ФМ) и тяжелых металлов (TM) [1,2], многослойные пленки Co/Pt были и остаются одной из наиболее интенсивно изучаемых искусственных магнитных систем. Исследование таких структур привело выяснению физических механизмов происхождения ПМА, полному знанию их магнитных свойств в зависимости от кристаллической структуры и морфологии, и созданию практических устройств магнитной записи с высокой плотностью. В последние годы технологический и научный интерес к пленкам Co/Pt стимулируется в связи с возможными перспективами применения спиновых текстур с неоднородными распределениями намагниченности, такими, как вихри и скирмионы. Такие спиновые текстуры являются, например, весьма перспективными объектами для создания спинтронных наноустройств - новых типов энергонезависимой магнитной памяти (racetrack memory) [3] и магнитной логики [4]. Тонкие многослойные пленки ФМ/ТМ являются идеальными кандидатами для разработки таких устройств из-за их перестраиваемости путем изменения и точной подгонки параметров составляющих их компонентов. Одним из возможных способов создания топологически нетривиальных спиновых текстур с неоднородными распределениями является ионное облучение ПМА пленок. Недавно мы уже сообщали об управлении перпендикулярной анизотропией сплошных многослойных пленок Co/Pt ионным облучением, и на основании совместного анализа зависимостей намагничивания для структур с локально модифицированными магнитными свойствами, полученными методами холловской магнитометрии, и их магнитно-силовых изображений определили оптимальные условия для формирования скирмионных и вихревых текстур в наших структурах [5,6]. В данном докладе приведены экспериментальные результаты по применению более информативного и прямого метода визуализации магнитной структуры этих объектов с помощью Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ).

Экспериментальные результаты

Применение метода ЛПЭМ накладывает определенные ограничения на толщину изучаемого магнитного объекта, поэтому многослойные пленки Co/Pt ($t_{Co}\approx 0.5$ nm, $t_{Pt}\approx 1$ nm, 5 периодов) методом магнетронного напыления наносились на прозрачные для электронов мембраны Si₃N₄ толщиной 50 и 100 нм. Эти структуры облучались остро фокусированными пучками ионов He⁺ с энергией 30 кэВ с использованием сканирующего ионного гелиевого микроскопа Carl Zeiss Orion и системы литографии Nanomaker. Экспонированные ионами области имели круглую форму диаметром от 50 нм до 200 нм периодически расположенные в гексагональную или квадратную решетку с периодами от 100 нм до 300 нм. В результате этого формировались решетки неоднородных магнитных распределений, возникновение которых регистрировалось нами в предыдущих экспериментах магнитно-силовыми измерениями (МСМ). Дозы локального облучения варьировались в пределах от 8×10¹⁴ до 2×10¹⁶см⁻². Для визуализации магнитной структуры был использован френелевский способ формирования изображения (метод дефокусировки) при ускоряющем напряжении 200 кВ в микроскопе LIBRA 200MC, который функционировал в режиме малого увеличения (Рис.1).



Рис. 1. Изображение магнитной структуры облученной пленки Co/Pt во френелевском режиме наблюдения (величина дефокусировки +12 мм). Доза облучения 2×10¹⁶ см⁻², диаметр облученных областей и расстояние между ними – 100 нм

В сравнении с другими методами, такими как, МСМ и керровская микроскопия, метод ЛПЭМ обладает лучшей пространственной разрешающей способностью, и также как эти способы позволяет фиксировать динамику магнитных изменений. Однако, проблема наших измерений в настоящий момент заключается в том, что из-за отсутствия лицензии на нужное программное обеспечение микроскопа LIBRA 200MC, мы не можем управлять током в объективной линзе микроскопа, и образец находится в постоянном магнитном поле, направленном вдоль оптической оси ПЭМ (перпендикулярно плоскости магнитной пленки). Для измерения величины этого поля были изготовлены тестовые структуры – магнитные диски с вихревыми распределениями намагниченности, которые были сформированы из пермаллоевых пленок методом электронной литографии. Наклон образца в ПЭМ позволяет изменять компоненту магнитного поля вдоль поверхности структуры, что для вихревого распределения приводит к смещению его кора и пятна фокусировки на ЛПЭМ изображении в направлении перпендикулярном приложенному полю. Измеряя это смещение и сравнивая полученные значения с модельными вихревыми распреде структур с малой дозой облучения, в которых должны были реализоваться скирмионные распределения, однако мы видим ЛПЭМ контраст при лениями, полученными с помощью программного пакета ООМF, мы получили, что в режиме ЛПЭМ наблюдений величина поля в области расположения образца составляет ~ 2500 Ос. Величина этого поля достаточна для однородного намагничивания



Рис. 2. ЛПЭМ изображение магнитной структуры при дозе 2×10¹⁵ см⁻², диаметр облученных областей 200 нм

любой дозе облучения. При этом контраст на изображениях структур с малыми дозами (Рис.2), имеет вид характерный для вихревых и скирмионных распределений. В соответствии с моделированными микромагнитными распределениями и полученными на их основе модельными ЛПЭМ изображениями скирмионов в ПМА структурах такой контраст может наблюдаться при внешних полях значительно меньше, чем в условиях нашего эксперимента. Для объяснения причины такого несоответствия требуются дополнительные исследования.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-02-00827. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" (ИФМ РАН).

- P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt, and A. Suna, Appl. Phys. Lett. 47, 178 (1985).
- F. J. A. den Broeder, D. Kuiper, et al, Phys. Rev. Lett. 60, 2769 (1988).
- S.S. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, Science, vol. 320, no. 5873, pp. 190–194 (2008).
- Fischer J., Parkin S. et al, Nat. Commun. 7, 13000 (2016).
- 5. M. V. Sapozhnikov et al, APL **109**, 042406 (2016); doi: 10.1063/1.4958300.
- S. A. Gusev et al, AIP Conference Proceedings v.1748, pp. 030002-1 -03002-7 (2016).

Исследование особенностей формирования и свойств полупроводников А³В⁵, сильно легированных железом

Ю.А. Данилов^{1,*}, А.В. Кудрин¹, В.П. Лесников¹, О.В. Вихрова¹, Р.Н. Крюков¹, И.Н. Антонов¹, Д.С. Толкачев¹

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*danilov@nifti.unn.ru

Были исследованы слои полупроводников InSb, InAs и GaSb, сильно легированных железом в процессе импульсного лазерного нанесения в вакууме. Основными факторами, влияющими на оптические, магнитные и электрические свойства слоев, являются температура выращивания (*T*_g) и содержание железа. Для GaSb:Fe выбор *T*_g в диапазоне 300 - 350°C позволяет получать слои с температурой Кюри выше 300 К при содержании железа Y_{Fe} ≥ 0.17.

Введение

Полупроводниковые соединения А³В⁵, легированные атомами 3d-переходных элементов до концентраций выше 10²⁰ см⁻³, могут проявлять ферромагнитные свойства. Достаточно подробно исследованы свойства слоев разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As, формирующихся методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии [1]. В этом соединении атомы Mn играют роль не только магнитных моментов, но и являются акцепторами в решетке GaAs, обеспечивая функционирование механизма косвенного обмена посредством свободных дырок. Кроме того, Мп является также акцептором и в других полупроводниках A³B⁵ (GaSb, InAs, InSb и др.). Представляет интерес исследовать возможность создания ферромагнитных полупроводников на основе соединений А³В⁵, легированных атомами других 3d-элементов.

Методика эксперимента

В настоящей работе представлены результаты исследований свойств слоев соединений A³B⁵, легированных железом в процессе формирования методом импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в вакууме. Для испарения мишеней был использован АИГ:Nd лазер с длиной волны излучения 532 нм (длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе ~ 250 мВт). Вращающаяся относительно сфокусированного лазерного пучка мишень была составная: пластина нелегированного полупроводника (InAs, GaSb, InSb) частично закрывалась сектором из высокочистого железа. След распыления вещества представлял собой окружность; отношение длины

дуги распыляемого Fe к полной длине окружности (Y_{Fe}), служило оценкой концентрации примеси в синтезированном материале. Варьируемыми параметрами были: температура (Tg) подложки (i-GaAs(100)) и содержание Fe (обычно в диапазоне 0.08 – 0.25). Для времени нанесения 20 мин типичная толщина слоев составляла около 40 нм. Для исследования использовались следующие методы: атомно-силовая микроскопия для изучения морфологии поверхности слоев; спектроскопия отражения в диапазоне энергий кванта 1.5 – 6 эВ; регистрация магнитополевых зависимостей сопротивления Холла и магнетосопротивления с применением криостата замкнутого цикла (в диапазоне температур 10 – 300 К); изучение магнитооптических эффектов Фарадея и Керра; измерения намагниченности при 300 К.

Результаты и обсуждение

В процессе исследований было установлено, что кристаллическая структура изготовленных методом импульсного лазерного нанесения в вакууме слоев определяется, в первую очередь, температурой подложки. Эпитаксиальный рост происходит при значениях $T_{\rm g}$, превышающих 200°С в случае формирования слоев InSb:Fe и 250°С для полупроводников InAs:Fe и GaSb:Fe. На рисунке 1 показаны спектры оптического отражения образцов со слоями GaSb и GaSb:Fe ($Y_{\rm Fe} = 0.13$ и 0.25), выращенными при температуре подложки 400°С. Видно, что в спектрах отражения всех трех образцов присутствуют пики отражения, соответствующие межзонным переходам $\Lambda_3' \rightarrow \Lambda_1$ (дублет с энергиями 2.02 и 2.47 эВ) и $X_4 \rightarrow X_1$ (4.33 эВ) [2].
Такой вид спектров отражения, характерный для монокристаллического полупроводника, сохраняется и для слоев GaSb, выращенных при 300 и 350°С.



Рис. 1. Спектры оптического отражения структур со слоями GaSb (нелегированного и легированного Fe), выращенными при температуре $T_g = 400^{\circ}$ С. Вертикальные линии показывают положение основных оптических переходов с энергиями, соответственно, 2.02, 2.47 и 4.33 эВ

АСМ-исследования показали, что на поверхности слоя A^3B^5 : Fe наблюдаются крупные кластеры с латеральным размером до 1 - 3 мкм и высотой, превышающей номинальную толщину слоя. В этих кластерах отмечается повышенное содержание элементов III группы периодической системы, что, на наш взгляд, связано с встраиванием атомов Fe в подрешетку A^3 и вытеснением индия (или галлия) на поверхность растущего слоя. Установлено, что тип проводимости слоя A^3B^5 : Fe не зависит от легирования железом, а определяется собственными дефектами структуры матрицы (*p*-тип в GaSb и *n*тип в InAs и InSb).

Эффект Холла в исследованных слоях A^3B^5 : Fe является аномальным (при достаточно больших концентрациях Fe), что проявляется в нелинейной магнитополевой зависимости холловского сопротивления, и в ряде случаев имеет петлю гистерезиса (например, для InAs: Fe с $T_g = 300^{\circ}$ C и $Y_{Fe} = 0.2$). На рисунке 2 в качестве примера приведены магнитополевые зависимости сопротивления Холла для слоя GaSb: Fe. Видно, что при 77 К образец явно ферромагнитный (при температуре 150 К гистерезис остается, но петля его сужается), а нелинейность сохраняется вплоть до комнатной температуры измерений. Для слоя GaSb: Fe, выращенного при 300°C, аномалия в эффекте Холла сохраняется также вплоть до комнатной температуры измерений.



Рис. 2. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла при 77 и 300 К для образца GaSb:Fe с содержанием железа 0.17, выращенного при 350°C

Для слоев GaSb:Fe, выращенных при 200 и 250°С, по спектрам отражения отмечается ухудшение кристалличности, а эффект Холла практически не измеряется, хотя слоевое сопротивление минимальное (1100 Ом/кв) для изученной серии образцов с варьированием T_g . Для образца GaSb:Fe, выращенного при 400°С, эффект Холла является линейным, а слоевое сопротивление принимает максимальное значение 7000 Ом/кв. Температурная зависимость сопротивления слоев соединений A^3B^5 :Fe носит полупроводниковый характер.

Аномальный эффект Холла с петлей гистерезиса, регистрируемое отрицательное магнетосопротивление, нелинейные магнитополевые зависимости эффекта Фарадея и намагниченности свидетельствуют о ферромагнитном упорядочении в соединениях A^3B^5 : Fe, причем эффект не зависит от типа проводимости матрицы. Температура Кюри слоев A^3B^5 : Fe определяется температурой выращивания слоя и содержанием Fe и при $Y_{\rm Fe} \ge 0.2$ достигает 300 K.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания – проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты №17-37-80008_мол_эв_а, 16-07-01102_а).

- T. Dietl, H. Ohno // Reviews of Modern Physics, V. 86, 187 (2014).
- Ю.И. Уханов. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977.

Проявление слабого обменного взаимодействия в ферромагнитном резонансе слоистых и гранулированных структур

Е.С. Демидов¹, С.Н. Вдовичев², В.В. Рогов², В.П. Лесников³, В.В. Карзанов, Л.И. Бударин¹, З.Ш. Гасайниев¹

1 Нижегородский государственный университет им Н. И. Лобачевского (ННГУ), пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ

demidov@phys.unn.ru

В условиях существенного разброса магнитной анизотропии на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта разработана оригинальная методика выделения величины и знака слабого обменного взаимодействия (OB), проявляющегося в асимметрии линий спектров ФМР слоистых структур NiFe/Ta₂O₅/Co с ферромагнитным OB, NiFe/Al₂O₃/Co с антиферромагнитным OB и гранулированной структуры слоев Si_{2.5}Mn_{0.5} с ферромагнитным OB. Приведены характерные спектры ФМР, результаты определения величины и характера обменного взаимодействия сравнением данных численного моделирования с экспериментальными спектрами.

Введение

Слоистые структуры или двумерные гранулированные ферромагнетики (ДГФ) с обменным взаимодействием (OB) между магнитными слоями или гранулами представляют интерес для реализации различных перспективных структур спинтроники. К ДГФ относятся слои разбавленного магнитного полупроводника (DMS) Si_{2.5}Mn_{0.5}, полученные у нас осаждением из лазерной плазмы [1,2]. Слои Si_{2.5}Mn_{0.5} состоят из 4 типов блоков с размерами 15-50 нм со взаимно перпендикулярными ориентациями сверхрешеточных модуляций [3,4]. В настоящей работе, являющейся развитием наших предыдущих исследований ферромагнетик/немагнитный материал/ферромагнетик (ФМ/НМ/ФМ) и ДГФ [5-8], приведены результаты анализа закономерностей в спектрах ФМР вышеназванных двух типов магнитных структур в зависимости от соотношения ОВ между слоями или гранулами и анизотропии намагниченностей на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта. Представлены характерные спектры, послойные вклады синфазной и противофазной спиновой прецессии для структур с ферромагнитными слоями. В условиях существенного разброса магнитной анизотропии разработана оригинальная методика выделения величины и характера слабого ОВ, проявляющегося в асимметрии линий спектров.

Результаты и обсуждение

Объектами исследований являлись сформированные магнетронным осаждением на кремниевую подложку слоистые ФМ/НМ/ФМ структуры с двумя магнитными слоями и диэлектрической прослойкой между ними NiFe $d_1/Ta_2O_5 t/Cod_2$, с толщинами $d_1=11$ нм, $d_2=(5-7)$ нм, t=(1.2-1.45) нм, NiFe/Al₂O₃/Co a также синтезированные осаждением из лазерной плазмы на подложку GaAs 50 нм слои DMS Si_{2.5}Mn_{0.5}.



Рис. 1. Экспериментальные спектры ФМР для образцов NiFe/Ta₂O₅/Co при θ_H=π/2. Справа приведены толщины диэлектрической прослойки Ta₂O₅ между магнитными сло-ями NiFe и Co в нанометрах

Оказалось, что наблюдаемое (рисунок 1) относительное смещение пиков никак не может быть обусловлено изменением величины ОВ. В эксперименте наблюдается смещение пиков противоположное тому, которое должно быть с ростом толщины диэлектрической прослойки и ожидаемым ослаблением ОВ. Попытки согласовать расчеты с экспериментом также оказались напрасными и в предположении антиферромагнитного ОВ (j<0). Это дает основание считать, что наблюдаемое на рисунке 1 изменение относительного смещения пиков с изменением толщины диэлектрической прослойки обусловлено не вариацией ОВ, а изменением внутренней магнитной анизотропии, зависящей от механических напряжений магнитных слоев в структуре NiFe/Ta₂O₅/Co.

Анализ формы экспериментальных спектров ФМР позволил обнаружить асимметрию узкой линии NiFe на фоне широкой линии ФМР Со при малых углах ориентации θ_H внешнего магнитного поля вблизи его нормального к плоскости образца направления, когда эти линии перекрываются. Такого быть не должно при простом наложении линий спектров не взаимодействующих магнитных слоѐв.



Рис. 2. экспериментальный слева и расчѐтный с учѐтом ОВ справа спектры ΦМР для структуры NiFe/Ta₂O₅t/Co, t=1нм при ориентации внешнего магнитного поля θ_H=5°7.5'. По горизонтали - напряжѐнность магнитного поля в кЭ

На рисунке 2 приведены экспериментальный и расчетный с учетом OB спектры ФМР для структуры NiFe/Ta₂O₅/Co с толщиной диэлектрической прослойки Ta₂O₅t=1 нм при ориентации внешнего магнитного поля $\theta_H = 5^{\circ}7.5$ '. Расчеты проводились с параметрами слоев: намагниченности насыщения M_{1S} = 325 Гс, M_{2S} = 1420 Гс, константы анизотропии $K_{2 \perp 1} = -6.5 \cdot 10^5 \ \Gamma c^2, \ K_{2 \perp 2} = 4.95 \cdot 10^6 \ \Gamma c^2, \ K_{4 \perp 1} = -6.5 \cdot 10^5 \ \Gamma c^2$ $1.4 \cdot 10^5 \, \Gamma c^2$, $K_{4\,1\,2} = -1.65 \cdot 10^6 \, \Gamma c^2$, параметры диссипации $\alpha_1 = 0.012 \cdot \gamma_1 \cdot M_{1S}$, $\alpha_2 = 0.046 \cdot \gamma_0 \cdot M_{2S}$, *g*-факторы $g_{s1} = 2.1, g_{s2} = 2.0.$ Величину и знак асимметрии удалось подогнать под эксперимент при положительном, ферромагнитном OB *j*=0,006 Дж/м². Эта величина согласуется с данными независимых измерений магнитооптического эффекта Керра. Аналогичная асимметрия и того же порядка величина OB проявляется и в структурах NiFe/Al₂O₃/Co, но противоположного знака, соответствующая антиферромагнитному ОВ с величиной $j \approx 0.01 \text{ Дж/m}^2$.



Рис. 3. Экспериментальный спектры ФМР при 293К 50 нм слоя Si_{2.5}Mn_{0.5}, на GaAs при вращении образца вокруг направления кристалла <110> слева и <100> справа. Цифры на обоих семействах кривых справа - значения θ_H в градусах

В случае плѐнок Si:Mn анализировались экспериментальные данные спектров ФМР с ослаблением OB между магнитными блоками или гранулами таких слоѐв окислительным отжигом или нагревом. Задача отличается увеличенным количеством вкладов парного обменного взаимодействия, поскольку каждый блок соседствует с тремя типами других блоков с неколлинеарным намагничиванием, существенным вкладом одноосной анизотропии второго порядка и латеральной анизотропии второго порядка. Сравнение экспериментальных и расчѐтных спектров ФМР при углах $\theta_{\rm H}$ =(50-60)°когда все линии спектра сливаются в одиночную линию (рисунок 3) показывают, что наблюдаемой асимметрии соответствует ферромагнитное OB *j*≈0.05 Дж/м².

- E.S. Demidov, V.V. Podolskii, V.P. Lesnikov et al. // JETP Letters, V. 83, 568 (2006).
- E.S. Demidov, V.V. Podolskii, V.P. Lesnikov et al. // JETP, V. 106, 110 (2008).
- E.S. Demidov, E.D. Pavlova, A.I. Bobrov // JETP Lett., V. 96 706 (2012).
- E. S. Demidov, V. V. Podolskii, V. P. Lesnikov et al. // JETP Letters, V. 100, 719 (2014).
- A.A. Fraerman, O.L. Ermolaeva, E.V. Skorohodov et al. // JMMM, V. 393, 452 (2015).
- E. S. Demidov, N. S. Gusev, L. I. Budarin et al. // J. Appl. Phys., V. 120, 173901 (2016).
- Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников и др., Тр. XXI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 13–16 марта 2017, Нижний Новгород, ИФМ РАН, Т.1, 173.
- Е. В. Скороходов, Е. С. Демидов, С. Н. Вдовичев, А. А. Фраерман // ЖЭТФ, Т. 151, 1 (2017).

Модифицирование границы раздела металл/полупроводник в спиновых светоизлучающих диодах CoPt/(In)GaAs

П.Б. Дёмина¹, М.В. Ведь¹, О.В. Вихрова¹, М.В. Дорохин^{1, *}, А.В. Здоровейщев¹, А.В. Кудрин^{1, 2}

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Физический факультет ННГУ, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

*dorokhin@nifti.unn.ru

В работе проведены исследования спектров и циркулярной поляризации электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов Со₄₅Pt₅₅/туннельно-тонкий оксид/квантово-размерная гетеростуктура InGaAs/GaAs, функционирующих при комнатной температуре в зависимости от материала туннельно-тонкого оксида. Получены оптимальные условия, при которых наблюдается максимальное значение степени циркулярной поляризации излучения диодов.

Введение

Создание неравновесной спиновой поляризации носителей заряда в полупроводниковых материалах является одним из основополагающих принципов полупроводниковой спинтроники. Помимо давно известных принципов оптической ориентации спинов, значительный успех был достигнут в области электрической инжекции ориентированных по спину носителей из намагниченного ферромагнитного слоя в полупроводниковую структуру. Известно, что одним из важнейших параметров, влияющих на степень инжекции спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного металлического электрода в полупроводниковую квантово-размерную гетероструктуру, является качество границы раздела, которое должно обеспечивать минимальное спиновое рассеяние. В то же время, в процессе формирования диодной структуры при нанесении металла на поверхность полупроводника невозможно избежать появления дефектной границы раздела без использования туннельно-тонкой прослойки из оксида. Такая прослойка несет несколько полезных функций: снижает количество вносимых в полупроводник дефектов при нанесении металла, изменяет механизм протекания носителей на границе раздела с дрейфово-диффузионного на туннельный. Последнее позволяет решить проблему рассогласования проводимостей в системе металл/полупроводник.

В настоящей работе приведены результаты исследования спиновой инжекции в спиновых светоизлучающих диодах (ССИД) с контактом ферромагнетик/туннельно-тонкий оксид/ полупроводник. Выполнено варьирование свойств гетерограниц за счèт использования различных оксидов.

Методика эксперимента

Структуры ССИД были сформированы методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n(p)-GaAs (100) и представляли собой квантовую яму InGaAs, зарощенную покровным слоем GaAs толщиной 20-240 нм. На структуры методом электронно-лучевого испарения в вакууме при 200 °С наносился ферромагнитный инжектор, состоящий из слоя CoPt, отделенного от полупроводника туннельно-тонкой прослойкой оксида. Было рассмотрено несколько вариантов оксидов, модифицирующих границу раздела: Al₂O₃:MgO (поликор), Al₂O₃:Ті (сапфир), HfO₂, стабилизированный ZrO₂-Y₂O₃, MgO, термический TiO₂. Кроме того, были проведены дополнительные обработки, в том числе и высокотемпературные, поверхности перед нанесением оксидов, выполненные с целью улучшения качества границы раздела оксид/полупроводник.

В качестве метода определения эффективности инжекции спин-поляризованных носителей использовалось измерение магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции диодов (P_{EL}) в диапазоне температур от 15 до 300К. Исследования намагниченности, вольтамперных характеристик диодов, фото- и электролюминесценции давали необходимую дополнительную информацию о свойствах получаемых ССИД.

Результаты и обсуждение

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции диодов, приведѐнные к единице для различных оксидов представлены на рис.1. При увеличении температуры измерений петля гистерезиса на зависимостях сужалась, уменьшалась величина коэрцитивного поля. Наибольшая величина коэрцитивного поля наблюдалась в случае нанесения CoPt на MgO, причѐм для данного вида диэлектрика практически не наблюдалось сужение петли с увеличением температуры измерений.



Рис. 1. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ (10 К) диодов, приведѐнные к единице, с различными диэлектрическими прослойками

Существенным минусом применения оксида магния являлась его низкая стабильность, что приводило к быстрой деградации диодов с течением времени. Это вероятнее всего обусловлено высокой гигроскопичностью материала. Кроме того, высокое поле зарядки диэлектрика вносит дополнительную нестабильность в работу диодов, что проявлялось в изменении интенсивности излучения диодов с течением времени при неизменной величине протекающего тока.

Поскольку P_{EL} помимо качества границы раздела ферромагнитного металла и полупроводника существенно зависит от глубины залегания квантовой ямы (в силу прецессии спина носителей в магнитном поле электрода [1]) и типа носителей (длина спиновой диффузии электронов в два раза больше длины спиновой диффузии дырок [2]), для независимой оценки влияния вида оксида на величину P_{EL} мы введем относительную величину изменения P_{EL} при всех прочих равных условиях для конкретного образца. Для каждого образца за единицу возьмем величину P_{EL} с прослойкой из поликора (Al₂O₃:MgO), нанесѐнного при 200°С. Тогда зависимость относительного значения степени циркулярной поляризации от вида диэлектрика будет иметь вид, показанный на рис.2.



Рис. 2. Относительное изменение степени циркулярной поляризации электролюминесценции диодов для различных туннельно-тонких оксидов

При всех прочих равных условиях, максимальное значение P_{EL} получено для стабилизированного ZrO₂ (рис.2). Такой эффект, вероятно, обусловлен снижением спинового рассеяния за счет получения более качественной границы раздела оксид/полупроводник за счет лучшего совмещения решетки GaAs с кубической решеткой стабилизированного ZrO2. Аналогично достаточно высокая степень поляризации излучения достигается при использовании оксида магния. Эффект значительного повышения P_{EL} также дает обработка поверхности диода в кислородной плазме перед нанесением Al₂O₃. Отметим, что наибольшая стабильность диодов и широкий интервал рабочих токов были характерны для случая прослойки из TiO2. По величине P_{EL} такие диоды соответствуют диодам с MgO, но в случае TiO₂ отсутствовала деградация свойств диодов как в процессе измерений, так и с течением времени хранения.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания Минобрнауки России (№8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (гранты 16-07-01102a и 17-37-80008 мол_эв_а), стипендии Президента РФ (СП-2450.2018.5).

- А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина *и др.* // ФТТ, Т.49, В. 12, С. 1649 (2015).
- М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Демина и др. // ФТТ, Т.59, В. 11, С. 2135 (2017).

Фаза электронного нематика в гексабориде церия

С.В. Демишев^{1, *}, В.Н. Краснорусский¹, А.В. Богач¹, М.И. Гильманов¹, Н.Е. Случанко¹, Н.Ю. Шицевалова², В.Б. Филипов², В.В. Глушков¹

1 Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия

2 Институт проблем материаловедения НАНУ, ул. Кржижановского, 3, 03680 Киев, Украина

*demis@lt.gpi.ru

Исследование угловых зависимостей магнитосопротивления в антиферроквадрупольной (орбитально упорядоченной) фазе гексаборида церия CeB₆ позволило впервые обнаружить пороговый по магнитному полю эффект электронного нематика. Нематическая фаза возникает в полях превышающих критическое значение 0.3-0.5 Тл, причем внутри антиферроквадрупольной фазы наблюдается новый переход, при котором изменяется симметрия спиновых флуктуаций.

В последнее десятилетие исследование спонтанно возникающей пространственной анизотропии в трансляционно инвариантной металлической фазе (так называемый эффект электронного или спинового нематика) привлек внимание значительного числа теоретиков и экспериментаторов [1-4]. Электронные нематические эффекты могут возникать в различных сильно коррелированных электронных системах, таких как сверхчистые системы с квантовым эффектом Холла, рутенаты, высокотемпературные сверхпроводники [1] и сверхпроводники на основе железа [2-4]. Для этих объектов характерно неожиданное возникновение анизотропии транспортных свойств, которая невозможна по соображениям симметрии. Другими перспективными материалами для наблюдения электронных нематических эффектов являются кристаллы с орбитальным упорядочением, поскольку и электронные нематические фазы, и фазы с орбитальным порядком обладают нарушенной пространственной симметрией. [1,4]. В квантовых спиновых системах нематическая фаза может возникать в случае, когда для спинов нарушается симметрия вращения, но магнитный порядок при этом не возникает [5]. Ожидается, что такая специфическая ситуация может реализовываться в системах с квадрупольным порядком, в которых амплитуда спиновых флуктуаций оказывается различной вдоль различных кристаллографических направлений [5]. С точки зрения аналогии с классическими жидкими кристаллами, в таких системах роль «молекул» формирующих жидкокристаллическую нематическую фазу играют анизотропные спиновые флуктуации.

Следует иметь в виду, что в классическом жидком кристалле параметр порядка вводится через угловую функцию распределения молекул по ориентациям [6]

$$f(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta) + \dots$$
(1)

где P_1 и P_2 обозначают соответствующие полиномы Лежандра, а угол θ отсчитывается от оси нематического упорядочения (директора). Поскольку в фазе изотропной жидкости $a_2=0$, а в нематической фазе $a_2\neq 0$, то именно этот коэффициент рассматривается в качестве параметра порядка для описания нематического упорядочения. [6]. В случае твердотельных объектов в качестве параметра порядка рассматривается разность значений сопротивления образца вдоль различных кристаллографических направлений, а угловая зависимость транспортных характеристик если и измеряется, то никак не используется для исследования аналогии между электронными и классическими нематиками.

В настоящей работе мы исследовали угловые зависимости магнитосопротивления в орбитально упорядоченной (антиферроквадрупольной, АФК) фазе сильно коррелированного металла гексакборида церия, CeB₆. Ранее было показано, что основным механизмом, определяющим амплитуду магнитосопротивления у CeB₆, является рассеяние на спиновых флуктуациях [7], поэтому именно такие эксперименты представляют интерес для поиска электронных нематических эффектов. Установлено [8], что для экспериментальной геометрии, показанной на Рис. 1,а, функция (1) хорошо описывает экспериментальные данные по угловым зависимостям магнитосопротивления $\rho(\theta)$ в диапазоне магнитного поля *B*<3 Тл, показанным на Рис. 1,6 в полярных координатах.

Найдено, что в парамагнитной фазе $(T>T_Q(B))$ у СеВ₆ магнитосопротивление изотропно, а в АФК фазе $(T < T_Q(B))$ возникает анизотропия магнитосопротивления, которое может быть аппроксимировано выражением

$$\rho(B,T,\theta) = \rho_0(B,T) \cdot f(\theta) =$$
(2)
= $\rho(B,T,0) \cdot [1 + a_2(B,T) \cdot (P_2(\cos\theta) + b \cdot P_4(\cos\theta))]$

где существенная температурная и полевая зависимость $\rho(\theta)$ обусловлена коэффициентом $a_2(B,T)$, а параметр b=const. При этом коэффициент b испытывает резкий скачок при некоторой температуре $T_0(B)\sim3-3.5$ К, следствием которого является изменение симметрии магнитосопротивления и «карта магнитного рассеяния» поворачивается на 45° (Рис. 1,6). Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что помимо ожидаемого в теории перехода в нематическую фазу при $T_Q(B)$,



Рис. 1. а) - Фаза с орбитальным порядком (АФК фаза) у СеВ₆ и геометрия в которой исследовались угловые зависимости магнитосопротивления. Измерительный ток направлен вдоль оси [001]. Квадрупольные моменты ионов Се³⁺, чередующиеся в шахматном порядке обозначены как + Q и – Q. б) – Экспериментальные угловые зависимости магнитосопротивления в полярных координатах в магнитном поле 3 Тл при различных температурах

внутри АФК фазы возникает еще один переход спин-флуктуационного типа при $T_0(B)$, связанный с изменением направления спиновых флуктуаций.

Анализ показывает [8] что коэффициент $a_2(B,T)$ может рассматриваться в качестве параметра порядка для перехода в фазу электронного нематика у CeB₆, также как и в случае классического жидкого кристалла. Однако, для $a_2(B,T)$ справедливо необычное скейлинговое соотношение, выполняющееся во всей области существования АФК фазы $T < T_O(B)$:

$$a_2 = (B - B_0) \cdot \varphi(T - T_0(B)) \,. \tag{3}$$

Здесь $\varphi(T)$ обозначает некоторую универсальную функцию, найденную в работе [8]. Отметим, что с точки зрения стандартной теории фазовых переходов параметром скейлинга должна быть температура перехода в АФК фазу $T_Q(B)$, а не температура $T_0(B)$, следующая из наших экспериментов. Кроме того, из соотношения (3) следует, что эффект электронного нематика у СеВ₆ возникает, когда магнитное поле превышает критическое значение $B_0\sim0.3$ -0.5 Tл [8].

В заключение отметим, что исследование угловых зависимостей магнитосопротивления в АФК фазе CeB₆ позволило впервые обнаружить пороговый по магнитному полю эффект электронного нематика. Полученные данные свидетельствуют о существовании нового перехода внутри АФК фазы, имеющего спин-флуктуационную природу. Работа поддержана проектом РНФ 17-12-01426.

- E. Fradkin *et al.* // Annu. Rev. Condens. Matter Phys., V. 1, 153-178 (2010).
- 2. J. Chu et al. // Science, V. 329, 824-826 (2010).
- M. A. Tanatar *et al.* // Phys. Rev. B, V. 81, 184508 (2010).
- 4. R. M. Fernandes *et al.* // Nature Physics, V. 10, 97-104 (2014).
- K. Penc, A. M. Läuchli // Springer Series in Solid-State Sciences, V. 164. (2011).
- L. M. Blinov // Structure and Properties of Liquid Crystals (Springer, 2011).
- A. V. Semeno *et al.* // Scientific Reports, V. 6, 39196 (2016) DOI: 10.1038/srep39196.
- S. V. Demishev *et al.* // Scientific Reports, V. 7, 17430 (2017) DOI: 10.1038/s41598-017-17608-3.

Получение слоевых нанопроволок, исследование их структуры и магнитных свойств

И.М. Долуденко¹, О.М. Жигалина², Д.Л. Загорский ², С.А. Бедин ², А.С. Шаталов¹, В.В. Артемов²

1 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000. 2 ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, ул. Ленинский проспект, 59, Москва, 119333. *doludenko.i@yandex.ru

В работе методом матричного синтеза были получены массивы (ансамбли) нанопроволок, состоящие из чередующихся слоев никеля и меди. Была исследована их структура с помощью растровой и просвечивающей электронной микроскопии. Определен элементный состав, изменение параметров отдельных слоев по длине НП. Рентгеноструктурный анализ показал наличие двух фаз. Показана корреляция размеров кристаллитов, определенных методом ПЭМ и рентгеновским методом. Проведен рост НП во внешнем магнитном поле, который показал, существенные различия в структуре получаемых НП. Показано, что наблюдаемые эффекты зависят от полярности внешнего поля.

Введение

В последние годы стали широко изучаться наноразмерные материалы, такие как гетероструктурные массивы нанопроволок. Метод получения гетероструктурных нанопроволок основан на разности равновесных потенциалов никеля и меди. Известно, что при меньшем потенциале будет осаждаться медь, а при большем потенциале будет осаждаться преимущественно никель. На этих образцах (с чередованием ферромагнитного и диамагнитного металлов) обнаружен эффект «гигантского магнетосопротивления».

Получение и исследование гетероструктурных нанопроволок

В данной работе для получения гетероструктур (нанопроволок) используется последовательное осаждением двух металлов (гальваническимметодом) в поры трековых мембран (диаметр пор – 100 нм). Толщины слоѐв (от 7 до 250 нм) и их количество регулировалось условиями осаждения.

На первом этапе проводилось исследование получаемых образцов с помощью растрового электронного микроскопа. Для этого матрица растворялась в щелочи. Результаты приведены на рисунке 1. По длине нанопроволоки неоднородны. Это может косвенно свидетельствовать о их слоевой структуре.



Рис. 1. СЭМ-изображение: Общий вид нанопроволок

Затем проводилось исследование отдельной нанопроволоки с помощью просвечивающего электронного микроскопа (рис.2).



Рис. 2. ПЭМ: вверху-топография, внизу-элементный состав

Элементный анализ показал наличие раздельных слоев «никеля» и меди. Однако, слои с никелем всегда содержат примесь, меди, потенциал осаждения которой ниже. Оценка размеров кристаллитов показала наличие мелких (5-20 нм) и более крупных зѐрна (до 100 нм).

Проведены рентгеноструктурные исследования. Они показали существование двух фаз (Fm3m). Первая- чистая медь. Вторая- твердый раствор меди в никеле (где никеля- 80 и более процентов); определены параметры решетки и показано, что для медной фазы они заметно меньше, чем для объемной меди. (Отличие увеличивается при уменьшении толщины слоев, что, очевидно связано со «сжатием» растущего металла в поровом канале).

Проводилось исследование влияния внешнего магнитного поля на сопротивление массива нанопроволок, показано, что электросопротивление зависит от магнитного поля – т.е. проявляется эффект магнитосопротивления (величина эффекта невелика). Для достижения эффекта ГМС необходимы дополнительные исследования.

Влияние внешнего магнитного поля

На данном этапе исследования проводилось осаждение с приложением к образцам внешнего магнитного поля в ходе его роста. Полученные образцы исследовались с помощью РЭМ (рис. 3, 4).



Рис. 3. Микрофотография первого образца, выращенного в магнитном поле (к образцу прикладывался северный полюс)

На рисунке 3 на вершинах нанопроволок заметны углубления. Исходя из этого, можно предположить, что ранее выращенные слои никеля также являются полыми внутри и «запечатаны» осажденными затем слоями меди, образуя подобие капсулы.



Рис. 4. Внешний вид группы нанопроволок выращенных в магнитном поле (к образцу прикладывался южный полюс)

Для образца, к которому во время роста прикладывался магнит южным полюсов, не было замечено образования полостей. Но в этом случае скорость роста увеличивалась примерно на 20%.

Заключение

В ходе работы были получены образцы нанопроволок выращенные матричным синтезом путем гальваничского заполнения пор. Образцы исследовались на растровом и просвечивающем электронных микроскопах, подтвердилось наличие слоев магнитного и немагнитного металла. Проводилось исследование кристаллической структуры. Обнаружена слабая зависимость сопротивления от магнитного поля. При изучении образцов, полученных с приложением внешнего магнитного поля, были замечены существенные изменения структуры нанопроволок.

Работа частично финансировалась грантом РФФИ № 15-08-04949.

- P.M. Anderson, J.F. Bingert, A. Misraand, J.P. Hirth // Acta Mater. 51 (2003) 6059.
- Z.J. Liu, A. Vyas, Y.H. Lu and Y.G. Shen // Thin Solid Films 479 (2005) 31.
- A.S.M.A. Haseeb, J.P. Celis and J.R. Roos // Thin Solid Films 444 (2003) 199.

Влияние плотности энергии лазерного пучка на магнитные свойства тонких пленок Mn_xSi_{1-x} (х ≈ 0.5), приготовленных методом импульсного лазерного осаждения

А.Б. Дровосеков^{1, *}, А.О. Савицкий^{1, 2, §}, Н.М. Крейнес¹, В.В. Рыльков³, С.Н. Николаев³, К.Ю. Черноглазов³, Е.А. Черебыло⁴, В.А. Михалевский⁴, О.А. Новодворский⁴, К.И. Маслаков⁵, Parul Pandey⁶, M. Wang⁶, C. Xu⁶, M. Helm⁶, S. Zhou⁶

1 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН, Косыгина 2, Москва 119334, Россия.

2 Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна д.2, 142432, Россия.

3 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва 123182, Россия.

4 Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, ул. Святоозерская 1, Шатура, Московская обл., 140700, Россия.

5 Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва 119991, Россия.

6 Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Bautzner Landstrasse 400, Dresden 01328, Germany.

*drovosekov@kapitza.ras.ru, §sao1992@mail.ru

Изучено влияние энергии лазерного импульса *E* на возможность реализации и однородность фазы «высокотемпературного» (BT) ферромагнетизма в пленках Mn_xSi_{1-x} (x ≈ 0.5), выращенных методом импульсного лазерного осаждения на подложке Al₂O₃ (0001). Показано, что BT фаза с x ≈ 0.51 – 0.52 и температурой Кюри *T*_C ≈ 240 К образуется вблизи подложки на начальной стадии роста пленок. При этом большие величины *E* ≥ 7.5 Дж/см² способствуют стабилизации этой фазы по всей толщине пленки, в то время как малые значения *E* = 3 – 5 Дж/см² приводят к формированию в верхнем слое пленки «низкотемпературной» фазы с *T*_C ≈ 40 К, обусловленной кристаллитами силицидов MnSi и Mn₄Si₇.

Сплавы на основе Si с 3d-металлами демонстрируют необычные электрические и магнитные свойства, которые могут быть использованы в современных устройствах хранения и обработки информации. Одним из таких материалов является є-MnSi, обладающий сложной магнитной фазовой диаграммой, включающей области с нетривиальными топологическими состояниями – магнитными скирмионами [1]. Однако, низкая температура Кюри є-MnSi, $T_{\rm C} \approx 29$ K, не позволяет использовать данный материал в приложениях. Вместе с тем, недавно было показано, что небольшое отклонение от стехиометрического состава ($x \approx 0.5$) в сплаве Mn_xSi_{1-x} может приводить к увеличению $T_{\rm C}$ более чем на порядок [2].

Таким образом, возможность контролируемого изменения стехиометрии сплавов Mn_xSi_{1-x} представляет важную задачу для получения однородных образцов, имеющих высокую температуру Кюри. В настоящей работе изучались тонкие (\approx 70 нм) пленки Mn_xSi_{1-x} ($x \approx 0.5$), приготовленные методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) на подложке Al_2O_3 (0001) при различной плотности энергии лазерного импульса *E* на мишени MnSi. Исследования химического состава пленок было проведено методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и спектроскопии резерфордовского обратного рассеяния. Экспериментальные данные свидетельствуют о высокой степени однородности распределения концентрации Mn ($x \approx 0.52$) по толщине пленки, выращенной при $E \approx 7.6 \ Дж/см^2$, и сильно неоднородного распределения при $E \approx 3.8 - 4.4 \ Дж/см^2$ (см. Рис. 1).



Рис. 1. Зависимость концентрации Mn на различной глубине в пленках Mn_xSi_{1-x}, полученных при разных значениях энергии лазерного импульса (по данным РФЭС)



Рис. 2. Температурная зависимость остаточной намагниченности изучаемых пленок Mn_xSi_{1-x}



Рис. 3. Температурная зависимость удельного сопротивления пленки Mn_xSi_{1-x} , полученной при $E = 7.6 \text{ Дж/см}^2$. На вставке – температурная зависимость $d\rho_{xx}/dT$



Рис. 4. Сигнал ФМР изучаемых пленок Mn_xSi_{1-x}

Магнитные свойства пленок изучались методами СКВИД-магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) в интервале температур 4 – 300 К. Также были проведены исследования магнитотранспортных свойств выращенных образцов.

Данные измерений статической намагниченности исследуемых пленок демонстрируют наличие двух магнитных фаз: высокотемпературной (ВТ) ферромагнитной (ФМ) фазы с $T_{\rm Ch} \approx 240$ К и низкотемпературной (НТ) ФМ фазы с $T_{\rm Cl} \approx 40$ К. Соотношение между магнитными фазами сильно зависит от величины *E*. Для образцов с E = 3 - 5 Дж/см² наблюдается существенный вклад в намагниченность НТ фазы, тогда как для образца с $E \approx 7.6$ Дж/см² преобладает вклад ВТ фазы (см. Рис. 2).

Исследование транспортных свойств образцов также демонстрирует наличие в них различных фаз. Температурная зависимость удельного сопротивления демонстрирует излом при $T \approx 40$ K (Рис. 3), типичный для моносилицида ϵ -MnSi. Аномальный эффект Холла наблюдается до температур ~ 200 K и имеет положительный знак, что характерно для ВТ ФМ фазы с x ≈ 0.52 [2].

Измерения спектров ФМР подтверждают различную степень магнитной однородности изучаемых пленок (Рис. 4). Образец с $E \approx 7.6 \text{ Дж/см}^2$ демонстрирует относительно узкую линию ФМР лоренцевской формы, которую можно связать с однородной ВТ ФМ фазой. Для образца с $E \approx 4.4 \text{ Дж/см}^2$ линия значительно уширена и имеет сложную форму, описываемую суммой двух кривых Лоренца, соответствующих ВТ и НТ фазам. Пленка, выращенная при $E \approx 3.8 \text{ Дж/см}^2$ демонстрирует гораздо более слабый сигнал ФМР, который, по-видимому, в основном обусловлен НТ ФМ фазой.

Таким образом, при ИЛО пленок Mn_xSi_{1-x} ВТ ФМ фаза формируется вблизи подложки Al_2O_3 , в то время как НТ ФМ фаза образуется в верхнем слое пленки при достаточно низких значениях *E*. Мы связываем полученные результаты с различием в коэффициентах прилипания атомов Mn и Si к Al_2O_3 и сильным отличием постоянных решеток MnSi и подложки Al_2O_3 , обусловливающих рост более мелких кристаллитов при высоких скоростях осаждения MnSi и формирование ВТ ФМ фазы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 18-07-00772, 17-07-00615, 16-07-00657, 16-07-00798.

- 1. S. Mühlbauer *et al.*, Science **323**, 915 (2009).
- 2. V.V. Rylkov et al., JETP Lett. 96, 255 (2012).

Влияние прослойки Cr на структурные и магнитные свойства сверхрешеток Fe/Cr/Gd

А.Б. Дровосеков^{1, *}, А.О. Савицкий^{1, 2, §}, Д.И. Холин¹, Е.А. Мануйлович^{1,3}, Н.М. Крейнес¹, М.В. Рябухина⁴, В.В. Проглядо⁴, Е.А. Кравцов⁴

1 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН, Косыгина 2, Москва 119334, Россия.

2 Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна д.2, 142432, Россия.

3 Московский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный 141701, Россия.

4 Институт физики Металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской 18, Екатеринбург 620990, Россия.

*drovosekov@kapitza.ras.ru, §sao1992@mail.ru

В работе изучены структурные и магнитные свойства сверхрешеток [Fe/Cr(*t*)/Gd/Cr(*t*)]₁₂ с *t* = 0 и 4 Å. Методом рентгеновской дифракции было продемонстрировано изменение кристаллической структуры слоев Gd при внесении тонких прослоек Cr в сверхрешетку Fe/Gd. Анализ кривых намагничивания и спектров ферромагнитного резонанса позволил определить изменение величины межслойного взаимодействия и магнитных параметров ферромагнитных слоев Fe и Gd при внесении между ними тонкой прослойки Cr. Результаты измерений магнитооптического эффекта Керра подтверждают выводы о магнитной структуре исследуемых образцов, полученные в рамках модели среднего поля.

Магнитные слоистые структуры являются объектом интенсивного исследования в течение последних десятилетий как по причинам фундаментального, так и прикладного характера. Структура Fe/Gd является хорошо изученной системой [1]. Антиферромагнитное взаимодействие на границе между Fe и Gd и существенно различные температуры Кюри $T_{\rm C}$ слоев Fe и Gd приводят к существованию богатой фазовой диаграммы. Введение прослоек Cr в такие структуры предлагалось в работе [2] с целью получения пленок, обладающих большим магнитным моментом и высокой $T_{\rm C}$.

В данной работе проводится исследование структурных и магнитных свойств сверхрешеток [Fe(35Å)/Cr(t)/Gd(50Å)/Cr(t)]₁₂ без прослойки Cr (t = 0) и с тонкой прослойкой Cr (t = 4 Å). Образцы получены методом магнетронного напыления на стеклянной подложке. Структурные исследования были выполнены методом рентгеновской дифракции. Магнитные свойства изучались методами СКВИД магнитометрии, магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) и ферромагнитного резонанса (ФМР) в широком интервале температур 4 – 300 К.

На рис. 1 приведены данные рентгеновской дифракции для образцов без прослойки Сг и с прослойкой t = 4 Å. Эти данные свидетельствуют о формировании поликристаллических слоев Gd и аморфных слоев Fe в исследуемых образцах. Для образца без прослойки Cr наблюдается присутствие в слоях Gd кристаллитов гексагональной плотноупакованной (ГПУ) фазы. При введении прослойки Сг на дифрактограмме появляется дополнительный пик, соответствующий кристаллитам кубической гранецентрированной (ГЦК) фазы.



Рис. 1. Спектры рентгеновской рефлектометрии сверхрешеток Fe/Gd и Fe/Cr/Gd. Точками представлены экспериментальные данные, линиями – результаты расчета. На вставке – данные рентгеновской дифракции

На рис. 2 представлены кривые намагничивания M(H) при температурах T = 30, 140 К для двух образцов. Экспериментальные данные анализировались с использованием модели среднего поля, описанной в [3]. Ранее в рамках этой модели для сверхрешетки Fe/Gd были определены значения намагниченностей насыщения слоев Fe и Gd, межслойного обмена J, а также параметра кристаллической структуры слоев гадолиния $\zeta = z_1/z_0$, характеризующего отношение числа ближайших соседей

атома Gd в плоскости атомного слоя (z_0) и в соседних атомных слоях (z₁), параллельных поверхности пленки. Отметим, что для приемлемого описания магнитных свойств структуры Fe/Gd необходим учет температурной зависимости параметра среднего поля λ в слоях Gd. В настоящей работе магнитные свойства образца Fe/Cr/Gd анализировались в модели среднего поля с использованием двух подходов. В 1-ом подходе предполагалось, что введение прослойки Cr приводит лишь к изменению межслойного взаимодействия J слоев Fe и Gd. На рис. 2 пунктирными линиями представлены результаты расчетов кривых M(H) при таком подходе. Во 2-ом подходе, помимо межслойного взаимодействия, была рассмотрена возможность изменения намагниченности насыщения Fe и параметра ζ. Результаты аппроксимации кривых М(Н) при таком подходе показаны на рис. 2 сплошными линиями. Как видно из рисунка, 2-ой подход позволяет добиться лучшей аппроксимации экспериментальных данных. На основании проведенного анализа можно сделать вывод о сильном (более чем на порядок) ослаблении обменного взаимодействия между слоями Fe и Gd при добавлении прослойки Cr толщиной 4 Å, а также заметном ($\approx 25\%$) уменьшении величины структурного параметра ζ.



Рис. 2. Кривые намагничивания при *T* = 30 K и *T* = 140 K для образцов Fe/Gd и Fe/Cr/Gd

Оказалось, что экспериментальные спектры ФМР также хорошо описываются в рамках рассмотренной модели с параметрами, полученными из данных статических измерений.

Результаты измерений МОЭК представлены на рис. 3. Кривые МОЭК для образца без прослойки Сг имеют относительно маленькую величину гистерезиса ≈ 500 Э. В диапазоне температур 70 – 100 К происходит инверсия кривой намагничивания, что соответствует переходу через точку компенсации $T_{comp} \approx 90$ К, в которой наблюдается исчезновение остаточного момента. Сверхрешетка с прослойками Сг демонстрирует значительное уширение гистерезисной области (> 2 кЭ) по сравнению с образцом Fe/Gd. Изменение знака остаточного момента (точка компенсации) происходит при более низкой температуре ~ 60 К.



Рис. 3. Кривые МОЭК при нескольких температурах для образцов Fe/Gd (a,b,c) и Fe/Cr/Gd (d,e,f)

Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии тонкой прослойки Cr на структурные и магнитные свойства слоистой системы Fe/Gd. Подчеркнем, что эффект прослойки Cr проявляется не только в сильном уменьшении величины межслойного взаимодействия, но также и существенной модификация магнитных характеристик слоев Fe и Gd, что можно связать с их структурными изменениями. Так, наблюдаемое уменьшение величины параметра ζ и более выраженный магнитный гистерезис для образца Fe/Cr/Gd по сравнению с Fe/Gd косвенно свидетельствует об изменении кристаллической структуры слоев Gd. Такая модификация кристаллической структуры слоев Gd подтверждается данными рентгеновских исследований, указывающих на формирование в слоях Gd кристаллитов ГПУ и ГЦК фаз при введении прослоек Cr в сверхрешетку Fe/Gd.

- R.E. Camley, Handbook of Surface Science, v. 5, Ch. 6 (Amsterdam: North-Holland, 2015).
- 2. B. Sanyal B. et al., PRL 104, 156402 (2010).
- 3. A.B. Drovosekov et al., JPCM 29, 115802 (2017).

Технологические способы увеличения чувствительности МЭМС-сенсоров магнитного поля на основе магниторезистивных тонких пленок

Н.А. Дюжев¹, А.С. Юров¹, М.Ю. Чиненков^{1,*}, М. Пушкина¹

1 Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, г. Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1 *chinenkov@inbox.ru

В данной работепроведено исследованиевлияния технологических параметров процесса магнетронного осаждения на размер зерна в пленках FeNi 20:80. Выявлено, что с увеличением температуры подложки от 270 до 390°С возрастает величина анизотропного магниторезистивного (AMP) эффекта с 1.2 до 2.3% и коэрцитивная сила с 1.6 до 5.3 Э.Задача увеличения AMP эффекта для увеличения чувствительности сенсора и задача уменьшения коэрцитивной силы для увеличения точности преобразования приводят к необходимости поиска оптимальной температуры осаждения пленки пермаллоя. Для определения оптимальной температуры осаждения была получена зависимость AMP эффекта и коэрцитивной силы от температуры подложки в процессе осаждения.Показано, что увеличение температуры подложки свыше 320°С приводит к росту коэрцитивной силы, но не приводит к существенному росту магнитосопротивления.

Введение

Свойство тонких магнитных пленок изменять свое сопротивление под воздействием внешнего магнитного поля нашло своѐ применение в создании эффективных устройств измерения магнитного поля [1]. Пленки пермаллоя FeNi широко используются при создании анизотропных магниторезистивных преобразователей (АМР преобразователи), преобразующих магнитный поток в электрический сигнал и использующихся в датчиках различного функционального назначения, таких как датчики тока, углового положения, оборотов, преобразующих магнитный поток в электрический сигнал за счет изменения проводимости при изменении угла между вектором тока и вектором намагниченности в пленке пермаллоя. Для обеспечения высокого уровня выходных характеристик АМР преобразователей необходимо максимально увеличить АМР эффект, определяющий амплитуду выходного сигнала и, при этом, не допустить сильного роста коэрцитивной силы и поля анизотропии для достижения максимального значения чувствительности и минимального гистерезиса. Однако, следует учитывать, что параметры магниторезистивного материала определяются в значительной мере составом и параметрами роста пленки, в частности средним размером зерна.

Основная часть

В данной работе был проведен эксперимент по определению влияния технологических параметров при магнетронном осаждении на скорость осаждения материала и размер зерна в пленках FeNi 20:80. Пленки пермаллоя были получены путем магнетронного осаждения на установке PhaseIIAJA [2]. Для установления зависимости между характеристиками пленок пермаллоя и выходными параметрами АМР преобразователей, прежде всего чувствительности, был проведен комплекс исследований, показавший существенное влияние температуры подложки на средний размер зерна в пленке пермаллоя (рисунок 1) при постоянной мощности на магнетроне 150 Вт и давлении рабочего газа 0.5 Па. На основе полученных с помощью ПЭМ фотографий осажденных пленок пермаллоя показано, что при увеличении температуры подложки с 270 до 390°С происходит увеличение кристаллита и увеличение шероховатости поверхности. Увеличение шероховатости поверхности подтверждается исследованиями на атомно-силовом микроскопе. Показано, что средняя высота частиц увеличилась с 0.75 до 5.85 нм.



Рис. 1. Зависимость среднего размера зерна от температуры подложки в пленке FeNi. Измерения среднего размера зерна проводились на многофункциональных аналитических рентгеновских системах «РИКОР-8», «X-RayMiniLab-6»



Рис. 2. Зависимость коэрцитивной силы (пунктирная линия) и АМР эффекта (сплошная линия) от среднего размера зерна



Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы (пунктирная линия) и АМР эффекта (сплошная линия) от температуры подложки

Выявлено, что с ростом размера зерна пленки возрастают величина АМР эффекта и коэрцитивная сила (рисунок 2). Наличие двух конфликтующих процессов, а именно увеличение АМР эффекта для достижения высокой чувствительности и уменьшение коэрцитивной силы для увеличения точности преобразования, приводит к необходимости поиска оптимальной температуры осаждения пленки пермаллоя. Для определения оптимальной температуры осаждения, на основании данных, представленных на рисунках 1 и 2, была получена зависимость АМР эффекта и коэрцитивной силы от температуры подложки в процессе осаждения, показанная на рисунке 3. Данный график показывает, что увеличение температуры подложки свыше 320 °С приводит к росту коэрцитивной силы и не приводит к существенному росту АМР эффекта [3]. В связи с этим, данная температура была признана оптимальной. Известно, что АМР эффект растет с увеличением толщины пленки пермаллоя. Однако при увеличении толщины увеличивается проводимость слоя и падает сопротивление диагонали моста АМР сенсора, что приводит к существенному разогреву и ухудшению температурных характеристик. Поэтому толщина магниторезистивного слоя выбрана максимальной, исходя из требования достижения сопротивлением диагонали моста значения 1.5 кОм при существующей топологии. Другие параметры магнетронного осаждения влияют на средний размер зерна и выходные параметры АМР преобразователей значительно слабее при их варьировании в рамках технических возможностей установки магнетронного осаждения PhaseIIAJA 150.

Заключение

Основываясь н экспериментальных результатах, температура подложки 320 °С считается оптимальной при осаждении пленок пермаллоя на установке PhaseIIAJA 150. На основе магнитных пленок с оптимальными параметрами осаждения был изготовлен сенсор, чувствительность которого составила 9.4 (мB/B)/(кA/м) вместо 3.0 (мB/B)/(кA/м).

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (Госзадание № 16.2475.2017/ПЧ), с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Микросистемная техника и электронная компонентная база».

- S. Tumanski.*Thin Film Magnetoresistive Sensors* // IOP Publishing Ltd(2001).
- N.A. Djuzhev, N.S. Mazurkin, V.S. Pozdnyakov, A.S. Iurov, M.Yu. Chinenkov // Semiconductors. Vol. 49.№ 13.Pp. 1739-1742. (2015).
- N. Djuzhev, A. Iurov, N. Mazurkin, M. Chinenkov, A. Trifonov, M. Pushkina // EPJ Web of Conferences (2018, in print).

Температурная возвратность и корреляция состояний магнитных наноструктур в Nb(70нм)/Ni[65%]Cu[35%](6.5нм)/Si

В.Д. Жакетов^{1, *}, С.Н. Вдовичев², Ю.В. Никитенко^{1, §}

1 Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия

2 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

* zhaketov@nf.jinr.ru, § nikiten@nf.jinr.ru

Проведены нейтронные рефлектометрические и магнитные исследования слоистой структуры Nb(70нм)/Ni_{0.65}Cu_{0.35}(6.5нм)//Si в температурном диапазоне *T*=1.5-10 К. При температуре *T*=9 К, которая несколько выше сверхпроводящей критической температуры структуры *T*_c=8.5 К наблюдается корреляция состояний магнитных наноструктур. При температуре *T*=4 К, что ниже *T*_c, наблюдалось явление возвратности магнитных состояний, существующих при *T*=9 К.

Введение

Хорошо известно явление возвратности сверхпроводимости в бислое, состоящем из сверхпроводящего (S) и ферромагнитного (F) слоѐв [1,2]. При увеличении толщины ферромагнитного слоя d_f температура S перехода бислоя T_c уменьшается, достигает минимума, а затем начинает возрастать. В результате, на зависимости T_c (d_f) наблюдается максимум, а иногда даже два минимума. Другого типа возвратность, а именно возвратность магнитного состояния F/S бислоя в зависимости от температуры, наблюдалась в работе [3].

Структура Ni_{0.65}Cu_{0.35}(6.5нм)/Nb(70нм)

Структура Si(1мм)//Ni_{0.65}Cu_{0.35}(6.5нм)/Nb(70нм) была изготовлена методом магнетронного распыления в ИФМ РАН (Нижний Новгород). Переход структуры в сверхпроводящее состояние происходит при температуре T_c =8.5 К. Из-за шероховатостей границ раздела и взаимного проникновения элементов, ширины распределений никеля и меди составили 6.5 нм по сравнению с номинальным значением 4 нм. Границы раздела слоѐв являются достаточно протяжѐнными и сравнимыми по толщине с значениями ферромагнитных и сверхпроводящих корреляционных длин.

Нейтронные измерения

В нейтронных измерениях регистрировались когерентно взаимодействующие и некогерентно взаимодействующие со структурой нейтроны.

К первым относятся зеркально отраженные (интенсивность $I_{\rm R}$) и прошедшие структуру (интенсивность $I_{\rm T}$) нейтроны ($I_{\rm R+T} = I_{\rm R} + I_{\rm T}$), ко вторым – рассеянные нейтроны (интенсивность $I_{\rm S}$).

На рис.1(а) показана зависимость $I_{R+T}(T)$ для поляризованных вдоль магнитного поля нейтронов $(P_0=+1)$ с длиной волны нейтронов $\lambda=2$ Å в случаях, когда магнитное поле равно Н=26 Э (состояние №1, зависимость 1), Н= 26 Э после наложения на образец Н=500 Э (состояние №2 остаточной намагниченности, зависимость 2) и Н=200 Э (состояние №3, зависимость 3). Видно, что зависимости 2 и 3 проходит выше зависимости 1, что соответствует рассеянию нейтронов из когерентного канала на доменах и на доменных стенках (структура №1). В размагниченном состоянии **№**1, плотность доменных стенок выше и домены по размеру меньше, чем в состояниях №2 и №3. При Т=4 К для всех состояний и при *T*=9 К для состояний №1 и 2 интенсивность нейтронов уменьшается (рассеяние нейтронов увеличивается), что соответствует размагничиванию магнитного слоя.

На рис.1(б) показана аналогическая зависимость, но для длины волны λ =1 Å. Видно, что рассеяние практически отсутствует для всех состояний при температуре *T*=6 K, существует при 4 и 9 K для состояния №2 и существует при 4 K для состояния №3, но отсутствует для состояния №1. Различие в рассеянии нейтронов при λ =1Å для трѐх состояний естественно связать с появлением в состояниях №2 и №3 новой структуры №2.



Рис. 1. а - зависимость I_{R+T} (*T*) для нейтронов с λ =2 Å и P_0 =+1 в состояниях №1(1), №2(2) и №3(3); б – аналогично для λ =1 Å; в - Зависимость $\alpha \Delta S$ (ΔS =S(4 K, H)-S(6 K, H), α = 1/(1-S(6 K, H)) от длины волны нейтронов в состояниях №1(1), №2(2) и №3(3), зависимость $\alpha \Delta S$ (ΔS = S(9 K, 25 Э) - S(6 K, 25 Э), α = 1/(1-S(6 K, 25 Э)) от длины волны нейтронов в состоянии №2(4)

Определим характерные размеры магнитных структур №1 и №2. Из Рис.1(в) видно, что интенсивность рассеяния на структуре №1 осциллирует в зависимости от длины волны нейтронов. Извлекая корреляционную длины L_1 (толщины доменной стенки), получим диапазон значений от 0.23 до 1.6 нм. Для структуры №2, проявляющейся при λ =1 Å, соответственно, имеем диапазон значений характерной длины L_2 =0.05-0.4 нм.



Рис. 2. а – зависимость интенсивности нейтронов, регистрируемой вне канала когерентного рассеяния, от температуры в состоянии №2 при λ = 5 Å для P_0 =+1(1), P_0 =0(2) и P_0 =-1(3); **б** - карта пространственного распределения I_2 (4K)- I_2 (6K) для состояния №2; **в** - магнитная структура ферромагнитного слоя

На рис.2(а) приведены зависимости интенсивности рассеяния $I_{\rm S}$ от температуры для положительной (P_0 =+1) и отрицательной (P_0 =-1) поляризаций пучка нейтронов. При 4 и 9 К рассеяние поляризационночувствительное и связано с рассеянием на решетке атомно-магнитных кластеров (структура 3), магнитные моменты которых ориентированы против направления вектора напряженности магнитного поля. Анализ рассеяния нейтронов, регистрируемых детектором (рис.2(б)), позволил извлечь значение межплоскостного расстояния решетки кластеров, составляющего 7 нм.

Заключение

Таким образом магнитный слой состоит из трèх магнитных структур (рис.2(в)). Наблюдается температурная возвратность магнитного состояния при *T*=4 K, существовавшее при T=9 K. Также при данных температурах наблюдается корреляция магнитных состояний структур, т.к. при этом магнитные моменты кластеров разупорядочиваются по направлению в малом поле (состоянии №1) или ориентируются против направления магнитного поля в состояниях №2 и №3.

Литература

1. C Strunk, S. Surgers, U. Paschen et al.// Phys. Rev. B 49, 4053 (1994).

2. J.S. Jiang, D. Davidovic, D.H. Reich et al.// Phys. Rev. Lett. 74, 314 (1995).

3. V.L. Aksenov, Yu.N. Khaidukov, Yu.V. Nikitenko // Journal of Physics: Conference Series 211, 012022(2010).

Структура и магнитные свойства металлических нанопроволок, полученных методом матричного синтеза

Д.Л. Загорский¹, С.А. Бедин¹, И.М. Долуденко^{1,2}, А.С. Шаталов^{1,2}, О.М. Жигалина¹, К.В. Фролов¹, А.А. Ломов³, М.А. Чуев³

1 ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский проспект, 59, Москва, 119333.

2 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

3 Физико-Технологический институт РАН, Москва.

*dzagorskiy@gmail.com

Синтез образцов

Массивы нанопроволок (НП, с поверхностной плотностью 10^8 на кВ.см., диаметром 50-200 нм и длиной 5-10 мкм) получены методом матричного синтеза[1]. В качестве матрицы (темплейта) использовались полимерные (ПЭТФ) трековые мембраны (ОИЯИ, г.Дубна) - как промышленные, так и специально приготовленные. Поры в матрицах заполнялись стандартным электрохимическим методом, при этом получаются массивы (ансамбли) параллельных нитей - нанопроволок. Гальваническое осаждение металлов (одного металла-гомогенные НП или двух и более металлов - описано в ряде работ [2,3].

В работе были синтезированы однокомпонентные НП из чистых металлов (Fe,Ni,Co) и двухкомпонентные НП. В первом случае образуются гомогенные НП, во втором случае – в зависимости от условий роста – могут быть получены как гомогенные НП («сплавы»), так и гетерогенные («слоевые») - из чередующихся слоев различного состава (например Ni/Cu или Fe/Cu). Для первых двух случаев были получены и изучены т.н. потенциостатические кривые - графики зависимости тока от времени при постоянном напряжении. Исследованы особенности процесса электроосаждения: показано, что процесс осаждения имеет нелинейную временную зависимость, связанную с диффузионными ограничениями в узких поровых каналах. Показано, что при выходе растущего металла за пределы поры происходит резкое изменение условий роста и сдвиг катодного потенциала. При получении «слоевых» структур чередовании изменение состава достигалось периодическим изменением потенциала гальванического осаждения. Для процесса осаждения из двухкомпонентных составов уточнена методика выбора и изменения потенциала осаждения при осаждении чередующихся слоѐв; определена зависимость скорости от условий осаждения.

Микроскопия

Исследования проводились на СЭМ и ПЭМ (с элементным анализом-РСА). Изучена топография массивов НП, показано, что их диаметр отличается от диаметров пор матрицы. Для «сплавов» показано: а) отличие элементного состава от состава ростового раствора (в т.ч. из-за т.н. «аномального» электроосаждения), б) неравномерное распределение элементов по длине НП (очевидно из-за различных скоростей диффузии ионов). Изучена (ПЭМ+РСА) мелкозернистая структура НП (кристаллиты с характерным размером 20-30 нм). Для «слоевых» НП (напр. Ni/Cu) обнаружены фаза чистого Cu(Fm3m) и фаза Ni (Fm3m, твердый раствор на основе никеля), с примесями (в основном - медь, до 20%). Показано, что слои металлов имеют различный диаметр, а толщина их меняется вдоль НП. Начато изучение межслоевых границ-«интерфейсов».

Рентгеноструктурные исследования во всех случаях показали наличие кубических фаз, соответствующих элементному составу. Отметим, что параметр кубической решетки был несколько меньше, чем для соответствующего объемного материала – возможно, это связано с некоторым «сжатием» металла в процессе роста в узких поровых каналах. Для слоевых НП показано, что для тонких слоев (толщина 7-20 нм) происходит заметное уширение линий и некоторое уменьшение параметра решетки.

Мёссбауэровская спектроскопия

Измерение железосодержащих НП (сплавы) показало, что все образцы являются ферромагнитными. Показано, что спектры НП из чистого железа зависят от ростового напряжения (тем самым - от скорости роста): лишь при минимальном напряжении (800 мВ) спектр представляет «классический» секстет с соотношением интенсивностей 3:2:1:1:2:3, характерным для объемного α-железа с отсутствием намагниченности. При увеличении скорости роста изменяется направление намагниченности НП, а при напряжении выше 1000 мВ спектр представляет из себя парамагнитный дублет. Спектры двухкомпонентных НП сложнее. FeNi в отличие от FeCo- многокомпонентные (2 основные фазы). Для НП с малым диаметром (50-100 нм) отношение интенсивностей линий в секстете сильно отличается от 3:2:1из-за магнитной текстуры. Значения сверхтонких полей Bhf составляют 26,5 ÷ 33,5 Тл - что меньше, чем для НП из FeCo (Bhfe=36 Тл). Кроме того, присутствует парамагнитный дублет. Для образцов НП с диаметром 200 нм соотношение интенсивностей близко к 3:2:1 - т.е. характеристики близки к объемному материалу.

Магнитные характеристики

Магнитные характеристики оценивались по петлям гистерезиса (вибрационный магнетометр). Для неориентированных образцов НП из FeCo-сплава (рост при U= 850 мВ) наблюдалась широкая петля гистерезиса (ПГ). Коэрцитивная сила (КС) составляла 1200 Э а остаточная намагниченность (ОН)-12 memu). Для FeNi образца (рост при U 1 В)- узкая ПГ (КС -75Э и ОН-1 тети). В обоих случаях повышение ростового напряжения приводило к повышению «магнитожестких» характеристик (КС и ОН) - очевидно, из-за образования более мелкозернистой структуры, что подтверждалось РСА. Ориентированные образцы (FeNi сплав): для НП с диаметром 100 нм ПГ достаточно узкая, свойства близки к магнитомягким. Но для НП с малым диаметром (30 и 50 нм) ПГ шире, а КС и ОН высоки из-за затруднения вращения доменов (геометрические ограничения). Т.е. НП из магнитомягкого никелевого сплава становятся магнитожесткими при уменьшении диаметра. Полученные ПГ представлены на Рис.1. Была изучена температурная зависимость ПГ- заметных различий между спектрами полученными при 77К и 300К обнаружено не было.



Рис. 1. Петли гистерезиса для НП из никелевого сплава. Слева - диаметр НП 30 нм, справа- 100 нм. Дана также ориентационная зависимость (в рамке приведен угол между направлением поля и плоскостью пленки: т.е. 90 градусов - это для направления поля вдоль НП)

Особое место занимают эксперименты получению НП в магнитном поле: гальванический рост массивов НП (из чистого металла, сплава и слоевая) проводился во внешнем поле (0,25 Тл) с разной «полярностью». Показано, что приложение поля ускоряет рост НП, несколько меняет топографию получаемых НП и приводит к появлению текстуры в массиве НП.

Перспективы применения

Рассмотрены первые результаты по использованию массивов для генерации ТГц излучения (совместно с ИРЭ РАН); по применению магнито-силовой микроскопии к изучению перемагничивания отдельных НП во внешних полях (совместно с Казанским ФИЗТЕХом); по применению массивов однокомпонентных НП (в полимерной матрице) для поглощения электромагнитного излучения (совместно с ТГУ и БГУ)

Работа проводилась при частичной поддержке Гранта РФФИ 15-08-04949.

- 1. Martin C.R. // Science. 1961. P. 266.
- Давыдов А. // Электрохимия. 2016. Т. 52. № 9. С. 905.
- Va'zquez M. //Magnetic Nano- and Microwires: Design, Synthesis Properties & Applications. 2005. P. 395.

Химический состав разбавленного магнитного полупроводника InMnAs

С.Ю. Зубков¹, Р.Н. Крюков^{1, *}, Д.Е. Николичев¹, М.В. Дорохин², Б.Н. Звонков²

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kriukov.ruslan@yandex.ru

Исследован фазовый состав разбавленного магнитного полупроводника InMnAs, полученного методом импульсного лазерного осаждения. Обнаружено, что при концентрации марганца на уровне 10 ат.% основной магнитной фазой является соединение MnAs. Понижение температуры роста слоя InMnAs до 320°C не позволило предотвратить сегрегацию марганца на поверхности слоев

Введение

Системы A₃B₅, легированные магнитными примесями, как, например, разбавленные магнитные полупроводники (РМП) InMnAs, являются актуальными материалами спинтроники. Присутствуют лишь единичные работы по исследованию магнитных [1], электрических [2] и структурных свойств этого РМП [3]. Остается много вопросов, связанных с распределением содержания химических соединений в таких системах. Для решения проблемы в работе использовался метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Методика эксперимента

Ферромагнитная полупроводниковая гетероструктура InMnAs/GaAs/InGaAs была сформирована в два этапа. Сначала на подложке *n*-GaAs (001) методом MOC-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и температуре 600°С выращивался буферный слой GaAs. Далее наращивался слой нелегированного GaAs, квантовая яма InGaAs и спейсерный слой GaAs. Затем при температуре 320°С методом лазерного распыления металлического Mn и InAs в газовой среде арсина выращивался ферромагнитный слой InMnAs. Температура роста РМП снижалась для уменьшения диффузии Mn в спейсер и сегрегации его на поверхность.

Исследования образцов методом РФЭС проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовались Mg K_a или Al K_aизлучение. Диаметр области анализа составлял 3 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ar⁺ с энергией 1 кэВ. Предельная обнаруживаемая концентрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составляла 0,1 - 1 ат.%. Для определения концентрации химических элементов производилась запись ФЭ-линий O 1*s*, C 1*s*, Mn $2p_{3/2}$, In 3*d*, Ga 3*d*, As 3*d*.

Спектры снимались при энергии пропускания анализатора 50 эВ и шаге по энергии 0,2 эВ. Математическая обработка спектров проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3.

Результаты

На рис. 1 представлен профиль распределения элементов по глубине в структуре InMnAs/GaAs/ In-GaAs.



Рис. 1. Профиль распределения химических элементов по глубине в структуре ССИД со слоем InMnAs

Из профиля распределения элементов по глубине рис.1 видно, что профиль распределения In не является резким, концентрация In плавно спадает при удалении от границы InMnAs/GaAs. Это свидетельствует о диффузии индия в спейсер GaAs, которая может осуществляться из слоѐв твѐрдого раствора InGaAs или InMnAs. Последнее может быть обусловлено действиями упругих напряжений в структуре, связанных с согласованием параметров решѐтки GaAs и InAs.

Диффузия индия преимущественно из слоя РМП, подтверждается также и тем, что размытие профиля индия на структурах типа GaAs/InGaAs/GaAs с аналогичной концентрацией ранее не фиксировалось. В исследованных структурах форма квантовой ямы на профиле распределения содержания индия по глубине также осталась неизменной по сравнению с контрольными структурами без InMnAs.

Стоит отметить, что понижение температуры роста инжектора до 320°С не предотвратило сегрегацию марганца на поверхность образца. Небольшая глубина проникновения кислорода вглубь образца говорит об отсутствии протяженных дефектов, по которым он мог бы диффундировать.



Рис. 2. Результаты химического анализа структуры InMnAs/GaAs/InGaAs: (а) основные марганец содержащие соединения; (б) кислородосодержащие фазы

Основным химическим соединением в слое разбавленного магнитного полупроводника является InAs, а в остальных слоях - GaAs. Помимо этого, химический анализ выявил присутствие трех химических фаз марганца, соотношение которых оказывает значительное влияние на ферромагнетизм слоѐв InMnAs: арсенид марганца, марганец междоузельный и марганец замещающий. MnAs является превалирующим соединением, и его концентрация на протяжении всего слоя РМП составляет около 80 % от общего содержания Mn. Остальные 20 % составлял марганец междоузельный. Последний сегрегирует на поверхность образца, где окисляется.

а

Замещающий марганец присутствует только на гетерогранице инжектор/спейсер. Максимальная концентрация замещающего марганца, детектируемого на гетерогранице РМП/GaAs, не превышала 0,6 ат.%. Наличие этой фазы только на гетерогра-

нице, может указывать на то, что еè присутствие обусловлено диффузией марганца в процессе роста слоя.

Таким образом, можно предположить, что ферромагнитные свойства слоя InMnAs, полученного методом импульсного лазерного осаждения, и исследованные ранее в [1], в большей степени обусловлены присутствием в слое фазы MnAs.

- Yu.A. Danilov, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova et. al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 42, 035006 (2009).
- О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков и ∂p. // ФТТ, V. 50, № 1, 50 (2008).
- A.V. Kudrin, A.V. Shvetsov, Yu.A. Danilov et. al. // Phys. Rev. B, V. 90, 024415 (2014).

Регистрация магнитных частиц в наноматериалах с помощью датчиков магнитного поля

Л.П. Ичкитидзе^{1, *}, С.В. Селищев¹, М.В. Белодедов²

1 Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1, МИЭТ, 124498.

2 МГТУ им. Н. Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1, Москва, 105005.

* leo852@inbox.ru ichkitidze@bms.zone

Проведена оценка размеров сферических магнитных частиц, которые возможно регистрировать современными датчиками слабого магнитного поля. Расчеты проведены для магнитометров, работающих в фоне магнитного поля Земли, состоящих из двух датчиков магнитного поля в режиме «дифференциальный магнитометр». Показано, что из всех известных датчиков СКВИДы и комбинированный датчик магнитного поля позволяют зарегистрировать магнитные частицы и наночастицы с наиболее маленькими размерами ≤ 0,1 µм, в случае, если они находятся на расстояние ≤ 1 мм от датчика. Указана возможность использования рассмотренных датчиков для неинвазивной фиксации агрегатов углеродных нанотрубок, содержащихся в композитных наноматериалах медицинского назначения.

Введение

Многочисленные современные наноматериалы содержат магнитные частицы микронных, субмикронных и нанометровых размеров. В этом плане особое место занимают углеродные нанотрубки (УНТ) и наноматериалы на их основе. В частности, УНТ могут включать в себя каталитические частицы железа, а также другие магнитные частицы, инкапсулированные в них. Наночастицы железа на концах УНТ (размеры ≤ 5 нм) могут быть использованы для магнитной записи информации. Одновременно стенки нанотрубок послужат разделителями между частицами железа, что обеспечит высокую плотность записи информации $\geq 10^{12}$ бит/см².

Особый интерес заслуживает возможности применения магнитных частиц и наночастиц в биомедицине. УНТ могут функционализированы магнитными наночастицамы и векторными фрагментами, что обеспечит направленную доставку препаратов в нужный орган. В УНТ капсулированные суперпарамагнитные начастицы (частицы железа, размеры 5-30 нм) могут значительно улучшить контрастность метода магнитно-резонансной томографии, что чрезвычайно важно в диагностике. 3-D композитные наноматериалы, в составе которых входит бычий сывороточный альбумин (БСА, матрица) и УНТ (наполнитель) или их водные суспензии, перспективны в качестве различных биорезербируемых имплантов костной ткани, или в качестве биоприпоя для лазерной сварки биологических тканей [1]. Следовательно, представляет интерес неинвазивный контроль датчиком магнитного поля (ДМП) биологического объекта, содержащего нанотрубки.

Неинвазивная регистрация нанотрубок путем определения их магнитного поля позволит судить о состояниях имплантата или соединения биологических тканей методом лазерной сварки.

Здесь даны оценочные значения размеров магнитных частиц и их удаления от ДМП при наибольшей магнитной чувствительности последнего.

Методика расчета

В расчетах использовались характеристики современных датчиков слабых магнитных полей в режиме работы «дифференциальний магнитометр (градиентометр)». Минимальный размер магнитной частицы железа, обнаруженный дифференциальным магнитометром на фоне магнитного поля Земли *B*₀ оценивался согласно [2]:

$$r \approx \left[\frac{2B_0}{\Delta B} \left[\left(\frac{1}{l}\right)^3 - \left(\frac{1}{l+l_0}\right)^3 \right] \right]^{-\frac{1}{3}}.$$
 (1)

Здесь r — минимальный радиус сферической магнитной частицы железа, ΔB — разрешение дифференциального магнитометра (минимальное значение регистрируемого магнитного поля), l — расстояние от ближайшей части магнитометра до центра частицы, l_0 — база магнитометра, т.е. расстояние между его приѐмными частями. Ось приѐмных катушек дифференциального магнитометра и магнитная частица расположены на одной линии. Оценка (1) получена при очевидных предположениях, что магнитная проницаемость фона (воздуха) пренебрежимо мала относительно магнитной проницаемости железной частицы и $B_0 \approx 50 \ \mu\text{Tn}$.

Результаты

На рис. 1 представлены зависимости r(l) при различных разрешениях магнитометра. Видно, что высокое значение разрешающей способности магнитометра ($\Delta B \sim 10^{-15}$ Тл) и его близость к магнитной частице (l~1 мм) позволяет регистрировать еè на уровне субмикронных размеров (~0,1 µм). Также с уменьшением l величина r уменьшается до нанометров. Однако упомянутые значения (ΔB ~10⁻¹⁵ Тл, *l* ≤1 мм) реализуемы при использовании СКВИД-магнитометра или комбинированный ДМП (КДМП) [3]. При выводе соотношения (1) принимается условие, что диаметры приемных катушек магнитометра пренебрежимо малы относительно размера l, что не выполняется в СКВИДе при $l \le 10$ мм. Это ухудшает разрешение по r. Следовательно, более выгодно использовать КДМП с наноструктурированной активной полосой на основе концентратора магнитного поля из сверхпроводящей пленки (пленка ниобия), и слои на эффекте гигантского магнитосопротивления (пленки пермаллоя) в качестве магниточувствительного элемента [4]. В таком КДМП диаметр приемной катушки (≤2 мм) может быть в несколько раз меньше, чем в коммерческих СКВИДах [5], при разрешающей способности $\Delta B \sim 10^{-14} - 10^{-15}$ Тл.



Рис. 1. Зависимость r(l) при различных значениях ΔB , Тл: о – 10⁻¹⁵; Δ – 10⁻¹²; \diamond – 10⁻⁹; – 10⁻⁶

При $\Delta B \sim 10^{-12}$ Тл на расстояние $l \leq 1$ мм возможна регистрация магнитных частиц с $r \sim 1$ µм. Для этого случая подходят СКВИДы и КДМП, а также магнитометры на эффекте ядерно-магнитного резонанса с

лазерной накачкой (ЯМР ЛН) и магнитомодуляционные датчики (ММД) на основе высокотемпературных керамических материалов [6]. В случаях $\Delta B \sim 10^{-9}$ Тл и 10^{-6} Тл на расстоянии $l \leq 1$ мм возможна регистрация магнитных частиц с размерами 0,1 мм и 1 мм, соответственно. Для этих случаев надлежащими могут быть применения ДМП на эффектах гигантского магнитосопротивления (ГМС) и Холла, соответственно.

СКВИДы, КДМП и ММД являются наиболее высокочувствительными ДМП и позволяют регистрировать магнитные частицы с размерами ~ 0,1–10 μ м, но требуют для своей работы криогенное охлаждение (температура ~ 4–77 К), а ДМП на эффектах ЯМР ЛН, ГМС и Холла менее чувствительны, могут работать при комнатной температуре и регистрировать более крупные частицы ($r \sim 0,01-1$ мм).

Заключение

Полученные оценочные значения $\geq 0,1 \ \mu m$ гораздо больше, чем ориентировочный ^{*r*}диаметр каталитической железной частицы (~ 1 нм) в одной УНТ, поэтому рассмотренные ДМП не в состоянии регистрировать единичные нанотрубки. Однако, в наноматериалах они часто агрегируются в форме жгутов, скоплений и глобул. В частности, в наноматериале БСА/УНТ образуются глобулы (агрегаты) диаметром 1– 5 мкм, содержащие многочисленных нанотрубки, которые, по всей видимости, зафиксируют рассмотренные ДМП. По-видимому, они также смогут почувствовать «леса» из УНТ.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта Минобрнауки РФ (соглашение №14.578.21.0234, RFMEFI57817X0234).

- 1. Л.П. Ичкитидзе, С.В. Селищев, А.Ю. Герасименко, *и др.* // Медиц. техника, № 5, 40 (2015).
- Г.Н. Щербаков, М.А. Анцелевич, Д.Н. Удинцев // Спец. техника, 1, 29 (2005).
- D. Robbes //Sensors and Actuators A: Physical. V. 129(1), 86 (2006).
- 4. L.P. Ichkitidze, N.A. Bazaev, Telyshev D.V., *et al.* // Biomedical Engineering, V.48(6), 305 (2015).
- 5. http://www.supracon.com
- А.И. Головашкин, Н.Д. Кузмычев, В.В. Славкин // ЖТФ, Т.76, 81 (2006).

Равновесный спиновый ток в многослойных магнитных системах с неколлинеарным распределением намагниченности

Е.А. Караштин^{1,2,*}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

eugenk@ipmras.ru

В работе приведено исследование равновесного спинового тока между двумя ферромагнитными слоями с неколлинеарной ориентацией намагниченности в зависимости от наличия и типа дополнительного слоя, разделяющего их. Рассмотрен случай прослойки с геликоидальным распределением намагниченности (в частности, это может быть доменная стенка блоховского типа) и проведено сравнение равновесного спинового тока в этом случае со случаем резкой границы между ферромагнитными берегами. Также рассмотрен случай, когда намагниченности берегов коллинеарны друг другу (геликоидально намагниченная прослойка при этом остается неколлинеарно намагниченной). Исследована зависимость равновесного спинового тока от параметров рассматриваемой системы.

Известно, что в магнитных системах с неколлинеарным распределением намагниченности возможно наличие равновесных спиновых токов [1]. Из симметрийных соображений ясно, что спиновый ток может возникать лишь в системах, в которых отсутсвует симметрия по отношению к операции пространственной инверсии. В последнее время много исследований посвящено спиновым токам в системах, состоящих из двух ферромагнетиков, разделенных немагнитной прослойкой [2,3]. Согласно этим исследованиям, спиновые токи возникают между ферромагнитными берегами в случае, когда их намагниченности не параллельны друг другу, что соответствует симметрийным соображениям. Также подчеркивается важность наличия между ними потенциального барьера и связанного с ним отражения от границ электронов проводимости с изменением спинового состояния. Данная особенность системы дает дополнительную пространственную асимметрию. Другой изученной системой с равновесным спиновым током является геликоидальная магнитная структура [4]. В такой структуре отсутсвие симметрии по отношению к операции инверсии пространственных координат достигается лишь за счет асимметрии распределения намагниченности.

В настоящей работе рассмотрена система, состоящая из двух ферромагнитных берегов, имеющих в общем случае неколлинеарные магнитные моменты, которые разделены плоской геликоидальной магнитной прослойкой (Рисунок 1). В простейшем случае это может быть доменная стенка блоховского типа. Детально проанализирован случай неколлинеарно намагниченных ферромагнитных берегов и произведено сравнение спиновых токов в данном случае со спиновыми токами в системе, в которой геликоидально намагниченная прослойка отсутствует и намагниченность терпит скачок на границе. Рассмотрение такой задачи позволяет произвести оценку влияния нелокальности изменения намагниченности на наличие и величину спиновых токов в неколлинеарно намагниченной плоскослоистой магнитной системе.

Кроме того, рассмотрен случай, в котором намагниченности берегов ориентированы коллинеарно, а неколлинеарное распределение магнитного момента в структуре достигается лишь за счет неколлинеарности намагниченности в геликоидально намагниченной прослойке между берегами. Поскольку спиновые токи локализованы вблизи границы, где намагниченность пространственно-неоднородна, в данном случае также возможно их возникновение. Это означает, например, что вблизи блоховской доменной стенки между доменами с противоположной (коллинеарной) ориентацией намагниченности будет протекать спиновый ток.

В рамках простого баллистического квантовомеханического подхода, основанного на решении уравнения Шредингера для электронов проводимости в s-d-модели обменного взаимодействия с по-



Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой неколлинеарной системы. Штриховой линией обозначены границы между слоями

следующим усреднением по равновесной функции распределения, рассчитан спиновый ток в указанных системах. Разность потенциалов и отличие намагниченностей ферромагнитных берегов в рассматриваемой системе могут, как было сказано выше, вносить дополнительную пространственную асимметрию. Исследована зависимость спинового тока в берегах как от толщины и особенностей распределения магнитного момента в прослойке между берегами, так и от потенциала и магнитного момента самих берегов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №16-12-10340).

- 1. E. Sonin // Advances in Physics **59**, 181 (2010).
- J. Wang, K.S. Chan // Phys. Rev. B 74, 035342 (2006).
- B. Wang, J. Peng, D.Y. Xing, J. Wang // Phys. Rev. Lett. 95, 086608 (2005).
- J. Konig, M.C. Bonsager, A.H. MacDonald // Phys. Rev. Lett. 87, 187202 (2001).

О методе контроля взаимодействия Дзялошинского-Мория и скирмионах в пленках Ru/Co/W/Ru

А.Г. Колесников¹, А.В. Огнев^{1*}, М.Е. Стеблий¹, Л.А. Чеботкевич¹, А.В. Герасименко², А.В. Садовников^{3, 4}, С.А. Никитов^{3, 4}, А.С. Самардак^{1, 5}

1 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия.

2 Институт химии Дальневосточного отделения Российской академии наук, Владивосток, Россия.

3 Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, Саратов, Россия.

4 Институт радиотехники и электроники им. К.А. Котельникова РАН, Москва, Россия.

5 Center for Spin-Orbitronic Materials, Korea University, Seoul, Republic of Korea.

*ognev.av@dvfu.ru

Усиление спин-орбитальных эффектов, возникающих на границе ферромагнетик (ФМ)/тяжелый металл (ТМ), возможно за счет нарушения инверсионной симметрии. В данной статье мы показали, что добавление ультратонкого слоя вольфрама (W) между кобальтом и рутением в пленках Ru/Co/W/Ru, позволяет сохранить перпендикулярную анизотропию (ПМА) индуцировать сильное интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мория (иДМВ). Установлено, что ПМА сохраняется при увеличении толщины слоя W до 0.35 нм. Измерения методом спектроскопии Бриллюэновского рассеяния света показали, что максимальное значение константы иДМВ наблюдается при толщине W = 0.24 нм и составляет 3.1 -эрг/см². Экспериментально и с помощью микромагнитного моделирования показано, что в пленках Ru/Co/W/Ru зарождаются стабильные магнитные скирмионы.

Введение

Пленки с интерфейсами ФМ/ТМперспективны для практического применения [1] и в нихобнаруженыследующие спин-орбитальные эффекты (СОЭ): спин-орбитальное вращение (СОВ) [2]; иДМВ [3]; анизотропное киральное затухание [4] и др. СОВ позволяет управлять процессами зарождения доменов, движения доменных границ и перемагничивания путем пропускания тока в плоскости пленки с ПМА. иДМВ позволяет стабилизировать гомокиральные доменные границыи топологически устойчивые конфигурации, например, скирмион.

Данные эффекты возникают на интерфейсахи результат их действия сильнее проявляется в тонких ферромагнитных слоях [5-7]. При этом СОЭ, возникающие на противоположных интерфейсах ФМ слоя, могут приводить к взаимному ослаблению, либо усилению суммарного эффекта в зависимости от знака взаимодействия.

В данной работе для сохранения ПМА, а также создания асимметрии на верхнем интерфейсе была добавлена тонкая прослойка W между Co и Ru. Мы исследовали влияние толщин слоев кобальта и вольфрама на величину ПМА,на магнитную микроструктуру, иДМВ и на процессы перемагничивания пленок Ru/Co/W/Ru.

Эксперимент

Поликристаллические пленки Ru/Co/W/Ru были получены методом магнетронного распыления на подложку SiO₂ при комнатной температуре. Базовое давление в камере составляло 10^{-8} Topp. Давление рабочего газа Ar⁺ 10^{-4} Topp. Для точного контроля толщин формируемых слоев были использованы низкие скорости осаждения материалов V_{Ru}=0.011 нм/с, V_{Co}=0.018 нм/с, V_W=0.02 нм/с. Толщина слоя кобальта (t_{Co}) изменялась в пределах от 0.7 до 1.5 нм. Толщины буферного и покрывающего слоев рутения составляли 10 и 2 нм соответственно. Толщина модифицирующего слоя вольфрама (t_W) варьировалась в пределах от 0 до 0.4 нм.

Результаты

Результаты исследования ПМА в зависимости от толщины прослойки Шпредставлены на рис. 1. При фиксированной толщине кобальта слоя $t_{Co}=1$ нм толщина прослойки вольфрама варьировалась в диапазоне от 0 до 0.4 нм. При перемагничивании в перпендикулярном поле петля гистерезиса сохраняет прямоугольную форму до толщины $t_W=0.35$ нм (Рис. 1а). В этом диапазоне с ростом t_W уменьшается коэрцитивная сила (H_c) (Рис. 1b). Для определения величины константы эффективной анизотро-

пии (Рис. 1d) были измерены петли гистерезиса в поле, приложенном параллельно плоскости пленки (вдоль оси трудного намагничивания) (Рис. 1c). При добавлении тонкого модифицирующего слоя W t_w=0.05 нм наблюдается резкое падение K_{eff} c 0.7 Мэрг/см³ до 0.55 Мэрг/см³ (ΔK_{eff} =0.15 Мэрг/см³), что также влияет на величину коэрцитивной силы. Однако при дальнейшем увеличение толщины вольфрама до одного монослоя t_w<0.21 нм энергия эффективной анизотропии не изменяется.



Рис. 1. Петли гистерезиса измеренные в поле, приложенном (а) перпендикулярно и (с) параллельно к плоскости пленки, для пленок Ru(10)/Co(1)/W(t_w)/Ru(2) (толщина в нм) с разной толщиной прослойки вольфрама. (с) Зависимость коэрцитивной силы H_c от толщины вольфрама. (d) График зависимости константы эффективной анизотропии K_{eff} от толщины вольфрама

Для количественного измерения константы иДМВ был использован метод спектроскопии Бриллюэновского рассеяния света, основанный на неупругом рассеянии света на магнонах (спиновых волнах) разной киральности. Мы рассмотрели влияние состава на величину иДМВ. Для этого были исследованы две серии образцов: с разной толщиной ферромагнитного слоя Ru(10)/Co(t_{Co})/W(0.23)/Ru(2) и с переменной толщиной модифицирующего слоя вольфрама - Ru(10)/Co(1)/W(tw)/Ru(2). На Рис. 2b приведена зависимость D от толщины слоя кобальта. При t_{Co}<1.17 нм наблюдается нелинейная зависимость D от толщины кобальта. При толщинах t_{Co}>1.17 нм, в области плоскостной анизотропии, наблюдается значительное уменьшение иДМВ, при t_{Co}=1.5 нм D=0.4 эрг/см². Максимум иДМВ D=2.1 эрг/см² наблюдается при t_{Co}=1 нм, при данной толщине была исследована зависимость $D=f(t_W)$ (Рис. 2b).



Рис. 2(а) Зависимость константы иДМВ от толщины слоя кобальта при фиксированной t_w=0.23 нм. (b) Зависимость константы иДМВ от толщины прослойки вольфрама при t_{co}=1 нм

Результаты исследования доменной структуры полярным эффектом Керра показали, что иДМИ может стабилизировать скирмионы в образцах с малой ПМА (K_{eff} = 0.3×10⁶эрг/см³), которая наблюдается в образцах Ru/Co/W/Ru с толщиной слоя кобальта t_{Co} = 1.1 нм.

Выводы

Для пленок Ru/Co/W/Ru установлены диапазоны толщин ферромагнитного (0.8 $\text{нм} < t_{Co} < 1.17 \text{ нм}$) и модифицирующего слоев ($t_W \le 0.35 \text{ нм}$), при которых сохраняется ПМА и усиливается иДМИ. Добавление прослойки W приводит к снижению упругих напряжений в ферромагнитном слое, сглаживанию шероховатостей границы раздела и уменьшению коэрцитивной силы. Показана возможность зарождения скирмионы в пленках только с одним ультратонким ферромагнитным слоем.

Работа была частично поддержана РФФИ (грант 17-52-45135), Минобрнауки РФГЗ (3.5178.2017 / 8.9 и 3.4956.2017), грантом Президента России (МК-2643.2017.2) и Brain Pool Program (172S-2-3-1928).

- Aurélien Manchon "Chiral Magnetism and Spin-Orbitronics" Séminaire in Laboratoire des SolidesIrradiés (2016).
- J. Yu, X. Qiu, *et al.*// Scientific Reports 6, 32629 (2016).
- 3. I. Kézsmárki*et al.*//Nature Materials 14 (2015).
- 4. Emilie Juéet al.//Nature Materials 15, (2016).
- 5. R.Soucaille, *et al.*// Phys. Rev. B 94, 104431 (2016).
- 6. A.Hrabec, *et al.*// Phys.Rev.B 90, 020402(R) (2014).
- M.J. Benitez1, *et al.*// Nature Communication 6, 8957 (2015).

Излучательные спектры наноструктурированных пленок магнитных металлов

В.Г. Криштоп^{1,*}, Е.Н. Жукова^{2,3}, Л.А. Фомин¹, А.В. Черных¹, Г.М. Михайлов¹

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6., г. Черноголовка, Россия, 142432. 2 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, Россия, 119991.

3 Московский физико-технический институт (государственный университет), , Институтский переулок, д.9., г. Долгопрудный, Россия, 141701 *krishtop@iptm.ru

Данная работа является частью большого проекта по поиску и разработке метаматериалов для терагерцовых источников излучения, работающих в широком диапазоне температур. Представлены полученные спектры излучения и обсуждаться возможности использования таких объектов в качестве активной зоны излучения, включая материалы на основе других ферромагнитных металлов, включая сплавы Гейслера.

Практическое использование терагерцового излучения крайне привлекательно с точки зрения научно-технического прогресса, а возможности его применения крайне широки (обсуждаются в обзоре B.S. Williams[1]). Развитие терагерцовой техники сдерживается в настоящее время отсутствием малогабаритных твердотельных источников излучения достаточной мощности, не требующих пониженных рабочих температур.

Одним из направлений исследований в области разработки терагерцовых источников излучения является токовая спиновая инжекция в магнитных переходах для создания спиновой неравновесности. Возможность появления спин-инжектированного излучения в металлических магнитных контактах впервые продемонстрирована в работах по sdобменному усилению [2-3]. Подробно механизм образования спиновой неравновесности с инверсной заселенностью в спиновых подзонах с возможностью индуцированного спин-инжектированного излучения в магнитных металлических контактах обсуждается в работах [4-6] для структур ФМ-ФМ [5] и ФМ-АФМ [6]. Теория спин-инжекционного излучения была представлена в работах [7-9]. Экспериментальные подтверждения спининжекционного ТГц-излучения в точечных токовых контактах нормальный металл-ферромагнетик с высокой плотностью тока были получены в работах [10-16]. В настоящее время ведется работа по поиску и разработке структурированных материалов для источников терагерцового излучения в результате спиновой инжекции и создания инверсной спиновой заселенности. Достижение необходимых свойств для таких материалов сделало бы возможным создание прототипов промышленных образцов и использование терагерцовых источников, как элементов новой элементной базы микроэлектроники [17-24]. Источники терагерцового излучения на основе спиновой инжекции в магнитных переходах также привлекательны для задач разработки когерентного ТГц-источника (спиновый лазер/twaser и т.д.) [25-28].

Данная работа является частью большого проекта по поиску и разработке метаматериалов для терагерцовых источников излучения, работающих в широком диапазоне температур (выше азота, вплоть до комнатной температуры и выше). Мы провели измерения спектров излучения для ряда образцов на основе метаматериалов на инфракрасном вакуумном Фурье-спектрометре Bruker «Vertex 80v», и получили спектры излучения различных образцов в терагерцовом диапазоне в зависимости от средней плотности тока в структурированной пленке. Мы исследовали островковые пленки из ферромагнитного металла, покрытого сплошной пленкой антиферромагнетика (например, Ni/NiO(FeMn)) на подложках сапфира с различной степенью перколяции островков ферромагнитного металла, толщиной и проводимостью сплошной пленки. В стендовом докладе будут представлены полученные спектры излучения и обсуждаться возможности использования таких объектов в качестве активной зоны излучения, включая материалы на основе других ферромагнитных металлов, включая сплавы Гейслера.

- 1. B. S. Williams, Nature Publishing Group 1, 517 (2007)
- 2. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, *et al.*// Europhys. Lett. 67, 948 (2004).

- A. Kadigrobov, R.I. Shekhter, and M. Jonson, Fizika Nizkikh Temperatur 31, 463 (2005).
- 4. Ю.В. Гуляев, Е.А. Вилков, П.Е. Зильберман, *и др.//* РЭ 58(12), 1137 (2013).
- 5. Ю. В. Гуляев, Е. А. Вилков, П. Е. Зильберман, *et al.*// ДАН: Техническая физика 451, 4 (2013).
- Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Г. М. Михайлов, *и др.//* Письма в ЖЭТФ 93, 2 (2013).
- Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, ЖЭТФ 141(2), 335 (2012).
- Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, РЭ 57(5), 558 (2012).
- Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, В. В. Котов, *и др.*// РЭ 57(8), 888 (2012).
- Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Крикунов, *и др.//* Письма в ЖЭТФ 85(3), 192 (2007).
- 11. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, И.В. Маликов, *и др.//* РЭ 57(3), 329 (2012).
- 12. С.Г. Чигарев, А.И. Крикунов, П.Е. Зильберман, *и др.//* РЭ 54(6), 742 (2009).
- 13. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, *и др.//* РЭ 55(6), 715 (2010).
- 14. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, *и др.//* РЭ 55(10), 1211 (2010).
- Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, И.В Маликов, *и др.//* Письма в ЖЭТФ 93(5), 289 (2011).
- Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, И.В. Маликов, *и др.*// ДАН: Физика 56(5), 265 (2011).

- Е. А. Вилков, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев, *и др.*// РЭ 61 (9), 1 (2016).
- Yu.V. Gulyaev, E.A. Vilkov, G.M. Mikhailov, *u др.*// ICMNE-2016, г. Звенигород, O2-11, p60.
- 19. V. A. Berezin, I. V. Malikov, G. M. Mikhailov, ICMNE-2016, г. Звенигород, P2-20, p186.
- 20. I. V. Malikov, L. A. Fomin, G. M. Mikhailov, ICMNE-2016, г. Звенигород, P2-21, p187.
- 21. Vinnichenko V.Yu., Fomin L.A., Malikov I.V., *et al.*// J. Magn. Magn. Mater. 2015. V. 385. p. 451.
- Gulyaev Y. V., Vilkov E. A., Zil'berman P. E., *et al.*// J. Comm. Tech. Electron. 2015. V. 60. № 9. p. 1016.
- 23. Gulyaev Y. V., Zilberman P. E., Chigarev S. G., *et al.*// JETP Letters, 2014. V. 98. № 11. P. 742.
- 24. Зильберман П. Е., Маликов И. В., *и др.*// Изв. РАН. Серия физ. 2014. Т. 78. № 2. С. 198.
- Chernych A. V., Chigarev S. G., Gulyaev Y. V et al.// Solid State Phenomena. 2015. V. 233-234. p. 399.
- Гуляев Ю. В., Вилков Е. А., Зильберман П. Е., *и др.*// Письма в ЖЭТФ, 2014. Т.99. № 9-10. С.591.
- 27. Gulyaev Y. V., Vilkov E. A., Zil'berman P. E., *et al.*// JETP Letters, 2014. T. 99. № 9. C. 508-511.
- V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, EPL 104 (2), 27011
- 29. Yu. G. Naidyuk, O. P. Balkashin, V. V. Fisun, *et al.*// New Journal of Physics, 14, (2012) 093021.

Топография и состав ферромагнитных слоев GaFeSb, выращенных импульсным лазерным осаждением

Р.Н. Крюков^{1, *}, Д.Е. Николичев¹, А.В. Боряков¹, Ю.А. Данилов², В.П. Лесников², С.Ю. Зубков¹

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kriukov.ruslan@yandex.ru

Выявлено, что при импульсном лазерном осаждении каплеобразные дефекты, обнаруживаемые на поверхности слоѐв GaFeSb, преимущественно состоят из GaSb. Размеры этих дефектов достигают микронных размеров. Поверхность плѐнки между каплями оказалась ровной с шероховатостью в 2-8 нм. Отсутствует корреляция количества примеси и значения шероховатости. Состав слоев GaFeSb химически неоднороден по глубине.

Введение

Создание слоѐв разбавленных магнитных полупроводников (РМП) на основе соединений A^3B^5 с температурой Кюри выше комнатной является одной из центральных проблем в современной спинтронике. Большие успехи в этом направлении достигнуты при работе со слоями GaMnAs, где максимальная достигнутая температура составляет 200 К [1]. Это значение получено после многократных изменений параметров роста с использованием дорогостоящей технологии – низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии - и применением длительного низкотемпературного отжига [1]. Медленный прогресс в этом направлении привѐл к быстро растущему интересу к другим схожим системам, как, например, InFeSb [2].

Методика эксперимента

Слои GaFeSb с номинальной толщиной 40 нм были выращены на подложке GaAs методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) при температуре 400°С. Распыление проводилось из комбинированной мишени GaSb+Fe, где концентрация железа по технологическим параметрам варьировалась от 12,5 до 25 ат.%.

Исследования образцов методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовались Mg K_a или Al K_a-излучение. Диаметр области анализа составлял

3 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ar^+ с энергией 1 кэВ. Предельная обнаруживаемая концентрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составляла 0,1 - 1 ат.%. Для определения концентрации химических элементов производилась запись ФЭ-линий O 1*s*, C 1*s*, Fe 3*p*, Sb 3*d*, Ga 3*d*, As 3*d*.

Спектры снимались при энергии пропускания анализатора 50 эВ и шаге по энергии 0,2 эВ. Математическая обработка спектров проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3 по методике, ранее применявшейся при диагностике системы GaMnAs [3]. Морфология поверхности и ее шероховатость изучались методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с использованием прибора Solver Pro M (NT-MDT, Зеленоград). Для диагностики однородности состава слоев применялся метод рентгеновского микроанализа (PMA), проводившийся на микроскопе JSM-IT300LV (JEOL, Япония) с приставкой для энергодисперсионного анализа X-MaxN 20 (Oxford Instruments, Великобритания).

Результаты

В ходе исследований топографии поверхности слоèв GaFeSb выявлено присутствие дефектов, характерный латеральный размер которых достигал десятков микрометров (рис.1 а). Высота этих образований превышала 5 мкм. Проведение экспериментов РМА позволило определить, что почти все неоднородности состоят из материала матрицы GaSb, а Fe однородно распределѐн по плѐнке (рис.1 б), за исключением единичных капель.

Присутствие капель из GaSb говорит, что причиной их возникновения является низкий коэффициент



теплопроводности этого полупроводника, и, как следствие, возникновение теплового удара при облучении мишени лазером с последующим вылетом брызг материала.

Поверхность слоѐв, не занятая каплями, оказалась гладкой, и шероховатость составляла 2 - 8 нм, независимо от концентрации железа.



Рис. 1. Поверхность слоя GaFeSb: (а) РЭМ-изображение; (б) карта распределения элементов

Из профиля на рис.2 видно, что при РФЭСизмерениях происходит сильное размытие профиля распределения концентрации химических элементов по глубине. Причиной этого стало присутствие на поверхности дефектов, скорость травления которых не одинакова. Помимо этого дефекты затеняют пленку при ионном травлении (ось ионного источника расположена под углом в 45 градусов к поверхности образца). Это привело к нахождению Fe и Sb в слое, в котором должны содержаться только Ga и As.

а



Рис. 2. Профиль распределения химических элементов по глубине в структуре GaFeSb/GaAs

Метод РФЭС показал, что слой GaFeSb окисляется на меньшую глубину, чем GaMnAs [3]. Этот факт возможно объяснить присутствием элементного галлия на протяжении всего слоя РМП в GaFeSb. Его наличие было выявлено в ходе химического анализа. Скорее всего, элементный Ga уменьшает диффузионную активность кислорода, изолируя дефекты.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания - проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России.

- K. Olejník, M.H.S. Owen, V. Novák *et al.* // *Physical Review B*, V. 78, 054403 (2008).
- А.В. Кудрин, Ю.А. Данилов, В.П. Лесников и *др.* // ФТТ, Т. 59, № 11, 2200 (2017).
- 3. D.E. Nikolichev, A.V. Boryakov, S.Yu. Zubkov et. al. // Semiconductors, V. 48, № 6, 815 (2014).

Фазовая диаграмма висмутовых разбавленных ферритов-гранатов в сильных магнитных полях

Ю.Б. Кудасов^{1, 2*}, М.В. Логунов³, Р.В. Козабаранов¹, И.В. Макаров², Д.А. Маслов^{1, 2}, В.В. Платонов^{1, 2}, А.С. Светлов¹, О.М. Сурдин^{1, 2}

1 Саровский физико-технический институт НИЯУ «МИФИ», ул. Духова, 6, Саров, 607186.

2 Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, пр. Мира, 36, Саров, 607188.

З Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Моховая, ул. Моховая 11, корп.7., Москва, 125009, Москва.

* yu_kudasov@yahoo.com

Разработана методика измерения малых углов вращения плоскости поляризации видимого излучения в импульсных магнитных полях. Выполнены исследования магнитооптического эффекта Фарадея в тонкой пленке висмутового разбавленного ферритграната в импульсных магнитных полях до 40 Тл в диапазоне температур от 77К до 300 К. Особое внимание уделено области температуры компенсации. Обсуждается фазовая диаграмма и природа компенсации магнитного момента подрешеток в разбавленных системах.

Введение

Феррит-гранаты с редкоземельными элементами являются перспективными материалами для создания быстрых магнитооптических устройств и новых элементов спиновой электроники [1,2]. Когда в додекаэдрической позиции (редкоземельный элемент) находится немагнитный ион, феррит-гранат является двухподрешеточным ферримагнетиком. Замещение железа (Fe³⁺) алюминием и галлием позволяет добиться компенсации магнитных моментов подрешеток при определенной температуре.

В настоящей работе разработана методика и проведены магнитооптические исследования тонкой пленки (LuBi)₃(FeAlGa)₅O₁₂ на подложке Gd₃Ga₅O₁₂. Температура компенсации образца составляла около 95 К. Пленки обладали наведенной одноосной анизотропией перпендикулярно плоскости подложки (легкая ось).

Методика измерения

Магнитооптические измерения проводились на установке сильных импульсных магнитных полей СарФТИ НИЯУ «МИФИ» [3]. Использовался оптический криостат, описанный в работе [3]. Вблизи образца дополнительно был установлен нагреватель, позволяющий стабилизировать температуру образца в пределах 80-250 К. Температура измерялась термопарой с погрешностью около 1 К, магнитное поле - индукционным датчиком с точностью 4 %. Плоскополяризованное излучение гелий-неонового лазера 1 пропускалось через образец, находившейся в импульсном магнитном поле, затем разделялся на две компоненты с ортогональными поляризациями призмой Волластона и подавался на пару фотоприемников, оснащенных предусилителями. Полученные выходные сигналы нормировались, затем вычислялась их разность, которая связана с углом поворота плоскости поляризации α соотношением [4]:

$$\sin(2\alpha) = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2},$$
(1)

где U₁ и U₂ – нормированные сигналы.



Рис. 1. Схема измерения угла поворота плоскости поляризации: 1°— лазер, 2°— поляризатор, 3°— криостат с образцом, 4°— соленоид, 5°— призма Волластона, 6, 7° анализаторы, 8, 9°— фотодиоды, 10, 11°— предусилители

Следует отметить, что длина волны гелийнеонового лазера (λ =633 нм) соответствует практически нулевой температурной зависимости константы Верде подложки [5], что облегчает обработку результатов. С другой стороны, она лежит достаточно далеко от полосы поглощения, что позволяет избежать систематической погрешности измерения, связанной с сильным циркулярным дихроизмом вблизи полос поглощения, который может внести систематическую погрешность в результаты измерений.

Результаты и обсуждение

При высоких температурах (выше 141 К) в слабых магнитных полях (B << 1 Тл) происходил скачок магнитного момента при разрушении доменной структуры, а после окончания импульса магнитного поля угол поворота плоскости поляризации возвращался к начальному значению. При температурах ниже 140 К после окончания импульса поля плоскость поляризации не возвращалась к начальному «нулевому» значению, что связано с исчезновением поля размагничивания при приближении к точке компенсации.

На рис. 1 приведены результаты измерения вращения плоскости поляризации в пленке в сильном магнитном поле. Для устранения влияния подложки было предварительно измерено вращение плоскости поляризации в ней (0,366 град/Тл). На графиках рис. 1 хорошо видны три участка на зависимостях угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля: в слабых полях (ниже точки А) магнитная структура была коллинеарной, благодаря чему угол не изменялся, затем (в точке А) происходил переход в неколлинеарную фазу, которая постепенно схлопывалась в ферромагнитную структуру (предположительно в точке В).

Полученные результаты позволяют построить фазовую диаграмму пленки (LuBi)₃(FeAlGa)₅O₁₂ и разработать модель ее магнитной системы.



Рис. 1. Угол поворота плоскости поляризации излучения в пленке при различных температурах, пунктирная линия показана для удобства

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-08-00337) и РНФ (проект № 14-19-00760).

- A. Stupakiewicz, K. Szerenos, D. Afanasiev et al. // Nature, V. 542, Lu71 (2017).
- M.V. Gerasimov, M.V. Logunov, A.V. Spirin et al. // Phys. Rev. B, V. 94, 014434 (2016).
- Ю. Б. Кудасов, И. В. Макаров, Д. А. Маслов и др. // ПТЭ №6, 78 (2015)
- 4. В.В. Алексеев, Ю.Б. Кудасов, В.В. Шкарубский // ПТЭ №4, 151 (1988)
- А.К. Звездин, С.В. Копцик, Г.С. Кринчик // Письма в ЖЭТФ, Т.37, 331 (1983)

Детекторы циркулярно-поляризованного излучения на основе полупроводниковых гетероструктур с CoPt барьером Шоттки

А.В. Кудрин^{1,*}, А.В. Здоровейщев¹, О.В. Вихрова¹, М.В. Дорохин¹, И.Л. Калентьева¹, П.Б. Демина¹

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*kudrin@nifti.unn.ru

Показана возможность практической реализации детекторов циркулярно-поляризованного излучения на основе планарного фоторезистора, использующего эффект магнито-циркулярного дихроизма в слое CoPt, а также на основе структур, использующих эффект спиновой фильтрации в слой CoPt фотогенерированных поляризованных по спину носителей заряда.

Введение

Детектор циркулярно-поляризованного излучения (ЦПИ) может рассматриваться как один из базовых элементов спинтроники. Это прибор, который реализует связь электрической величины (тока или напряжения) со знаком и степенью циркулярной поляризации света. Ранее нами была предложена конструкция детектора ЦПИ на основе МДП структуры с ферромагнитным слоем CoPt [1]. Структура состояла из проводящего слоя InGaAs (на *i*-GaAs), слоя комбинированного диэлектрика Al₂O₃/SiO₂ и верхнего слоя CoPt. Структура функционировала в режиме фотосопротивления. Количество фотогенерированных носителей заряда в слое InGaAs при облучении светом с левой и правой циркулярной поляризации, пропорционально коэффициенту пропускания слоя CoPt для левой и правой поляризации света (эффект магнито-циркулярного дихроизма - МЦД). Продольное сопротивление слоя InGaAs различно при облучении светом с разным знаком циркулярной поляризации. Относительно толстый (200 нм) слой диэлектрика между InGaAs и CoPt использовался для предотвращения утечки тока в более проводящий слой CoPt. В настоящей работе представлены: 1) результаты дальнейшего развития фоторезистивного фотодетектора; 2) результаты создания фотодетектора циркулярнополяризованного излучения, функционирующего на эффекте спиновой фильтрации.

Методика эксперимента

Изготовление структур для детекторов было реализовано с помощью комбинированного метода. Полупроводниковые слои GaAs, InGaP, InGaAs формировались на подложке GaAs методом МОС- гидридной эпитаксии при 600°С. Диэлектрический слой и металлический сплав CoPt были изготовлены в едином ростовом цикле с применением метода электронно-лучевого испарения в вакууме при температуре 200-400°С.

Результаты и обсуждение

Для создания детектора ЦПИ на основе фоторезистивной структуры, диэлектрик между проводящим полупроводниковым слоем (в частности InGaAs) и слоем CoPt может быть значительно тоньше, чем ранее нами использованный слой Al₂O₃/SiO₂ толщиной 200 нм [1]. При нанесении слоя CoPt на полупроводниковый слой (InGaAs или GaAs) через тонкий диэлектрический слой Al₂O₃ (2 – 3 нм) формируется барьер Шоттки, которы предотвращает утечку тока из полупроводникового слоя в слой CoPt. Основным назначением диэлектрического слоя в этом случае является предотвращение диффузии Со в полупроводниковый слой. На вставке к рис. 1 представлена ВАХ структуры CoPt (8 нм)/Al₂O₃ (2 нм)/In_{0.1}Ga_{0.9}As (1000 нм)/GaAs(*i*), полученная при комнатной температуре при создании разности потенциалов между слоем CoPt площадью 32 мм² и слоем InGaAs ($n_v = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³). На рис. 1 представлена для рассматриваемой фоторезистивной структуры зависимость эффективности детектирования циркулярно-поляризованного излучения $(D_{\rm Eff} = R_{\rm лев} - R_{\rm прав} / R_{\rm лев} + R_{\rm прав}$, где $R_{\rm лев}$ и $R_{\rm прав}$ сопротивление структуры при освещении светом соответствующей поляризации) от величины внешнего магнитного поля при комнатной температуре для длины волны 632,8 нм. Для детектора данного типа эффективность детектирования ЦПИ определяется эффектом МЦД в слое CoPt.



Рис. 1. Магнитополевые зависимости эффективности детектирования ЦПИ для фоторезистивного детектора CoPt (8 нм)/Al₂O₃ (2 нм)/In_{0.1}Ga_{0.9}As (1000 нм)/GaAs(*i*)

Эффективность детектора ЦПИ может быть увеличена путем использования дополнительно к эффекту МЦД эффекта спиновой фильтрации. Эффект спиновой фильтрации наблюдается в структуре CoPt/тонкий Al₂O₃/полупроводник с поперечным протеканием тока. В этом случае, при облучении циркулярно-поляризованным светом в полупроводнике возникают фотогенерированные поляризованные по спину носители заряда, величина тока которых через слой CoPt будет зависеть от направления намагниченности слоя CoPt.



Рис. 2. Магнитополевые зависимости эффективности детектирования ЦПИ при 295 К для фотодетектора с поперечным протеканием тока на основе барьера Шоттки

На рис. 2 представлены зависимости $D_{\text{Eff}}(H)$ для структуры CoPt (8 нм)/Al₂O₃ (2 нм)/In_{0.1}Ga_{0.9}As (200 нм, $n_v = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3})/\text{GaAs}$ (n+). При регистрации эффективности детектирования в режиме разомкнутой цепи, величина D_{Eff} определяется эффектом МЦД. В этом случае эффективность детектирования сравнима с соответствующим параметром для фоторезистивного детектора (рис. 1). При регистрации эффективности детектирования в режиме

замкнутой цепи (рис. 2, приложенное к CoPt относительно слоя InGaAs напряжение составляло 0 и -2 В) величина D_{Eff} значительно возрастает, поскольку добавляется вклад от эффекта спиновой фильтрации. В указанной геометрии также была реализована конструкция детектора на основе гетероструктуры, использующейся для создания спинового светоизлучающего диода (ССИД) со слоем CoPt [2]. На рис. 3 представлены зависимости $D_{\text{Eff}}(H)$ для структуры ССИД.



Рис. 3. Магнитополевые зависимости эффективности детектирования ЦПИ при 295 К для фотодетектора на основе ССИД

Как и для структуры CoPt/Al₂O₃/InGaAs/GaAs (n+) наблюдается возрастание величины $D_{\rm Eff}$ в режиме замкнутой цепи (использование эффекта спиновой фильтрации дополнительно к эффекту МЦД) относительно режима разомкнутой цепи (использование только эффекта МЦД). В случае применения ССИД в качестве детектора одна и та же структура может служить как источником, так и детектором циркулярно-поляризованного излучения. Данный факт делает перспективной возможность практической реализации спинового оптрона.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания – проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты №17-37-80008_мол_эв_а, 16-07-01102_а). Выражаем благодарность Звонкову Б.Н. за выращивание полупроводниковой части структур.

- Кудрин А.В., Дорохин М.В., Здоровейщев А.В. и др. // ФТТ, В. 11, 2203 (2017).
- Здоровейщев А.В., Дорохин М.В., Вихрова О.В. и др. // ФТТ, В. 11, 2186 (2016).

Самоорганизация периодических доменных структур в ферроиках

М.В. Логунов^{1*}, С.А. Никитов^{1,2§}

1 Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009.

2 Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский пер., 9, г. Долгопрудный Московской области, 141701.

*logunov@cplire.ru, §nikitov@cplire.ru

Представлен обзор периодических доменных структур в ферромагнетиках, ферроэлектриках и ферроэластиках. Рассмотрены процессы самоорганизации в коллективе доменов, в результате которых возможно формирование строго упорядоченных доменных решèток с симметрией *Cmm*2, *Cmm*6, *P*2, *P*6, *Pab*2 и др.

Введение

Домены и доменные границы привлекают внимание как управляемые микро- и нано-объекты для запоминающих, логических, нейроморфных систем на основе различных материалов – ферромагнетиков, ферроэлектриков, ферроэластиков [1]. Несмотря на значительные различия свойств доменных структур и методов управления их параметрами в упомянутых средах, есть и объединяющие их свойства, например, способность образовывать периодические статически стабильные доменные структуры. Существование одной из таких структур, полосовой, было обосновано ещè Ландау и Лифшицем [2]. Впоследствии было обнаружено формирование строго упорядоченной гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов (рис. 1a); такая решèтка рассматривалась как основа для магнитных запоминающих устройств, в которых носителем информации был цилиндрический домен [3]. Активно исследовались свойства антипода гексагональной решетки – сотовой доменной структуры [4].



Рис. 1. Решѐтки доменов с симметрией Сттб (а), Раb2 (б), Рб (в) в магнитной плèнке с одноосной анизотропией

Позднее Лисовским и др. было обнаружено формирование разнообразных рефлексивных доменных структур в виде двумерных решеток доменов [5-7]. Элементами таких решеток являются гантелевидные, эллиптические и цилиндрические домены. Подчеркнем, что сформированные двумерные решетки доменов в магнитных пленках (рис. 1) являются статически устойчивыми после снятия внешнего динамического воздействия, в отличие от ряда динамических доменных структур, релаксирующих к лабиринтному виду после выключения гармонического магнитного поля[8].

Формирование периодических доменных решеток

Как правило, в магнитных пленках с малой анизотропией в плоскости пленки доменная структура в равновесном состоянии является лабиринтной. Формирование двумерных решеток доменов из исходной лабиринтной структуры происходит под действием серии импульсов магнитного поля или радиоимпульса гармонического магнитного поля.


Рис. 2. Эволюция решѐтки доменов при изменении температуры. Выделена элементарная ячейка с симметрией Р6

Сформированные решетки доменов настолько устойчивы, что, когда при изменении температуры значительно изменяются равновесные размеры и форма доменов, симметрия решеток сохраняется (рис. 2). Некоторые типы решеток доменов, например, с симметрией *Pab*2, устойчивы и в отсутствии постоянных подмагничивающих полей. Решетки доменов могут быть повернуты на заданный угол под действием серии импульсов магнитного поля [9].

Сравнительно небольшое число работ, посвященных экспериментальному изучению двумерных решеток доменов, свидетельствует о том, что условия их формирования, тем более механизмы самоорганизации доменов в решетках, во многом остаются невыясненными.

Процессы формирования двумерных доменных структур исследуются и с помощью компьютерного моделирования [10,11]. Из-за выбора разных объектов исследования результаты компьютерного моделирования и экспериментальные результаты изучения двумерных решѐток доменов согласуются лишь в некоторых случаях.

Заключение

В определѐнной степени процессы формирования статически устойчивых самоупорядоченных решѐток доменов – как в ферромагентиках, так и в ферроэлектриках, – являются аналогом процессов упорядочения в различных физических и химических системах, процессов самосборки наноструктур [10]. Интерес к рефлексивным двумерным решѐткам доменов, помимо эстетического совершенства, связан также с возможностью создания на их базе управляемых дифракционных и спин-фотонных устройств [12]. Периодические доменные решѐтки и их предельный случай – решѐтки скирмионов [13], возможно, позволят сдвинуть предел масштабируемости в наноустройствах на базе доменов и доменных границ.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (15-07-08152A) и РНФ (14-19-00760).

- G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, J.F. Scott // Rev. Mod. Phys., V. 84, 119 (2012).
- L. Landau, E. Lifshitz // Phys. Zs. Sowjet., V. 8, 153 (1935).
- А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир (1982).
- J. Hu, R.M. Westervelt // Phys. Rev. B, V. 51, 17279 (1995).
- Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова // Письма в ЖЭТФ, Т. 55, 34 (1992).
- Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Ч.М. Пак // ЖЭТФ, Т. 108, 1031 (1995).
- М.В. Логунов, М.В. Герасимов // Письма в ЖЭТФ, Т. 74, 551 (2001).
- 8. Г.С. Кандаурова // УФН, Т. 172, 1165 (2002).
- М.В. Логунов, С.А. Никитов, М.В. Герасимов *и др.* // Изв. РАН. Серия физ., Т. 77, 1426 (2013).
- E. Asciutto, C. Roland, C. Sagui // Phys. Rev. E, V. 72, 021504 (2005).
- 11. K. Kudo // Phys. Rev. E, V. 80, 016209 (2009).
- H. Dötsch, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy *et al.* // J. Opt. Soc. Am. B, V. 22, 240 (2005).
- 13. Y. Huang, W. Kang, X. Zhang *et al.* // Nanotechnology, V. 28, 08LT02 (2017).

Спин-волновая динамика и эффекты увлечения в структурах металл/магнитный диэлектрик

И.И. Ляпилин^{1,2}, М.С. Окороков^{1*}

1 ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18.

2 Уральский Федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19.

*okorokovmike@gmail.com

Изучена температурная зависимость спинового эффекта Зеебека в системе металл/ферромагнитный диэлектрик в модели формирования в ферромагнитном диэлектрике двух, различных по форме спектра и разделенных энергетической щелью, магнонных потоков: термического и когерентного. Выведены линейные уравнения динамики плотности импульсов, включающие как дрейфовые слагаемые, описывающие протекание импульса в пространстве, так и релаксационные, отвечающие за обмен импульсом между подсистемами. Показано, что в зависимости от интенсивности взаимодействия между потоками когерентных, термических магнонов и фононов, величина магнонного тока может как усиливаться, так и ослабевать. Получены выражения для частот релаксации.

Введение

Результатом термического возмущения является возникновение тепловых потоков различного сорта (квази) частиц и взаимодействия между ними. Если неравновесное состояние каждой из подсистем характеризовать своей эффективной температурой или дрейфовой скоростью, то различие в этих параметрах у подсистем (потоков) может приводить к реализации эффекта увлечения - передачи импульса от одной подсистемы в другую. Проявлением эффекта магнон-фононного увлечения естественно было считать и немонотонную температурную зависимость спинового коэффициента Зеебека наблюдаемую в LaY₂Fe₅O₁₂ при температурах 50-100К [1]. Учет в феноменологической модели магнон-фононного увлечения температурной зависимости времени жизни фононов приводит к пику теплопроводности для тех же температур, что и в спиновом эффекте Зеебека (SSE). Основываясь на этом, было предложено, что взаимодействие между магнонами и фононами является определяющим за тепловой транспорт в SSE. Однако последние исследования температурной зависимости термической проводимости кристаллов YIG показывают, что фононный вклад в термальную проводимость достигает максимума при 15К, что все-таки на 50К ниже, чем наблюдаемый пик в SSE.

Для объяснения проявления низкотемпературного пика в ряде работ были выдвинуты гипотезы о наличии двух групп магнонов: термических, дающих основной вклад в рассеяние на коротких расстояниях из-за малости своей длины волны и сильного взаимодействия с решеткой, и субтермальных, обладающих намного меньшей энергией, большими длинами волн, и демонстрирующих куда более длинные средние пути свободного пробега [2, 3].

Мы рассмотрели эффект увлечения магнонов ферромагнетика системы металл/ферромагнитный изолятор в модели трех потоков: фононного и двух магнонных – термических и когерентных. В приближении эффективных параметров записана система уравнений для плотностей средних значений импульса каждого потока. Определены связи средних значений импульса с дрейфовыми скоростями, позволившими изучить пространственнооднородный случай. Показано различие с классической теорией магнон-фононного увлечения. Найдены явные выражения для средних значений импульса магнонов обеих подсистем, а так же полного импульса этой подсистемы.

Уравнения динамики импульсов

Описание эффекта увлечения основано на макроскопических уравнениях для операторов плотностей импульса магнонных и фононной подсистем. В приближении эффективных параметров, когда каждый из потоков: субтермальных (i=1), термических (i=2) и фононный (i=p) может быть описан своей скоростью дрейфа (V_i (i=1,2,p)), а каждая из подсистем своей эффективной температурой (T_i (i=1,2,p)), имеем:

$$rac{d}{dt}\langle P^{i}(r)
angle = \langle \overset{\square}{P^{i}}_{imm}(r)
angle + \langle \overset{\square}{P^{i}}_{12}(r)
angle + \langle \overset{\square}{P^{i}}_{imm}(r)
angle$$

$$\frac{d}{dt} \langle P^{p}(r) \rangle = \langle P^{p}_{pp}(r) \rangle + \langle P^{p}_{imp}(r) \rangle, \quad P^{i}_{j}(r) = (i\hbar)^{-1} [P^{i}(r), H_{ij}]$$

Здесь $\langle A \rangle = Sp(\rho(t) A)$, а $\rho(t)$ - неравновесный статистический оператор. Следуя [4], найдем явный вид оператора и раскрывая в явном виде операцию усреднения, после ряда преобразований представим макроскопические уравнения баланса импульсов рассматриваемых подсистем в виде

$$\frac{d}{dt} \left\langle P_{im}\left(\vec{r}\,\right) \right\rangle_{t} = -\int_{-\infty}^{0} dt_{1} e^{\varepsilon t_{1}} \int dr' \left[D_{im}^{\beta}\left(\vec{r},\vec{r}\,',t-t_{1}\right) \nabla^{\beta} V_{im}\left(\vec{r}\,',t-t_{1}\right) + L_{imp}^{im}\left(\vec{r},\vec{r}\,',t-t_{1}\right) \delta V_{im,p}\left(\vec{r},t\right) + L_{12}^{im}\left(\vec{r},\vec{r}\,',t-t_{1}\right) \delta V_{im,jm}\left(\vec{r},t\right) \right] \beta$$

$$\frac{d}{dt} \left\langle P_{p}\left(\vec{r}\right) \right\rangle_{t} = \int_{-\infty}^{0} dt_{1} e^{\epsilon_{t}} \int dr' [D_{p}^{\beta}\left(\vec{r},\vec{r}',t-t_{1}\right) \nabla^{\beta} V_{p}\left(\vec{r}',t-t_{1}\right) + L_{imp}^{p}\left(\vec{r},\vec{r}',t-t_{1}\right) \delta V_{p,im}\left(\vec{r},t\right) + L_{pp}^{p} V_{p}\left(\vec{r}',t-t_{1}\right)] \beta$$

Здесь $D^{\alpha}_{\beta}(\vec{r},\vec{r}',t)$ -коэффициент диффузии

$$D^{\alpha}_{\beta}\left(\vec{r},\vec{r}',t-t_{1}\right) = \left(\vec{\nabla}\vec{I}_{P_{\beta}}\left(\vec{r}'\right),I^{\alpha}_{P_{\beta}}\left(\vec{r}',t-t_{1}\right)\right), a$$

корреляционные функции $L^{\alpha}_{\alpha\gamma}(\vec{r},t)$

 $L^{\alpha}_{\alpha\gamma}\left(\vec{r},\vec{r}',t-t_{1}\right) = \left(\dot{P}^{\alpha}_{\alpha\gamma}\left(\vec{r}\right),\dot{P}^{\alpha}_{\alpha\gamma}\left(\vec{r}',t-t_{1}\right)\right)$

определяют релаксационные процессы, $\delta V_{ik} = V_i - V_k$, $I^{\alpha}_{P_{\beta}}(\vec{r})$ -тензор плотности потока импульса магнонов. (A,B) - корреляционные функции

 $(A,B) = \int_{0}^{1} d\tau < \Delta A, \Delta B(i\hbar\beta\tau) >_{0}, \Delta A = A - < A >_{0}.$

 $<\!A\!>_0=S\!p\{A\rho_0\}$, ρ_0 - равновесное распределение Гиббса.

Уравнения баланса позволяют провести анализ влияния взаимодействия между рассматриваемыми подсистемами на спин-волновой ток и оценить вклад эффекта увлечения для различных соотношений между дрейфовыми скоростями потоков. Если дрейфовые скорости магнонных систем равны. Фактически это означает, что мы имеем дело с одной магнонной и фононной системами. В это случае эффект увлечения реализуется если частота магнон-фононных столкновений доминирует над частотой фонон-фононных столкновений. Данный вывод совпадает с результатом, который вытекает из кинетического уравнения.

Другой предельный случай соответствует ситуации, когда равны дрейфовые скорости термических магнонов и фононов. В этом случае реализуется дополнительный эффективный канал релаксации субтермальных магнонов на термических, который оказывает существенное влияние на формирование эффекта увлечения. Реализация эффекта увлечения определяется при этом соотношениями как между частотами релаксации субтермальных магнонов на термических магнонах и фононах, так и фононфононных и фонон-магнонных столкновений.

Наконец, рассмотрен и общий случай: три потока с различными дрейфовыми скоростями. Анализ показал, что в этом случае немонотонные температурные зависимости спин-волнового тока в условиях СЭЗ также определяются каналами рассеяния субтермальных магнонов на системе термических магнонов и фононов при доминирующей роли магнон-магнонного взаимодействия. При этом в зависимости от скорости релаксации энергии между подсистемами возможен эффект «разогрева» термических магнонов, который реализуется если скорость поступления энергии в подсистему термических магнонов по магнон-магнонному каналу, превышает скорость ее утечки по магнонфононному каналу.

Работа выполнена по теме «Спин» 0120463330 (гранты N14.Z50.31.0025, 16-02-0004) и проекта 15-17-2-17.

- K Uchida, M Ishida, T Kikkawa, A Kirihara, T Murakami, E Saitoh. // J. Phys.: Condens. Matter 26, 343202 (2014).
- B. Giles, Z. Yang, J. S. Jamison, et.al.// Phys.Rev B 92, 224415 (2015).
- L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, et.al. // Nat. Phys. 11, 1022 (2015).
- I.I. Lyapilin, M.S. Okorokov, V.V. Ustinov.// Phys. Rev.B 91195309 (2015).

Повышение рабочей температуры спиновых светоизлучающих диодов (Ga,Mn)As/GaAs путём постростовых воздействий

Е.И. Малышева^{1, *}, М.В. Дорохин¹, Ю.А. Данилов¹, А.Е. Парафин², М.В. Ведь¹, А.В. Кудрин¹, А.В. Здоровейщев¹

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *malysheva@phys.unn.ru

В работе проведена модификация свойств ферромагнитных гетероструктур (Ga,Mn)As/n⁺⁺-GaAs/InGaAs посредством отжига эксимерным лазером. В результате лазерного отжига получено повышение рабочих температур спиновых светоизлучающих диодов на основе указанных структур с 20 К (для исходных) до 100 К.

Введение

Спиновые светоизлучающие диоды с инжектором в виде слоѐв разбавленных магнитных полупроводников (РМП) представляют интерес с точки зрения интеграции в оптоэлектронные микросхемы [1]. В то же время, существенным ограничением для применения таких диодов являются низкие рабочие температуры. Повышение рабочей температуры возможно за счет повышения температуры Кюри ($T_{\rm C}$) РМП, для чего применяются отжиги в разных режимах. Так, в одной из недавних работ было показано увеличение $T_{\rm C}$ слоѐв (Ga,Mn)As после воздействия импульсного лазерного отжига [2]. В данной работе рассмотрено влияние отжига на свойства спиновых светоизлучающих диодов, содержащих подобные [2] слои (Ga,Mn)As.

Методика эксперимента

Структуры сформированы комбинированным эпитаксиальным методом, описанным в [1]. Для формирования структуры A на подложке p-GaAs при температуре 600°C последовательно выращивались буферный слой p-GaAs, квантовая яма In_xGa_{1-x}As:C, 90 нм слой n – GaAs, и 30 нм n⁺⁺ – GaAs. Затем при температуре 340°C методом лазерного распыления Мп и GaAs мишеней был выращен слой (Ga,Mn)As толщиной 90 нм. Для гальваномагнитных исследований была сформирована контрольная структура, которая представляла собой аналогичный слой (Ga,Mn)As толщиной 90 нм, выращенный на подложке i-GaAs (структура K). Сформированные образцы подвергались воздействию импульсного лазерного отжига, выполненного с применением эксимерного лазера LPX-200, работающего на длине волны 248 нм, длительность импульса ~ 30 нс, плотность энергии в импульсе до 260 мДж/см² [2]. Для формирования диода на поверхность образцов наносился омический Au контакт методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Методами фотолитографии и химического травления изготавливали меза-структуры диаметром 500 мкм. На диодах проведены исследования электролюминесценции (ЭЛ), циркулярной поляризации ЭЛ в диапазоне температур 10 – 300 К. Степень циркулярной поляризации ЭЛ (P_{EL}) оценивалась по формуле:

 $P_{EL} = ((I(\sigma^+) - I(\sigma^-)))/(I(\sigma^+) + I(\sigma^-))) \cdot 100\%$, (1) где $I(\sigma^+)$, $I(\sigma^-)$ – относительные интенсивности ЭЛ, измеренные для света, поляризованного по левому и по правому кругу.

На контрольных структурах (К) проводились измерения магнитополевых зависимостей слоевого сопротивления в диапазоне температур 10 – 120 К, что позволило оценить влияние лазерного отжига на магнитные свойства слоя (Ga,Mn)As.

Результаты исследований

Результаты измерения магнетосопротивления слоѐв (Ga,Mn)As на структуре К приведены на рисунке 1. Исходная неотожжѐнная структура (рис. 1а) проявляет ферромагнитные свойства при температуре ниже 40 К. На структуре, подверженной лазерному отжигу, существенно меняется вид магнитополевой зависимости сопротивления, в частности, петля гистерезиса на зависимости MR(H) наблюдается до температуры 60 К включительно (рис. 1б). Таким образом, по данным гальваномагнитных исследо-

ваний импульсный лазерный отжиг позволил повысить температуру Кюри (Ga,Mn)As.

Для спиновых светоизлучающих диодов имеют место схожие тенденции. Для диода на основе структуры А, подвергнутой отжигу, магнитополевые зависимости степени поляризации ЭЛ исследованных диодов являются нелинейными в диапазоне 15 - 100 К, причем максимальное значение $P_{\rm EL}$ соответствует значению неотожженной структуры (0.6%). В исходных структурах магнитополевые зависимости степени поляризации становятся линейными уже при температуре 25 К, кроме того, имеет место резкий спад значения P_{EL} при повышении температуры измерений от 10 К до 20 К.



Рис. 1. Магнитополевые зависимости сопротивления структур К а) исходных, б) подвергнутых лазерному отжигу; магнитополевые зависимости *P*_{EL} диодов в) исходных, г) подвергнутых отжигу эксимерным лазером

Полученное различие между исходной и отожжѐнной диодными структурами мы связываем с повышением температуры Кюри (Ga,Mn)As, значение которой по данным измерений $P_{\rm EL}(B)$ выросло от 25 К до 100 К. Несоответствие результатов измерений диодных и контрольных структур (для последних $T_{\rm C}$ оценивается как 60 К), вероятно обусловлено неоднородностью модифицированного слоя (Ga,Mn)As и различной площадью исследованных структур: 0.25 см² для гальваномагнитных измерений, 0.002 см² для измерений $P_{\rm EL}$.

Отметим, что для оптических исследований в магнитном поле выбрана структура, в которой активная область удалена от ферромагнитного слоя на расстояние 120 нм. Предположительно, воздействию лазерного отжига подвержены только слой (Ga,Mn)As и граница (Ga,Mn)As/GaAs, но не активная область структуры. Это обеспечивает сохранение степени поляризации в условиях инжекции спин-поляризованных электронов. Таким образом, получено, что лазерный отжиг структур спиновых светоизлучающих диодов (Ga,Mn)As/n⁺⁺-GaAs/InGaAs обеспечивает повышение рабочей температуры диода с сохранением максимального значения степени поляризации.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследования. Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Минобрнауки России (№8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (17-37-80008 мол_эв_а) и стипендии Президента РФ (СП-2450.2018.5).

- Е. И. Малышева, М. В. Дорохин, М. В. Ведь, и др. // ФТП, Т.49, В.11, 1497 (2015).
- О. В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, и др. // ФТТ, Т. 59, В. 11, 2130. (2017).

Двумерный электронный газ на границе сегнетоэлектрика антиферромагнетика

Р.Ф. Мамин^{1,2,*}

1 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, 420029.

2 Казанский (Приволжского) федеральный университет, ул. Кремлевская 8, Казань 420008.

*mamin@kfti.knc.ru

Исследована возможность и с экспериментально обнаружен переход в состояние двумерным электронным газом на интерфейсе гетероструктуру типа BaTiO₃/LaMnO₃ (BTO/LMO). Проведено моделирование структурных и электронных свойств гетероструктуры сегнетоэлектрик-антиферромагнетик BTO/LMO. Экспериментально исследовано поведение электросопротивления гетероструктур сегнетоэлектрик-антиферромагнетик LaMnO₃ / Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃ (LMO/BSTO). Обнаружено, что в образцах с плèнкой, в которой ось поляризации сегнетоэлектрика расположена перпендикулярно поверхности монокристалла, электросопротивление сильно падает, и при низких температурах демонстрирует металлический характер. Исследовано влияние внешнего магнитного поля проводящие свойства. Показано, что есть сильное необратимое влияние магнитного поля на проводимость. Кроме этого, наблюдается обратимый магниторезистивный эффект.

Введение

Впервые электронный газ высокой подвижности наблюдался на интерфейсе LaAlO₃/SrTiO₃ (LAO/STO) в 2004 году [1]. После этого подобные гетероинтерфейсы на основе двух непроводящих и немагнитных оксидов всесторонне исследовались. В частности, было выяснено, что металлическая фаза толщиной прядка нанометров (двумерный электронный газ - 2DEG) в слоях STO на интерфейсе LAO/STO образуется тогда, когда количество слоев LaAlO больше трèx [2], при этом происходит переход в сверхпроводящее состояние при температурах ниже 300 мК [3]. Плотность носителей тока в такой гетероструктуре достигает 310¹³ см². Кроме того, в гетероструктуре LAO/STO был обнаружен ферромагнетизм [4]. Также, 2DEG был найден на интерфейсах с изоляторами Мотта, обладающими магнитным упорядочением, в частности, с ферромагнитным GdTiO3 (GTO) [5], а также на интерфейсе с антиферромагнитными SmTiO3 [6], LaTiO3 [7], с максимально возможной плотностью 310¹⁴ см². Позже [8] было продемонстрировано образование 2DEG в гетероструктурах NdAlO3/SrTiO3, PrAlO3/SrTiO3, NdGaO3/SrTiO3, a также в LaGaO3/SrTiO3 [9].

Проводимость границы BSTO/LMO и влияние на нее магнитного поля

При экспериментальных исследованиях мы использовали монокристаллы LMO, и на их обработанной поверхности методом магнетронного распыления создавались эпитаксиальные пленки Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃ (BSTO). Выбор этих объектов был прежде всего связан с тем, что технологии получения каждого из них в отдельности были отработаны BSTO с концентрацией Sr 0.2 мало отличается от ВТО, и температура перехода в сегнетоэлектрическое состояние для пленок Тс≈ 540 К. Мы использовали пленки толщиной 350 нм, так как обычно свойства 2DEG мало меняются, начиная с определенной толщины той части системы, которая обладает полярными свойствами, о чем свидетельствуют и результаты нашего моделирования. В настоящей работе было важно обнаружить эффект и надежно его зафиксировать, а влияние толщины слоя сегнетоэлектрика на свойства 2DEG является предметом последующих исследований. Измерения проводились на трèх видах образцов. Образцы N1 - монокристаллы LMO с пленкой BSTO, нанесенной на поверхность, в плоскости которой лежит ось с монокристалла; образцы N2 - монокристаллы LMO с пленкой BSTO, нанесенной на поверхность в плоскости перпендикулярной оси с монокристалла; образцы N01 и N02 - монокристаллы LMO аналогичные образцам N1 и N2, соответственно, но без пленки. Рентгеноскопические измерения показали, что для образцов N2 ось с пленки расположена перпендикулярно плоскости пленки. Это связано с тем, что в первом случае подложка LMO является растягивающей по отношению к пленке, а во втором случае подложка сжимает пленку. В обоих случаях это обусловлено соотношением элементарных ячеек монокристалла и пленки.

На рис. 1 представлены результаты измерения электросопротивления на образце N2. Так как ось с монокристаллов LMO направлена перпендикулярно плоскости пленки, то ток течет в направлении перпендикулярном оси с. Электросопротивление образца N2 проявляет термоактивационное поведение при высоких температурах, а при температурах ниже ~160 К переходит к режиму, характерному для металлического поведения. При этом общее электросопротивление образца N2 меньше электросопротивления R₀, которое было бы у образца без пленки (на рис.1 показано штриховой линией) в несколько раз на всем температурном интервале измерений. Резкое понижение проводимости при низких температурах свидетельствует, по нашему мнению, о переходе в состояние с 2DEG.



Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления *R*(T) образца N2 с гетероструктурой Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃/LaMnO₃ с толщиной слоя Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃ 350 нм; пунктирной линией покзана температурная зависимость сопротивления аналогичного образца LaMnO₃ без плѐнки

Исследование проводящих свойств гетероструктур сегнетоэлектрик-антиферромагнетик LMO/BSTO опубликовано в работе [10]. Кроме этого исследовано влияние внешнего магнитного поля на проводящие свойства гетороструктуры LMO/BSTO.

Заключение

Таким образом, в данной работе проведено моделирование структурных и электронных свойств гетероструктуры сегнетоэлектрик-антиферромагнетика: BaTiO3/LaMnO3. Показана роль структурной перестройки в образовании металлического состояния на границе раздела. Измерено электросопротивление монокристаллических образцов антиферромагнетика LaMnO3, и после этого на них была нанесена эпитаксиальная пленка сегнетоэлектрика Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃ методом магнетронного распыления. Измерения проводящих свойств полученных образцов показали, что в образцах с пленкой сопротивление сильно падает и, при понижении температуры ниже 160 К, переходит к металлическому характеру поведения в том случае, когда ось поляризации сегнетоэлектрика расположена перпендикулярно поверхности монокристалла. Это соответствует случаю, когда пленка наносится на поверхность, перпендикулярную оси c монокристалла LaMnO3. В этом случае подложка является сжимающей по отношению к пленке.

Работа частично выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Исследовано влияние внешнего магнитного поля проводящие свойства. Показано, что есть сильное необратимое влияние и, кроме этого, наблюдается обратимый магниторезистивный эффект.

- 1. A. Ohtomo and H.Y. Hwang, Nature 427, 423 (2004), 5, 204 (2006).
- S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl, C. W. Schneider, and J. Mannhart, Science 313, 1942 (2006).
- N. Reyren, S. Thiel, A. D. Caviglia, L. Fitting Kourkoutis, G. Hammerl, C. Richter, C. W. Schneider, T. Kopp, A.-S. R.uetschi, D. Jaccard, M. Gabay, D. A. Muller, J.-M. Triscone, and J. Mannhart, Science 317, 1196 (2007).
- A. Brinkman, M. Huijben, M. Van Zalk, J. Huijben, U. Zeitler, J. C. Maan, W. G. van der Wiel, G. Rijnders, D. H. A. Blank, and H. Hilgenkamp, Nature Mater. 6, 493 (2007).
- P. Moetakef, T. A. Cain, D. G Ouellette, J. Y Zhang, D. O. Klenov, A. Janotti, Ch. G. Van deWalle, S. Rajan, S. J. Allen, and S. Stemmer, Appl. Phys. Lett. 99, 232116 (2011).
- C.A. Jackson and S. Stemmer, Phys. Rev. B 88, 180403 (2013).
- J. Biscaras, N. Bergeal, A. Kushwaha, T. Wolf, A. Rastogi, R. C. Budhani, and J. Lesueur, Nature Communications 1, 89 (2010).
- A. Annadi, A. Putra, Z. Q. Liu, X. Wang, K. Gopinadhan, Z. Huang, S. Dhar, T. Venkatesan, and Ariando, Phys.Rev.B. 86, 085450 (2012).
- P. Perna, D. Maccariello, M. Radovic, U. Scotti di Uccio, I. Pallecchi, M. Codda, D. Marr.e, C. Cantoni, M. Varela, S. J. Pennycook, and F. M. Granozio, Appl. Phys. Let. 97, 152111 (2010).
- Д.П. Павлов, И.И. Пиянзина, В.М. Мухортов, А.М. Балбашов, Д.А.Таюрский, И.А. Гарифуллин, Р.Ф. Мамин, Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 7, с. 440 – 444 (2017).

Топологические уравнения связи в магнитных текстурах

К.Л. Метлов^{1, *}, А.Б. Богатырёв²

1 Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, ул. Розы Люксембург, 72, Донецк, Украина, 83114.

2 Институт вычислительной математики РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119991.

*metlov@fti.dn.ua

Магнитные текстуры тонкопленочных элементов из магнитомягкого материала можно (при выполнении некоторых достаточно общих предположений) приближенно представить при помощи мероморфных функций комплексного переменного. Эти функции, в свою очередь, полностью определяются положениями своих нулей и полюсов. Оказывается, что геометрическая топология элемента порождает ограничения на возможные положения этих особенностей. В частности, возникают уравнения связи между этими положениями, количество которых на единицу меньше связности элемента. Аналогичное по природе уравнение связи возникает и для периодических магнитных текстур в тонких пленках.

Распределения намагниченности (магнитные текстуры) субмикронных тонкопленочных элементов из магнитомягкого материала можно представить при помощи мероморфных функций комплексного переменного [1]. Такое представление открывает множество новых возможностей для изучения их свойств не только в рамках конкретной микромагнитной задачи, но и в общем для элементов произвольной формы. В частности, нами было показано [2], что в многосвязных тонкопленочных элементах положения магнитных вихрей и анти-вихрей (седел) подчиняются уравнениям связи (ограничениям), количество которых на единицу меньше связности элемента. То есть каждое отверстие (увеличивающее связность на единицу) уменьшает на единицу количество степеней свободы для мягкой моды в магнитной текстуре. Оказывается, что топологические солитоны в таких элементах уже нельзя перемещать независимо друг от друга.

В докладе представлен подход [1] для описания магнитных текстур тонкопленочных элементов с примерами для различных односвязных и многосвязных случаев. Обсуждается природа топологических ограничений [2] в многосвязных элементах, их связь с гипотезой Пуанкаре и теоремой Абеля для алгебраических функций. Рассмотрены периодические магнитные текстуры в тонких пленках и топологические ограничения для них, порождаемое соответствующими (периодическими) граничными условиями. В сочетании с общеизвестным законом сохранения топологического заряда магнитных топологических солитонов, полученные нами ограничения [3] могут служить признаком, позволяющим провести грань между скирмионными магнитными текстурами и магнитными доменами (такими как цилиндрические магнитные домены, ЦМД) движение которых полностью независимо и не имеет аналогичных ограничений.

- K. L. Metlov, "Magnetization patterns in ferromagnetic nano-elements as functions of complex variable", Phys. Rev. Lett. 105, 107201 (2010).
- A. B. Bogatyrëv and K. L. Metlov, "Topological constraints on positions of magnetic solitons in multiply-connected planar magnetic nanoelements", Phys. Rev. B 95, 024403 (2017).
- A. B. Bogatyrëv and K. L. Metlov, "What makes magnetic skyrmions different from magnetic bubbles ?", arXiv:1711.07317.

Магнитные металлические сверхрешетки CoFe/Cuc рекордными значениями магнитосопротивления

М.А. Миляев*, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, В.В. Устинов

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С.Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108. *milyaev@imp.uran.ru

Исследованы три типа магнитных сверхрешеток на основе меди и двойных и тройных сплавов 3-d металлов: Co₃₀Fe₁₀/Cu, Ni₇₆Fe₁₀Co₁₄/Cuu Ni₆₅Fe₁₅Co₂₀/Cu. Показано, что использование составного буферного слоя Ta/(Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀повышает степень совершенства текстуры <111>, уменьшает размер кристаллитов и способствует повышению магнитосопротивления. При его использовании методом магнетронного напыления были получены сверхрешетки CoFe/Cuc рекордной для обменно-связанных металлических сверхрешеток величиной магнитосопротивления 81% при комнатной температуре.

Введение

Интерес к исследованию магнитных металлических сверхрешеток с эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС) сохраняется благодаря сочетанию свойств, представляющих интерес для практического использования, а также из-за относительно простой технологии изготовления как самих магнитных сверхрешеток, так и промышленных магнитных сенсоров на их основе. Наибольшие величины магнитосопротивления в 65-70% наблюдаются при комнатной температуре в сверхрешетках Со/Си с толщиной прослоек меди, соответствующей первому максимуму межслойного обменного взаимодействия [1-3]. Поля магнитного насыщения в них составляют $H_s = 5-10$ кЭ, а магниторезистивная чувствительность всего 0.01 %/Э и менее. Получение и исследование таких сверхрешеток представляет интерес, прежде всего, для фундаментальных исследований, в которых устанавливаются возможные предельные значения характеристик для данного класса наноматериалов. Для практических задач более интересными являются сверхрешетки, соответствующие второму антиферромагнитному максимуму, наблюдающемуся для слоев меди толщиной $t_{Cu} = 20-23$ Å. В таких сверхрешетках для различных ферромагнитных слоев магнитосопротивление составляет 10-30 %, а поле магнитного насыщения $H_{\rm s} = 100-500$ Э.

Важную роль в процессе оптимизации характеристик ГМС сверхрешеток играет материал буферного слоя, способствующий формированию особой кристаллической структуры в последующих слоях и интерфейсах сверхрешетки. Ранее нами было показано, что эффективным материалом буферного слоя для сверхрешеток на основе Си и сплавов 3-d металлов является материал «пермаллой-хром» состава РуСг = $(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$, а также его комбинация со слоем тантала – Ta/PyCr [4, 5]. В настоящей работе при использовании буферного слоя Ta/PyCru оптимизации толщин магнитных и немагнитных слоев в трех вариантах сверхрешеток Co₉₀Fe₁₀/Cu, Ni₇₆Fe₁₀Co₁₄/Cu и Ni₆₅Fe₁₅Co₂₀/Cu получены значения магнитосопротивления, превышающие известные в литературе значения для аналогичных сверхрешеток.

Методика эксперимента и результаты

Сверхрешетки Та/РуСг/[FM/Си]_N/Табыли приготовлены на подложках из стекла Corningметодом магнетронного напыления с использованием установки MPS-4000-C6.FM = $Co_{90}Fe_{10}$, $Ni_{76}Fe_{10}Co_{14}$ и $Ni_{63}Fe_{15}Co_{20}$. В процессе оптимизации функциональных характеристик сверхрешеток помимо технологических параметров процесса напыления варьировались 5 параметров, а именно, толщины слоев Та, РуСг, FM,Си и число пар слоев N. Магнитосопротивление определялось как $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s] \cdot 100\%$, где R(H) – сопротивление в магнитном поле, R_s –в поле магнитного насыщения.

При исследовании структуры сверхрешеток CoFe/Cu с буферным слоем РуСтбыло установлено, что при сохранении в них ГЦК структуры в них наблюдается текстурный брегговский пик <111> во всем исследованном диапазоне изменения толщины буферного слоя $t_{PyCr} = 20-150$ Å и при $t_{PyCr} > 60$ Å проявляется коническая текстура <111>. Интенсивность рефлекса (111) для образцов с буферным слоем РуСг в 5–10 раз выше, чем для аналогичных сверхрешеток с буферными слоями Сг и СоFе. Наибольшая величина магнитосопротивления также наблюдается у сверхрешеток БС/[СоFe/Cu(22– 23)Å]₈ с буферным слоем БС = РуСг, что показано на рисунке 1.



Рис. 1. Сравнение зависимостей величины ГМС от толщины буферного слоя для $\text{БC}/[\text{CoFe}/\text{Cu}(22-23)\text{Å}]_8$

Обнаружено, что при добавлении подслоя тантала к буферному слою РуСг приводит к уменьшению размеров кристаллитов в сверхрешетках и дополнительному улучшению степени совершенства текстуры <111>, что проявляется в уменьшении гистерезиса и поля магнитного насыщения. Рисунок 2 наглядно демонстрирует значительное отличие формы магниторезистивных кривых дляодинаковых сверхрешеток[СоFe(15Å)/Сu(23)Å]₈ с различными буферными слоями.



Рис. 2. Магниторезистивные кривые для сверхрешеток $[CoFe(15Å)/Cu(23)Å]_{8}$,полученных на буферных слоях: 1 – Cr(35Å), 2 – PyCr(50Å), 3 –Ta(40Å)/PyCr(70Å)

При использовании составного буферного слоя Ta/PyCr и комплексного метода оптимизации характеристик нами приготовлены также сверхрешетки Ni₇₆Fe₁₀Co₁₄/Сии Ni₆₅Fe₁₅Co₂₀/Си с полями насыщения около 100 Э, слабым гистерезисом и магнитосопротивлением (16-20) %. Для оптимизированных сверхрешеток Ta/PyCr/[CoFe/Cu(9-10Å)]_N с толщиной слоев меди, соответствующей первому максимуму межслойного обменного взаимодействия, магнитосопротивление достигло 81 % при комнатной температуре. Данная величина магнитосопротивления, измеренная в геометрии протекания тока в плоскости слоев, является рекордной для всех типов исследованных ранее ГМС сверхрешеток. Для аналогичных сверхрешеток CoFe/Cu максимальное магнитосопротивление, полученное ранее в работе [6], составило 63%.



Рис. 3. Магниторезистивная кривая для сверхрешетки стекло/Ta(50Å)/PyCr(50Å)/[CoFe(15Å)/Cu(9.5Å)]₂₄/Ta(50Å)

Работа выполнена по государственной программе ФАНО России (тема «СПИН» №01201463330), при частичной поддержке РФФИ (грант № 16-02-00061) и мегагранта №14.Z50.31.0025.

- S. S. P. Parkin, Z. G. Li, D. J. Smith // Appl. Phys. Lett., V. 58, 2710 (1991).
- C. H. Marrows, N. Wiser *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, V. 11, 81 (1999).
- M. Vopsaroiu, D. Bozec*et al.* // Phys. Rev. B., V. 70,214423 (2004).
- Н. С. Банникова, М. А. Миляев, Л. И. Наумова *и др.* // ФММ, Т. 116, № 10, 1040 (2015).
- 5. Н. С. Банникова, М. А. Миляев, Л. И. Наумова *и др.* // ФТТ, Т. 58, № 10, 1940 (2016).
- W. Kuch, A. C. Marley, S. S. P. Parkin// J. Appl. Phys., V. 83, № 9, 4709 (1998).

Управляемое зарождение доменной стенки в нанопроволоках с перпендикулярной намагниченностью

В.Л. Миронов, О.Л. Ермолаева

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

Представлены исследования особенностей перемагничивания и пиннинга доменной стенки в планарной гибридной системе, представляющей собой нанопроволоку Co/Pt с перпендикулярной намагниченностью (анизотропия типа «легкая ось») и расположенной на ее поверхности ферромагнитной частицей Co с анизотропией типа «легкая плоскость».

.В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованиям управляемого пиннинга доменных стенок в ферромагнитных нанопроволоках (НП), обусловленный, прежде всего, перспективами использования таких эффектов для разработки устройств магнитной логики. Наиболее перспективным является пиннинг ДС с использованием локальных магнитных полей, создаваемых ферромагнитными наночастицами, расположенными вблизи нанопроволоки [1]. В этом случае ферромагнитные частицы играют роль магнитного затвора, управляемого внешними полями, что позволяет реализовать на их основе различные варианты логических ячеек.

Исследования процессов перемагничивания во внешних полях проводились на основе микромагнитного моделирования в программном пакете Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) [21]. Был рассмотрен образец со следующими параметрами. Линейные размеры ΗП CoPt 10×100×1000 нм³, частицы Со 10×100×200 нм³. При вычислениях образец разбивался на элементарные ячейки 5×5×1 нм³. Параметры материалов: намагниченность насыщения M_{CoPt}=0.8 А/м и M_{Co}=1.4 А/м; константа анизотропии $K_{CoPt}=6 \times 10^5$ и $K_{Co}=0$; обменная константа A_{CoPt}=1.5 × 10⁻¹¹ Дж/м, $A_{Co} = 2.5 \times 10^{-11}$ Дж/м. Частица имеет анизотропию типа легкая плоскость, а нанопроволока анизотропию типа легкая ось. В отсутствии обменной связи между слоями Со и СоРt (A_{CoPt-Co}=0) частица намагничена вдоль своей длинной оси, а нанопроволока – перпендикуляно поверхности (рис. 1(а)).

Динамика перемагничивания этой системы во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси z, очень сложна и определяется главным образом процессом зарождения области с противоположной намагниченностью. Этот процесс зависит от соотношения между параметрами перпендикулярной анизотропии НП, анизотропией формы частицы, обменом нанопроволока-частица и магнитостатическим взаимодействием.



Рис. 1. (а) Схематичное изображение участка нанопроволоки Co/Pt с перпендикулярной намагниченностью с расположенной на ее поверхности частицей Со. (б) Характерное распределение z-компоненты магнитного поля, создаваемого наночастицей на оси нанопроволоки

Схематическое изображение магнитных полей рассеяния частицы и распределение z-компоненты поля (hz) представлено на рисунке 1. Видно, что магнитостатическое взаимодействие НП с частицей увеличивает барьер перемагничивания нанопроволоки около левой стороны и уменьшается с правой. Обменное взаимодействие между Со частицей и Со/Pt НП приводит к образованию неколлинеарной намагниченности в последней. Этот эффект уменьшает барьер зарождения доменов и уменьшает критическое поле перемагничивания.

Результаты микромагнитного моделирования для равновесной намагниченности нанопроволокачастица в зависимости от параметра обменного взаимодействия Co/Pt-Co для различных констант обмена А представлены на рисунке 2. При отсутствии обменного взаимодействия между частицей и нанопроволокой, поле рассеяния частицы слабо нарушает намагниченность нанопроволоки (рис.2 (а)).



Рис. 2. Равновесное распределение намагниченности система нанопроволока-частица для различных констант обменного взаимодействия (a) A = 0; (b) $A = 0.5 \ 10^{-11} \ J/m$; (c) $A = 10^{-11} \ J/m$

Существование даже слабого обменного взаимодействия приводит к значительному искажению намагниченности (см. Рис.2 (b)). В случае сильной обменной связи частичное перемагничивание НП наблюдается даже без внешнего магнитного поля (рис.2 (с)). Было проведено моделирование перемагничивания системы во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси z для различной величины обменного взаимодействия. Зависимость критического поля перемагничивания от константы обменного взаимодействия A представлена на рисунке 3.



Рис. 3. Зависимость поля перемагничивания от обменной константы *А*. Поле перемагничивания правой части показано (*H*₁) – квадраты, левой части (*H*₂) – кружки

Перемагничивание НП всегда начинается вблизи правого края частицы. В случае слабого обменного взаимодействия ($A < A_1$), поле формирования зародыша перемагничивания настолько велико, что поддерживающего поля частицы недостаточно, и НП перемагничивается целиком. При увеличении обменного взаимодействия поле зародышеобразования уменьшается из-за дополнительной неоднородности, вносимой обменным полем. В то же время намагниченность НП в области частицы стабилизируется благодаря обменной связи. Поэтому для области A> A1 мы наблюдали двухэтапное перемагничивание. На первом этапе правая часть НП перемагничивается в критическом поле Н₁, но доменная стенка не доходит до левого края НП из-за поля рассеяния частицы и магнитостатического взаимодействием между правой и левой частями НП. На втором этапе наблюдается перемагничивание левой части НП в более высоком магнитном поле H₂ (рис.3). Далее, при А> А₁ перемагничивание левой части определяется только магнитостатическим взаимодействием с правой частью, а критическое поле H₂ не зависит от обменного параметра А. Однако поле (H₁) продолжает уменьшаться из-за увеличения неоднородности намагниченности НП (рис.2 (b)). В области А> А₂ энергия обменного взаимодействия становится больше, чем энергия анизотропии НП, а область с противоположной намагниченностью образуется под частицей уже в исходном состоянии (рис.2 (с)). Поэтому при А> А₂ поле перемагничивания для правой части НП не зависит от величины обменного взаимодействия.



Рис. 4. (а) Зависимость нормированной намагниченности образца от внешнего магнитного поля. (б)-(г) Распределения намагниченности, соответствующие последовательным стадиям (1)-(4) перемагничивания нанопроволоки во внешнем магнитном поле

Работа поддержана проектом РФФИ 18-02-00247

Литература

 R. A. van Mourik, C. T. Rettner, B. Koopmans, and S. S. P. Parkin, J. Appl. Phys., **115**, 17D503 (2014).

Особенности эпитаксиального роста и магнитное строение пленочных микроструктур Fe₂CoAI

Г.М. Михайлов^{1,*}, И.В. Маликов¹, В.А. Березин¹, Л.А. Фомин¹, С.В. Пяткин¹, Д.Б. Рай^{2, §}

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

2 Department of Physics, Pachhunga University College, Aizawl, 796001, India.

^{*}mikhailo@iptm.ru, [§]dibyaprakashrai@gmail.com

Методом импульсного лазерного осаждения выращены эпитаксиальные пленки сплава Гейслера Fe₂CoAl. С помощью ACM и магнитотранспортных измерений определены оптимальные условия роста. Показана значительная анизотропия магнитных свойств таких пленок. Экспериментальное исследование и моделирование магнитного строения микроструктур подтверждают анизотропию магнитных свойств.

Введение

В связи с использованием в спинтронике, возобновился интерес к полным сплавам Гейслера, представляющим собой тройные соединения типа X_2YZ , где X и Y – это переходные металлы, а Z – элементы III-V групп (Y может быть заменен редкоземельным или щелочноземельным металлом). Сплавы Гейслера обладают многими уникальными свойствами. Среди них возможность достижения близкой к 100 % спиновой поляризации, и возможность реализации электронного строения в виде половинного металла (ПМ). За счет зонной структуры спинового половинного металла при их использовании в спиновых вентилях было достигнуто гигантское магнитосопротивление 40-200% при комнатной рабочей температуре [1].

В этой работе были экспериментально исследованы морфология поверхности пленок сплава Гейслера Fe₂CoAl и их магнитотранспортные свойства.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные пленки сплава Гейслера Fe₂CoAl выращивались методом импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме как на Rплоскости сапфира с подслоем W толщиной 10 нм, выращенном при 450 °C, так и без него. Подслой W (Mo) ориентации (001) задает "правильную" ориентацию эпитаксиального роста Fe(001), поскольку указанный в работе [2] параметр решетки данного сплава Гейслера a_0 =5.732 Å практически в точности равен удвоенному значению параметра решетки для Fe a=2.866 Å. Такие значения параметров решеток должны обеспечить и подобие эпитаксиального роста пленок.

Для исследований их морфологии применялся метод атомно-силовой микроскопии (ACM), а магнитного контраста проводились магнитно-силовые (MCM) измерения.

Также проводились измерения магнитосопротивления выращенных пленок, из которых определялись величина коэрцетивной силы H_c и полуширина магнитного перехода Δ H_c.

Методы расчетов

Для интерпретации МСМ измерений, а также предсказания их результатов использовались микромагнитные расчеты с использованием программы ООММГ [3]. Моделирование свойств сплавов Гейслера Co₂FeAl и Fe₂CoAl. было основано на использовании теории функционала плотности. Был проведен расчет из первых принципов для поверхностей (001). Обменно-корреляционные потенциалы учитывались в обобщенно-градиентном приближении Perdew-Burke и Ernzerhof с учетом кулоновского взаимодействия (PBE-GGA+U) [4].

Результаты и обсуждение

По результатам АСМ измерений была определена среднеквадратичная шероховатость поверхности выращенных пленок, зависимость которой от температуры роста показана на рисунке 1. Среднеквадратичная шероховатость пленок Fe₂CoAl на поверхности R-сапфира возрастает с 0.3-0.4 нм при комнатной температуре до величин более 10 нм при 550°С.



Рис. 1. Шероховатость пленок сплава Гейслера в зависимости от температуры роста. Черные кружки – выращенные на поверхности R-сапфира, белые – выращенные с подслоем вольфрама

Шероховатость пленок, выращенных на подслое W, имеет хорошо выраженный минимум при температуре около 270°C. МСМ измерения при сопровождении микромагнитными расчетами показали, что. имеет место одноосная магнитная анизотропия с осью легкого намагничивания в плоскости пленки.

Значения коэрцитивной силы пленок, выращенных на поверхности W, ширина на полувысоте пика магнитосопротивления, а также абсолютная величина магнитосопротивления для пленок сплава Гейслера в параллельном и перпендикулярном полях мало различаются. Величина H_c с температурой увеличивается с 30 до 80 Э. Также можно отметить, что с температурой уменьшается ΔR и имеется тенденция к уменьшению ΔH_c с 80 до 30 Э. Такие разнонаправленные зависимости должны давать оптимальные условия эпитаксиального роста при промежуточных значениях температуры роста, что и наблюдается на зависимости параметра шероховатости поверхности при температуре 270 °C.

Из рисунка 2 видно, что величина полей перемагничивания для пленок сплава Гейслера, выращенных на чистой поверхности R-сапфира, в параллельном и перпендикулярном полях мало различаются. С увеличением температуры роста пленок величина H_c возрастает на порядок с 13 до почти 125 Э. При этом ΔH_c для пленок, выращенных при температурах ниже 200 °C в параллельном и перпендикулярном полях мало различаются.

Характерные магнитополевые зависимости сопротивления мостиков показаны на рисунке 3.

230



Рис. 2. Ширина на полувысоте пика магнитосопротивления от температуры роста для пленок Fe₂CoAI, выращенных на R-плоскости сапфира с подслоем W (черные кружки) и без подслоя в перпендикулярном (белые кружки) и параллельном (белые квадраты) поле



Рис. 3. Магнетополевые зависимости сопротивления мостика при различных углах между направлением магнитного поля и осью мостика

Таким образом, получены и охарактеризованы эпитаксиальные пленки сплава Гейслера, обладающие одноосной магнитной анизотропией в плоскости пленки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 17-57-45024.

- T. Graf, etc, Handbook of Magnetic Materials, V. 21, ch. 1 (2013).
- V. Jain, J. Nehra, V.D. Sudheesh, etc // Science AIP Conf. Proc. V. 1536, 935-936 (2013).
- 3. http://math.nist.gov/oommf.
- D.P. Rai, J. Maibam, B.I. Sharma, etc. // Journal of Alloys and Compounds, V.589, 553-557.

Магниторезистивная память с записью электрическим полем на основе упругого взаимодействия слоев

А.И. Морозов

Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., д. 9, г. Долгопрудный, 141700, Московская область. mor-alexandr@yandex.ru

Рассмотрены проблемы создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем (MERAM), основанной на упругом взаимодействии между электрочувствительным слоем и ферромагнитным слоем, входящим в состав магнитного туннельного соединения. Найдены ограничения на размер ячейки, связанные с существованием суперпарамагнитного порога и величиной прикладываемого напряжения.

Введение

Масштабирование ячеек магниторезистивной памяти (MRAM) на основе туннельного магнетосопротивления в нанометровый диапазон размеров требует существенного уменьшения энерговыделения в процессе записи информации, что возможно в случае перехода от записи с помощью спинполяризованного тока (STT-MRAM) на запись электрическим полем.

Для управления с помощью электрического поля необходим диэлектрический электрочувствительный слой, в качестве которого может быть использована либо диэлектрическая прослойка между двумя проводящими ферромагнитными слоями, входящими в состав магнитного туннельного соединения, либо дополнительный слой, соседствующий с одним из этих ферромагнитных слоев.

На данный момент обсуждаются три главных механизма взаимодействия между ферромагнитным и электрочувствительным слоем: зарядовая связь [1], обменная связь [2], упругая связь. В данной работе обсуждается упругая связь между слоями.

Виды упругого взаимодействия

Существуют две разновидности памяти на основе упругого взаимодействия слоев:

- под действием электрического поля происходит переход электрочувствительного слоя в новое состояние, в котором он остается после исчезновения поля. Деформации электрочувствительного слоя существенно различаются в исходном и конечном состоянии и диктуют положение оси легкого намагничивания в ферромагнитном слое. Электрочувствительный слой должен быть слоем сегнетоэлектрика-сегнетоэластика, а ферромагнитный слой должен иметь малую собственную магнитокристаллическую анизотропию или быть аморфным, чтобы наводимая деформацией магнитная анизотропия была определяющей;

- переориентация происходит между двумя положениями равновесия, существовавшими в отсутствие взаимодействия с электрочувствительным слоем. Под действием электрического поля возникает пьезоэлектрическая деформация электрочувствительного слоя, которая передается слою ферромагнетика. Вследствие магнитоупругого взаимодействия в нем происходит изменение энергии магнитной анизотропии [3] и два легких направления намагниченности становятся неэквивалентными. С ростом электрического поля один из минимумов энергии анизотропии исчезает. Намагниченность ферромагнетика становится коллинеарной оставшейся легкой оси. После снятия напряжения электрочувствительный слой возвращается к исходному состоянию. Смена знака напряжения меняет минимумы энергии анизотропии местами. Наводимая магнитная анизотропия должна превышать собственную анизотропию ферромагнитного слоя. Это ограничение константы анизотропии увеличивает минимальный объем, необходимый для превышения суперпарамагнитного порога, и дает ограничение снизу на минимальный латеральный размер ячейки в несколько сотен нанометров. Поэтому изучим первый вариант упругого взаимодействия слоев.

Упругое взаимодействие со слоем сегнетоэлектрика-сегнетоэластика

Разворот вектора намагниченности ферромагнитного слоя на 90° импульсом электрического поля наблюдался ряде работ (например [4]) при нанесении этого слоя на срез (110) электрочувствительного слоя сегнетоэлектрика-сегнетоэластика Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})_{0,68}Ti_{0,32}O₃ (PMN-PT). В ромбоэдрической фазе этого соединения вектор спонтанной поляризации параллелен одному из восьми кристаллографических направлений типа [111] псевдокубической решетки типа перовскита. В случае среза (110) PMN-PT четыре из восьми возможных направлений вектора спонтанной поляризации лежат в плоскости среза, а четыре других – в перпендикулярной срезу плоскости (110) (рис. 1).



Рис. 1. Возможные направления вектора поляризации в кристалле PMN-PT

Поскольку электрическое поле в указанных экспериментах приложено перпендикулярно срезу, то при одной полярности прикладываемого напряжения равновесному состоянию вектора поляризации отвечает положение 1, а при другой полярности – положение 3. При приложении электрического поля в направлении [110] вектор поляризации разворачивается сначала на 71° и оказывается в плоскости среза (положение 5). Затем происходит поворот на 71° в положение 3. Для создания двух отличающихся деформацией состояний электрочувствительного слоя необходимо, чтобы одному из них соответствовало метастабильное состояние 5, а другому – равновесное состояние 1. Однако в процессе долговременной эксплуатации ячейки памяти возможны случаи, когда при записи информации вместо неполного (из 1 в 5) происходит полное переключение (из 1 в 3).

Во всех экспериментальных работах использовалась массивная подложка PMN-PT. Но при создании памяти электрочувствительный слой должен быть индивидуален для каждой ячейки, а общая подложка должна быть пассивным элементом. При этом она препятствует деформации электрочувствительного слоя под действием электрического поля. Исключить указанное действие подложки можно выбором формы электрочувствительного слоя: толщина электрочувствительного слоя должна намного превосходить его латеральный размер. При используемых значениях электрического напряжения ~0.1 В и полях переключения ~10⁵ В/м латеральный размер ячейки оказывается ограниченным сверху величиной порядка сотен нанометров.

Наличие суперпарамагнитного порога дает значение минимального объема ферромагнитного слоя CoFeB $2 \cdot 10^4$ (нм)³. При толщине слоя в 2 нм это приводит к минимальному латеральному размеру ячейки $l_{min} \sim 100$ нм, выходящему за границы области существования монодоменного состояния. Для ферромагнитного слоя из терфенола D величина $l_{min} \sim 20$ нм.

Выводы

При создании MERAM, в которой электрическое поле прикладывается перпендикулярно слою PMN-PT, необходимо экспериментально определить характерное число последовательных циклов перехода вектора поляризации в метастабильное состояние между двумя неудачными переключениями, сопровождающимися его срывом в равновесное состояние.

Исследование прототипа памяти на основе слоя сегнетоэлектрика-сегнетоэластика следует проводить не на активной, а на пассивной подложке, создав на ней электрочувствительный слой PMN-PT с размерами, соответствующими отдельной ячейке.

Работа поддержана РФФИ (проект офи-м 16-29-14017).

- R.O. Cherifi, V. Ivanovskaya, L.C. Phillips *et al.* // Nature Materials, V. 13, P. 345 (2014).
- A.I. Morosov, A.S. Sigov // J. Magn. Magn. Mater, V. 383. P. 242 (2015).
- N.A. Pertsev, G. Viaud, and B. Dkhil // Phys. Rev. B, V. 90, 024426 (2014).
- M. Buzzi, R.V. Chopdekar, J.L. Hockel *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 111, 027204 (2013).

Синтез симметричных 1D магнитоплазмонных кристаллов Bi₃Fe₅O₁₂/Au/(BiTm)₃(FeGa)₅O₁₂ комбинированием ионно-лучевых методов

П.Н. Найденов¹, О.Л. Голикова¹, А.В. Беспалов¹, А.Л. Чехов², Т.В. Мурзина²

1 Московский технологический университет, проспект Вернадского, д. 78, Москва, 119454.

2 Московский государственный университетимени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991.

*pavel.snk@gmail.com

В докладе представлен метод синтеза симметричных магнитоплазмонных кристаллов (МПК) комбинированным применением фокусированного высокоэнергетического и широкоапертурного низкоэнергетического ионных пучков. Приведены физические основы изготовления и некоторые свойства полученных МПК.

Введение

Висмутовые феррит-гранаты (BIG) долгое время являлись основным материалом для магнитооптической (МО) записи. В то же время, относительная малость МО эффектов является препятствием для использования пленок BIG в интегральных устройствах магнитной микроэлектроники [1]. Для усиления МО эффектов было предложено использовать магнитоплазмонные кристаллы (МПК), в которых реализуется резонансное усиление электромагнитного поля при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в периодической решетке золота на поверхности магнитной пленки [2]. Однако экспериментально наблюдаемые усиления МО эффектов оказались пока недостаточными для прикладных применений [2-4].В нашей работе выполнены экспериментальные и теоретические исследования МПК, полученные комбинированным применением фокусированного высокоэнергетического и широкоапертурного низкоэнергетического ионных пучков в процессах осаждения-травления [3-4].

Целью работы является синтез магнитоплазмонных кристаллов нового симметричного типа, $Bi_3Fe_5O_{12}/Au/(BiTm)_3(FeGa)_5O_{12}$, в которых описанные выше МПК служат исходными структурами. Это реализуется путем формирования дополнительного поверхностного слоя BIG (состава $Bi_3Fe_5O_{12}$). Основные усилия были направлены на оптимизацию условий синтеза капсулирующей пленки граната, позволяющих сохранить свойства исходного МПК, и достижение достаточно плотной поликристаллической структуры дополнительного

слоя BIG, «наследующей» свойства соответствующей эпитаксиальной пленки-аналога. Ожидалось, что в этом случае, за счет устранения границы раздела золото-воздух, потери в структуре будут ниже, что приведет к большей добротности резонансно возбуждаемых ППП. Кроме того, плазмонная решетка в таких симметричных МПК будет защищена от механических повреждений и воздействий атмосферы.

Методика эксперимента

Симметричные (капсулированные) плазмонные структуры создавались на 1D МПК, полученных комбинированным применением фокусированного высокоэнергетического и широкоапертурного низкоэнергетического ионных пучков в процессах осаждения – травления. Исходные пленки ферритграната $(BiTm)_3(FeGa)_5O_{12},$ (LuBi)₃(FeGa)₅O₁₂, Bi₃Fe₅O₁₂ (BIG) получены методом жидкофазной эпитаксии на подложке (110) галлий-гадолиниевого граната Gd₃Ga₅O₁₂ (GGG). Для достижения плоской бездефектной поверхности слоя ФГ был проведен процесс выравнивания методом двойного ионнолучевого распыления ионами кислорода с энергией 300 эВ. Пленки золота латеральными размерами не более 100 мкм х 200 мкм и толщиной 80..120 нм создавались методом многостадийного ионного распыления. Энергия распыления мишени составляла 1,5 кэВ, энергия осаждения атомов золота на поверхность ФГ – 2..60 эВ. Энергия распыления первичной пленки золота составляла 300 эВ. Формирование плазмонной решетки проводилось методом травления фокусированным высокоэнергетическим пуском ионов Ga⁺ с энергией 30 кэВ [4]. Далее проводилось конформное осаждение поверхностного слоя $Bi_3Fe_5O_{12}$ толщиной 100..200 нм при ионном распылении мишени соответствующего состава [5]. После осаждения пленки проводился процессимпульсного отжига в атмосфере аргона. Схематическое изображение метода синтеза симметричного МПК кристалла приведено на рисунке 1.

Результаты и обсуждение

Для исследования объемной структуры МПК применялся двухлучевой электронно-ионный аналитический комплекс PHI HeliosNanolab 400 (рис. 2). влением плазмона воздух-золотоЗначения магнитооптических параметров «симметричных» структур лучше исходных МПК: коэффициент пропускания достигает 40%, магнитный контраст имеет большую добротность.

Заключение

В работе показано, что применѐнный метод синтеза позволяет получать качественные симметричные наноразмерные гетероструктуры с заданными (в определѐнном диапазоне) геометрическими характеристиками.Демонстрируется, что в симметричной МПК наблюдаются резонансы с более высокой



Рис. 1. Схематическое изображение синтеза«симметричного» МПК

Исследование морфологии поверхности проводилось при помощи электронного микроскопа высокого разрешения Tescan MIRA3 с полевым катодом Шотткии атомно-силовой микроскоп IntegraMaximus. Контроль МО эффектов осуществлялся посредством измерения спектров пропускания плазмонных структур до и после капсуляции. Исследования МО показало, что в спектрах пропускания «симметричных» МПК проявляются дополнительные резонансные особенности, связанные с возникновением 2 ППП на границах золото-ФГ и пода-





добротностью, чем в некапсулированной структуре. Обнаружены новые спектральные особенности МО эффектов, связанные со спектральным сужением резонансов МО отклика

- A.K. ZvezdinandV.A. Kotov, ModernMagnetoopticsandMagnetoopticalMaterials. //TaylorandFrancis, NY, (1997). 404 c.
- V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, et al., // Nature Nanotechnology6, 370 (2011).
- V. Bespalov, O.L. Golikova, S.S. Savin , A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, Inorganic Materials. 48(12), 1190 (2012).
- A.L. Chekhov, V.L. Krutyanskiy, V.A. Ketsko, A.I. Stognij, and T.V. Murzina // Optical Materials Express 5, 1647 (2015).
- П.Н. Найденов, О.Л. Голикова, С.С. Савин, А.А. Гераськин, А.В. Беспалов. // Беларусь-Россия-Украина» Нано-2016, 22-25 ноября 2016, Минск, с. 513-514.

3D-магнонные кристаллы

С.А. Никитов^{1,2*}, Е.Н. Бегинин², А.В. Садовников^{1,2, §}, А.Ю. Шараевская^{1,2}, А.И. Стогний³

1 Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

2 Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072.

*nikitov@cplire.ru, §sadovnikovav@gmail.com

Методом численного моделирования исследуются дисперсионные характеристики спиновых волн в периодических магнитных структурах меандрового типа. Исследованы особенности формирования запрещенных брэгговских зон и поведения фазовых и групповых скоростей волн в зависимости от глубины 3D- структуры.

Введение

Магнитные пленочные микро- и наноструктуры интенсивно исследуются в качестве возможных кандидатов для создания перспективных устройств спинтроники [1] и магноники [2]. Переносчиками информационных сигналов в таких устройствах, являются магноны или спиновые волны. Важным преимуществом таких носителей по сравнению с традиционной электроникой с переносом зарядов является отсутствие джоулевого нагрева среды. В настоящее время в технологии создания устройств полупроводниковой электроники наблюдается переход от двумерных (планарных) к трехмерным вертикально-интегрированным структурам. Для сохранения конкурентных преимуществ аналогичный переход должен быть реализован и в магнонике, которая в настоящее время базируется на планарных технологиях и магнитных структурах с «горизонтальными» (в плоскости пленки) связями [3]. В работе рассматривается новый класс магнитных структур в которых возможно распространение спиновых волн в трех измерениях и обсуждается концепция трехмерных магнонных кристаллов.

Структура 3D-МК и метод расчета

В качестве основы для создания такого 3Dмагнонного кристалла (3D-MK) может быть использована пленка железо-иттриевого граната (YIG) полученная методом магнетронного распыления на поверхности структурированного слоя галлий-гадолиниевого граната (GGG) (рис. 1а). Сформированная периодическая структура меандрового типа размещается во внешнее однородное магнитное поле H_0 ориентированное в плоскости структуры вдоль оси *z*. Дисперсионные характеристики спиновых волн (SW), распространяющихся вдоль оси *y* (рис. 1б), и особенности образования запрещенных брэгговских зон в 3D-МК исследуются с использованием метода конечных элементов (FEM) в рамках магнитостатического приближения.



Рис. 1. а) Сечение 3D-МК полученное методом SEM, б) схематичное изображение 3D-МК меандрового типа на основе пленки YIG, в) один период 3D-МК, вертикальными штриховыми линиями отмечены области периодических граничных условий

Один период 3D-МК (рис. 1в) имел геометрические размеры: толщина пленки YIG d=1 мкм, период структуры L=40 мкм, длины горизонтальных сегментов $L_1=L_3=9$ мкм, $L_2=20$ мкм, глубина структуры s. Для расчета методом FEM использовались следующие параметры: намагниченность насыщения

YIG $4\pi M_0 = 1750$ Гс, внешнее магнитное поле $H_0 = 250$ Э.

Результаты и обсуждение

На рис.2 показаны результаты расчета дисперсионных характеристик $k_s(f)$ спиновых волн распространяющихся в бесконечном периодическом 3D-MK в зависимости от глубины структуры *s*. При глубине s=0, т.е. в отсутствии периодичности, полученная дисперсионная характеристика совпадает с дисперсионной характеристикой волны Деймона-Эшбаха в ферритовом слое толщиной *d*. С увеличением глубины меандра *s* происходит уменьшение фазовых и групповых скоростей спиновых волн за счет увеличения суммарного расстояния проходимого волнами по горизонтальным и вертикальным сегментам OA, AB, BD и т.д (рис. 1в).

Периодичность структуры вдоль оси *у* и отражение волн от стыков горизонтальных и вертикальных сегментов приводит к появлению на дисперсионных характеристиках запрещенных брэгговских зон на частотах f_n , где выполняются условия: $k_s(f_n)=nk_b$, $k_b=\pi/L=785$ см⁻¹, n=1,2,... -номер зоны. Формирование запрещенных зон обусловлено переотражением волн от областей стыков вертикальных и горизонтальных сегментов структуры. С увеличением глубины структуры *s*, при фиксированном номере *n*, центральные частоты зон смещаются к началу спектра спиновых волн (в область меньших частот).

Ширина запрещенных зон немонотонно зависит от глубины структуры s и ее номера n. В частности, наблюдается отсутствие зон на дисперсионных характеристиках для n=3 и значений s=3 мкм и 6 мкм. Такая особенность обусловлена влиянием дополнительного фазового набега спиновых волн на вертикальных сегментах структур на условия формирования запрещенных зон.

Методом FEM также были проведены расчеты пространственного распределения магнитостатических потенциалов спиновых волн и показано, что они определяются с одной стороны периодической пространственной модуляцией потенциалов, вызванной периодическими условиями на границах элементарной ячейки и стоячими волнами, образованными суперпозицией падающих и отраженных волн от областей стыков горизонтальных и вертикальных сегментов структуры.



Рис. 2. Дисперсионные характеристики спиновых волн в 3D-МК в зависимости от глубины меандра *s*:(SW)-0 мкм, (1)-1 мкм, (2)-3 мкм, (3)-6 мкм, (3)-9 мкм. Вертикальными штриховыми линиями показаны брэгговские волновые числа *nk_b* для различных зон

Таким образом, представленные результаты показывают возможность дополнительного управления фазовыми и групповыми скоростями спиновых волн изменением глубины структуры. Наличие вертикальных и горизонтальных сегментов в структуре обеспечивает реализацию различных типов связей («вертикальных» и «горизонтальных») и открывает возможность создания и использования 3Dмагнонных структур подобного типа в качестве спин-волновой элементной базы для обработки информационных потоков.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (18-57-00006,18-07-00509).

- 1. M. Fuhrer // Nat. Phys., V. 1 (2005).
- A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands // J. Phys. D. Appl. Phys., V. 50, № 24 (2017).
- S.A Nikitov *et al.* // Physics-Uspekhi. V. 58, № 10. (2015).

Изменение топографии и состава слоев GaMnAs в результате отжига эксимерным лазером

Д.Е. Николичев¹, Р.Н. Крюков^{1, *}, С.Ю. Зубков¹, Ю.А. Данилов², В.П. Лесников², А.Е. Парафин³

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

З ИФМ РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, 603087.

*kriukov.ruslan@yandex.ru

Экспериментально обнаружено, что лазерный отжиг полупроводниковых систем, выращенных методом ИЛО, уменьшает шероховатость поверхности. Отжиг приводит к диффузии марганца вглубь структуры и уменьшает максимальную концентрацию этой примеси. Также происходит диффузия кислорода в слое и дальнейшее проникновение его в подложку на глубину модифицированного лазером слоя.

Введение

Активное развитие спинтроники как прикладной области знаний стимулирует развитие исследований в области материаловедения. Больших успехов удалось достичь в получении разбавленных магнитных полупроводников (РМП): (III,Mn)V и IVMn [1]. Но параметры (рабочая температура, степень поляризации) этих систем не достигают оптимальных значений с точки зрения практического использования. Отмечается слабая воспроизводимость электрических, магнитных и химических свойств при использовании одних и тех же технологических условий.

Лазерный отжиг является одним из методов для решения проблемы стабилизации РМП. Основным преимуществом такого подхода является ультрамалое время нагрева, что предполагает уменьшение вклада диффузии Mn.

Методика эксперимента

В работе изучались слои GaMnAs, выращенные методом импульсного лазерного (ИЛО) осаждения на подложке GaAs при температуре 200°С толщиной 40 - 50 нм. Часть образцов была подвергнута отжигу эксимерным лазером LPX-200 на KrF.

Исследования образцов методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовались Mg K_α или Al K_α-

излучение. Диаметр области анализа составлял 3 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ar^+ , с энергией 1 кэВ. Предельная обнаруживаемая концентрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составляла 0,1 - 1 ат.% для различных линий. Для определения концентрации химических элементов производилась запись ФЭлиний: O 1s, C 1s, Mn 2*p*_{3/2}, Ga 3*d*, As 3*d*.

Результаты

Был выявлен ряд различий в химических и топографических свойствах систем до и после отжига. Методом ACM определено, что лазерный отжиг приводит к значительному уменьшению шероховатости с 9,2 до 1,1 нм за счет расплавления капель, всегда возникающих в процессе ИЛО. Помимо этого был проведен анализ каплеобразных дефектов, наблюдаемых на поверхностях. На поверхности неотожженного образца частицы занимают на порядок большую площадь, чем в отожженном.

Проведение исследований методом РФЭС позволило определить, что лазерный отжиг приводит к значительному перераспределению химических элементов в глубине образца. Так профиль распределения марганца становится более размытым и максимальная концентрация его на протяжении всего образца остается на уровне одного атомного процента. Исключение составляет только приповерхностный слой структуры, где содержание марганца превышает 3 ат.% за счет процесса его сегрегации. При этом стоит отметить проникновение марганца на глубину, превышающую толщину слоя РМП, что связано с его диффузией в расплаве.

Основной отличительной особенностью отожженного образца является наличие кислоро-

да в слое. Данный факт связан с расплавлением слоя в процессе отжига и попаданием кислорода в этот расплав. После кристаллизации кислород остается на небольшом (2 ат.%) уровне в структуре.



Рис. 1. Поверхность слоя GaMnAs: (a) ACM-изображение поверхности неотожженного образца; (б) ACM-изображение поверхности отожженного образца; (в) профиль распределения химических элементов по глубине в неотожженном образце; (г) профиль распределения химических элементов по глубине в отожженном образце

Химический анализ методом РФЭС неотожженной структуры определил присутствие арсенида марганца, марганца междоузельного и марганца замещающего. В структурах же, подвергнутых отжигу, было определено, что марганец преимущественно находится в оксидированном состоянии, что, скорее всего, связано с большой мощностью лазера. Стоит отметить присутствие в структуре оксидов мышьяка на уровне минимальной обнаруживаемой концентрации.

Отжиг привел к существенному изменению магнитных свойств РМП. Причиной этого является уменьшение количества замещающего марганца, являющегося основным источником ферромагнитизма GaMnAs [1]. Это вызвано уменьшением концентрации марганца в слое за счет его сегрегирования с последующим оксидированием на поверхности.

Литература

- W.M. Chen. Handbook of Spintronic Semiconductors. *Pan Stanford Publishing Pte. Ltd.* 2010, 368p.
- D.E. Nikolichev, A.V. Boryakov, S.Yu. Zubkov et. al. // Semiconductors, V. 48, № 6, 815 (2014).

Том 1

Влияние тока на магнетосопротивление в Ру-Си-Ру латеральной спинвентильной структуре

Ю.В. Никулин^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}

1 СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019. 2 СГУ имени Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 СГТУ имени Гагарина Ю.А., ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054

*yvnikulin@gmail.com

Рассмотрено влияние силы тока (*I*) на магнетосопротивление планарной спин-вентильной структуры Ру/Си/Ру. Для локальной геометрии установлен эффект изменения знака магнетосопротивления при увеличении тока на 1.5 - 2% выше некоторого «критического» (*I*_c), значение которого определяется геометрией структуры. Увеличение тока I на 4 - 5 % от «критического» приводит к увеличению магнетосопротивления с 0.5% до 40% (магнитное поле перпендикулярно ферромагнитным электродам) и 20% (магнитное поле параллельно ферромагнитным электродам). Для нелокальной геометрии обнаружен эффект изменения знака напряжения U в зависимости от величины и полярности тока I инжектируемого в структуру.

Введение

Исследование эффектов спинзависимого транспорта в микро и наноструктурах представляет интерес в связи с возможностью создания устройств обработки информации на принципах спинтроники. Широкое распространение при изучении эффектов спинзависимого транспорта получили планарные спиновые вентили на основе пленок ферромагнитных и парамагнитных металлов. В таких структурах, в зависимости от выбора геометрии инжекции спин-поляризованного тока и его детектирования (нелокальная и локальная геометрия), имеется возможность детектирования как чистого спинового тока (нелокальная геометрия), так и магниторезистивного эффекта (локальная геометрия).

Методика эксперимента

Планарные псевдовентильные структуры (рисунок 1) на основе пленок пермаллоя (Ру, d≈20 нм) и меди (Си, d≈40 нм) были изготовлены с использованием методов позитивной фотолитографии, ионного травления и магнетронного распыления. В работе исследовались структуры с шириной ферромагнитных электродов и расстоянием между ними 1.2 – 1.5 мкм. Особенности спиновой инжекции и магниторезистивные свойства исследовались при температурах T≈8 - 300 K 4-х зондовым методом в локальной (рисунок 1а) и нелокальной (рисунок 1б) геометриях инжектирования и детектирования. Магнитное поле величиной -0.6 ≤ H ≤ 0.6 кЭ при-

кладывалось в плоскости структуры параллельно или перпендикулярно ферромагнитным электродам. Величина постоянного тока, инжектируемого в структуру составляла I≈0.5 - 3 мА.



Рис. 1. Изображение планарной псевдовентильной структуры в локальной (а) и нелокальной (б) геометриях измерения

Результаты и обсуждение

В локальной геометрии (рисунок 1a) обнаружен эффект резкого увеличения значений магнетосопротивления (MC) (рисунок 2) при достижении «критического» значения тока Iс, величина которого определяется геометрией структуры. Увеличение значений тока, инжектируемого в структуру, на 4 -5 % от Ic приводит к росту MC с 0.5% до 40% (Н перпендикулярно Ру электродам) и 20% (Н параллельно Ру электродам).



Рис. 2. Типичная зависимость *MC (I)* в локальной геометрии измерения. Магнитное поле *H* направлено перпендикулярно и параллельно Ру электродам

При $I/I_c > 1.1$ значение MC снижается до единиц процентов. Рост значений MC при увеличении тока I сопровождается изменением знака зависимости R(H) (рисунок 3a), что может быть обусловлено термическим разогревом структуры при I>Ic. Данное предположение подтверждается сменой знака зависимости R(H) при фиксированном I>Ic при охлаждении структуры от 300 К до 140 К (рисунок 36).



Рис. 3. Зависимости *R*(*H*) в локальной геометрии измерения для различных величин токов *I* (а) при Т≈300К и температур измерения *T* (б) при фиксированном токе I≈1.75 мА. Магнитное поле *H* направлено перпендикулярно Ру электродам

В нелокальной геометрии (рисунок 1б) инжектирования и детектирования при Т≈8 К обнаружен эффект изменения знака U в зависимости от величины и полярности тока I инжектируемого в структуру. При этом эффект изменения знака зависимости U(I) наблюдается только для одного направления тока (условно «отрицательного») – области I и II на рисунке 4. В этом случае, существует критическое значение тока Iс $_{\sim} \approx 1.82$ мА, при котором зависимость U(I) меняет знак. При токе I < Iс $_{-}$ (область I на рисунке 4), характер зависимости U(I) линейный – для структуры, изображенной на рисунке 16 при увеличении тока инжекции I с 1 до 1.8 мА значения U изменяются с -6 до -20 мкВ (при токах I меньших I≈1 мА сигнал U не выделялся из шумов). При I=Ic≈1.82 мА значение U падает до ≈0 и при дальнейшем повышении тока на 1-2 % происходит изменение знака U и скачкообразное увеличение U до +20 мкВ (рисунок 4, область II).

Для обратного, «положительного», направления тока I – области III и IV на рисунке 4 – при I < Ic₊ \approx 2.92 мА величина U от тока зависит слабо (I \approx 0.5 - 2.9 мА, U \approx 2 - 4 мкВ), а при I=Ic₊ \approx 2.95 мА наблюдается резкий рост значений U до 100 мкВ без смены полярности U.

Поскольку знак напряжения U при I > Iс для обоих направлений тока является положительным, то увеличение U при I>Iс для обоих направлений тока может быть связано с влиянием термоэлектрического эффекта (эффект термопары). При этом, отличить вклад спиновой инжекции в детектируемом сигнале U от вклада термоэлектрического эффекта оказывается возможным по изменению знака U при I≈Iс_.



Рис. 4. Зависимость напряжения *U* от величины тока / при Т≈8 К в нелокальной геометрии измерения для 2-х направлений тока *I*. Магнитное поле Н направлено перпендикулярно Ру электродам

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 16-37-60052, 16-29-14058.

Модификация ферромагнитных свойств тонких пленок Si_{1-х}Mn_x, синтезируемых методом импульсного лазерного осаждения при изменении давления буферного газа

О.А. Новодворский^{1, *}, В.А. Михалевский¹, Д.С. Гусев¹, А.А. Лотин¹, Л.С. Паршина¹, О.Д. Храмова¹, Е.А. Черебыло¹, А.Б. Дровосеков², А.О. Савицкий², Н.М. Крейнес², В.В. Рыльков³, С.Н. Николаев³, К.Ю. Черноглазов³, К.И. Маслаков⁴

1 Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, ул. Святоозерская 1, Шатура, Московская обл., 140700, Россия.

2 Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва 119334, Россия.

З Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва 123182, Россия.

4 Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва 119991, Россия.

*onov@mail.ru

Изучена серия тонких пленок сплавов Si_{1-x}Mn_x, приготовленных методом импульсного лазерного осаждения на подложке Al₂O₃ в атмосфере аргона. Показано существенное влияние давления буферного газа в камере напыления на структурную и магнитную однородность выращенных пленок. Исследованы условия формирования в образцах ферромагнитной фазы с высокой температурой Кюри (> 300 K). Установлена немонотонная зависимость амплитуды зондового времяпролетного сигнала от давления аргона для высокоэнергичных частиц факела.

Разбавленные магнитные полупроводники, базирующиеся на кремний содержащих материалах, таких как магнитные сплавы $Si_{1-x}Mn_x$, привлекательны для разработки элементов спинтроники, поскольку их можно легко интегрировать в современную микроэлектронную технологию [1].

Недавно нами было обнаружено, что в сплавах $Si_{1-x}Mn_x$ с небольшим избытком Mn (x = 0.52-0.55), полученных методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО), температура Кюри $T_{\rm C} \ge 300$ К. Эта величина более чем на порядок превышает темпемонокристаллического ратуру Кюри MnSi $(T_{\rm C} = 30 \text{ K})$. Высокотемпературный (ВТ) ферромагнетизм (ФМ) в таких пленках объясняется формированием дефектов с локализованными магнитными моментами [2]. Нами было показано, что структурное своеобразие пленок $Si_{1-x}Mn_x$ (x ≈ 0.5) целиком определяет наблюдаемый в них эффект ВТ ФМ [3]. Поэтому возможность контролируемого изменения структуры и состава сплавов Si_{1-x}Mn_x, что определяется энергией осаждаемых частиц, представляет важную задачу для получения тонкопленочных образцов с высокой температурой Кюри. Для решения этой задачи бескапельным методом ИЛО получена и исследована серия тонких пленок Si_{1-x}Mn_x при различных давлениях аргона в напылительной камере. Использование буферного газа дает возможность изменения энергии частиц, вылетевших из мишени, и диаграммы их разлета, что обеспечивает плавное изменение состава осаждаемой пленки. Предварительно методом зонда Ленгмюра была определена функция распределения заряженных частиц факела по скоростям при различном давлении аргона [4]. Зондовые исследования эрозионного лазерного факела от мишени MnSi показали, что он имеет сложную структуру и изменяется с давлением буферного газа. На рис. 1 представлена зависимость амплитуды зондового времяпролетного сигнала от давления аргона для высокоэнергичных частиц факела.

Немонотонная зависимость амплитуды зондового времяпролетного сигнала от давления аргона для высокоэнергичных частиц факела определяется двумя механизмами: ионизацией атомов аргона, доминирующей при низких давлениях и рассеянием ионов на атомах аргона, превалирующем при увеличении давления буферного газа. Эффект увеличения амплитуды сигнала наблюдается при давлениях, когда длина свободного пробега ионов факела с энергией, превышающей потенциал ионизации атома аргона, соизмерима с расстоянием зонда от мишени.



Том 1

Рис. 1. Зависимость амплитуды времяпролетного зондового сигнала MnSi от давления аргона. Точки – эксперимент, линия – аппроксимация



Рис. 2. Функции распределения заряженных частиц по скорости разлета для различных значений давления буферного газа аргона в вакуумной камере: $1 - 5.4 \cdot 10^{-4}$, $2 - 2.4 \cdot 10^{-2}$, $3 - 4.8 \cdot 10^{-2}$, $4 - 6.0 \cdot 10^{-2}$ торр

Из времяпролетных кривых определена функция распределения заряженных частиц по скорости разлета для различных значений давления буферного газа аргона в вакуумной камере (Рис. 2).

Проведены исследования электрофизических и магнитных свойств полученных наноразмерных пленок, их состав и структурные особенности для отработки технологии получения ферромагнитных полупроводниковых материалов $Si_{1-x}Mn_x$ с приемлемой для технологических применений температурой Кюри. Состав и структурные особенности пленок исследовались методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и рентгенофазового анализа. Магнитные свойства образцов изучались с помощью СКВИД магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) в интервале температур 4 – 300 К. Измерения ФМР проведены на частоте 17.4 ГГц в магнитном поле до 10 кЭ.

Положение и форма линии ФМР существенно отличается для пленок, выращенных при разных значениях давления буферного газа аргона *P* (Рис. 3). При малых *P* образцы демонстрируют узкий пик поглощения. При этом температурная зависимость поля размагничивания $4\pi M_{\rm eff}$ хорошо описывается упрощенной функцией Бриллюэна с высоким значением $T_{\rm C} \approx 310$ К. Такое поведение свидетельствует о формировании в пленке однородной ВТ ФМ фазы. С увеличением давления буферного газа линия ФМР существенно уширяется. Зависимость $4\pi M_{\rm eff}(T)$ приобретает более сложную форму, описываемую двумя температурами Кюри $T_{\rm C1} \approx 60$ К и $T_{\rm C2} \approx 250$ К, что говорит о сосуществовании в пленке нескольких магнитных фаз. Дальнейшее увеличение давления *P* приводит к полному подавлению ферромагнетизма в пленке.



Рис. 3. Температурная зависимость эффективного поля анизотропии $4\pi M_{eff}$ для пленок, приготовленных при различных значениях давления буферного газа аргона *P*. На вставке – примеры линий ФМР для трех образцов: 1 – $P = 8.5 \cdot 10^{-6}$, $2 - P = 5.4 \cdot 10^{-4}$, $3 - P = 1.0 \cdot 10^{-2}$ торр

Таким образом, показано, что малые значения давления буферного газа в камере напыления способствуют формированию в пленке ВТ ФМ фазы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 17-07-00615, 18-07-00772, 15-29-01171, 16-07-00657.

- [1] S. Zhou and H. Schmidt, Materials 3, 5054 (2010).
- [2] В.В. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, Б.А. и др. Письма в ЖЭТФ 96, 272 (2012).
- [3] S.N. Nikolaev, A.S. Semisalova, V.V. Rylkov et al., AIP Advances 6, 015020 (2016).
- [4] Новодворский О.А., Михалевский В.А. Гусев Д.С. и др. Письма в ЖТФ. 2018, том 44, вып. 6, с.103-110.

Сверхбыстрое переключение магнитного состояния среды фемтосекундным импульсом циркулярно поляризованного лазерного излучения в пленках DyFeCo

С.В. Овчаренко^{1, *}, П.О. Якушенков², Н.А. Ильин¹, К.А. Брехов¹, Е.М. Семенова³, Е.Д. Мишина¹

1 Московский технологический университет (МИРЭА), проспект Вернадского, 78, Москва, 119454

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), г. Москва, ул. Керченская, 1А, корп.1, Москва, 117303.

3 Тверской государственный университет. ул. Желябова, 33, Тверь, 170100.

*serg30101993@gmail.com

Экспериментально продемонстрирована возможность полностью оптического переключения магнитного состояния тонкой пленки сплава редкоземельного переходного металла DyFeCo единичным циркулярно поляризованным лазерным импульсом длительностью порядка 35 фсбез приложения внешнего магнитного поля.

Введение

Постоянно растущая потребность в увеличении вычислительных мощностей для современной электроники выражается в стремлении повысить плотность хранения информации и скорость еè записи.

В настоящее время показано, что время записи одного бита информации при использовании передовых технологий магнитной памяти(VCMA-MRAM), ограничено временами порядка сотен пикосекунд [1]. Указанное ограничение стимулирует поиск более быстрых подходов к магнитной записи информации.

Решением данной проблемы может служить переключение магнитного состояния среды с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Циркулярно поляризованный свет обладает способностью воздействовать на магнитную систему таким же образом, как магнитное поле, направленное параллельно волновому вектору света через обратный эффект Фарадея [2].

Оптически индуцированное сверхбыстрое перемагничивание является совокупным результатом нагрева магнитной среды фемтосекундным лазерным излучением до температур, близких к точке Кюри, и одновременного воздействия циркулярнополяризованного лазерного излучения в качестве внешнего магнитного поля, направленного параллельно волновому вектору света, через обратный эффект Фарадея. Кроме того, правые и левые циркулярно поляризованные волны действуют как магнитные поля противоположного знака. Показано, что данный эффект возможно получить в различных материалах, в том числе в тонких пленках сплавов редкоземельных металлов, многослойных структурах и гетероструктурах [3].

Возможность переключения магнитного состояния фемтосекундными лазерными импульсами была продемонстрирована в работе [4] на тонкой пленке аморфного ферримагнитного сплава GdFeCo. Данный материал относится к классу сплавов редкоземельных и переходных металлов, широко применяющихся при производстве магнитооптических дисков, а также использующихся в технологиях магнитной памяти [5].

Другим представителем данного класса материалов является DyFeCo. Данный материал широко применяется в технологии магнитооптической записи [6]. Следовательно, изучение возможности осуществления сверхбыстрого оптического переключения в данном материале без приложения внешнего магнитного поля имеет значительный практический интерес.

Методика эксперимента

В эксперименте исследовалась тонкая пленка аморфного ферримагнитногоматериала Dy₂₂Fe_{68.5}Co₁₀. Данный материал обладает магнитооптическими свойствами, исследованными в работе [7]. Том 1

Воздействие на магнитное состояние пленки осуществлялось с помощью фемтосекунднойтитансапфировой лазерной системы с регенеративным усилителем, обеспечивающей длительность импульса 35 фс, среднюю мощность излучения 600 мВт, длину волны 800 нм.

Излучение лазера фокусировалосьна образец в пятно диаметром 20 мкм при комнатной температуре, плотность энергии на образце составляла 12 мДж/см².

Воздействие в каждой точке осуществлялось в режиме генерации одиночных импульсов. После этого образец перемещался в плоскости, ортогонально оптической оси, и экспонирование повторялось.

С целью генерации эффективного магнитного поля разных знаков вдоль намагниченности образца использовались лазерные импульсы право- и лево циркулярной поляризации.

Результаты записи были исследованы на поляризационном микроскопе, в котором домены, намагниченные «вверх» и «вниз» отображаются как темные и светлые области. Результаты исследования представлены на рисунке 1.



Рис. 1. Изображения результата воздействия одиночного лазерного импульса на пленку DyFeCo, полученные с помощью поляризационного микроскопа. σ⁻, σ⁺ – результат воздействия импульсов с «левой» и «правой» поляризацией соответственно

Основной интерес представляет область на внешнем периметре пятна, полученного импульсами с левой и правой круговой поляризацией. В данной области на левом изображении наблюдается доменная структура в виде кольца, отсутствующая на правом изображении.Именно данную область можно считать «записанной».

Направление намагниченности в центральной области пятнадля двух случаев ориентированов одном направлении, что объясняется чрезмерной плотностью энергии на единицу площади образца, вызвавшейнеобратимые изменения в образце.

Выводы

В данной работе показана возможность сверхбыстрой оптической записи магнитных "бит" в тонких пленках Dy₂₂Fe_{68,5}Co₁₀ с помощью фемтосекундного лазерного импульса.

Вызванный одиночным лазерным импульсом поворот направления намагниченности среды можно объяснить как результат двух взаимодействующих эффектов: во-первых, часть энергии импульса поглощается в металле, приводя его в сильно неравновесное состояние, при этом температура пленки увеличивается до уровня, немного ниже температуры Кюри Т_с, что согласно теории магнитных фазовых переходов второго порядка, увеличивает магнитную восприимчивость [8]; во-вторых, циркулярно поляризованный лазерный импульс воздействует на эту возбужденную магнитную систему как эффективное магнитное поле, направленное противоположно малой остаточной намагниченности [9].

Вышеописанная картина предполагает, что, уменьшение мощность лазера может позволить повернуть намагниченность в центре возбужденной области, не вызывая перегрева и размагничивания.

- Wang Kanget al. // Design, Automation and Test in Europe (DATE) 524-547 (2017).
- Kimel A.V. *et al.* // J. Phys.:Condens. Matter 19 043201 (2007).
- Mangin, S. *et al.* // Nature Mater. 13, 286–292 (2014).
- Stanciu, C. D. *et al.* // Physical Review Lett. 99, 047601 (2007).
- Naoya S.*et al.* // Journal of Applied Physics, 103, 07A706 (2008).
- Hirokane J. *et al.* // Topical Meeting on Optical Data Storage, SPIE 2338, 1994.
- CareyR. *et al.* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 148, 491-496 (1995).
- Kimel A.V. *et al.* // Nature (London) 435, 655 (2005).
- Kimel A.V. *et al.* // Phys.:Condens. Matter 19, 043201 (2007).

Оптические и магнитооптические свойства многослойных наноразмерных плёнок [Co/TiO₂]_n

В.В. Павлов¹, П.А. Усачёв¹, С.Г. Нефёдов¹, А.И. Стогний², М.В. Пашкевич², Н.Н. Новицкий², Th. Rasing³, Р.В. Писарев¹

1 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, 194021.

2 Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь, 220072.

3 Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, Nijmegen, The Netherlands, 6525 AJ.

*pavlov@mail.ioffe.ru

Металл-диэлектрические многослойные структуры [Co/TiO₂]_n с толщинами слоѐв 2-4 нм былиприготовлены на кремниевой подложке Si(001) методом ионно-лучевого осаждения. Измерены комплексная диэлектрическая проницаемость в спектральном диапазоне 0,6-5,6 эВ с помощью метода оптической эллипсометрии и магнитооптический эффект Керра в спектральном диапазоне 1,2-4,5 эВ в полярной и меридиональной геометриях. Проведѐн анализкомплексной диэлектрической проницаемостимногослойных структур [Co/TiO₂]с помощью оптических матриц переноса для изотропных многослойных диэлектрических структур с потерями, а также методом анизотропной эффективной среды. На основе полевых зависимостей магнитооптического эффекта Керра определены магнитные характеристики. Установлено, что наноразмерные структуры [Co/TiO₂] можно рассматривать как искусственные одноосные среды с сильной оптической и магнитной анизотропией при комнатной температуре.

Введение

В физике магнитных явлений большое внимание уделяется изучению низкоразмерных магнитонеоднородных материалов. Повышенный интерес к таким структурам обусловлен рядом фундаментальных и практически значимых свойств, например, таких, как гигантский магнитный импеданс [1], аномальный эффект Холла [2], сильный магнитооптический отклик [3] и аномальные оптические эффекты [4]. Тонкие магнитные пленки и наноструктуры на их основе привлекают внимание исследователей благодаря возможности их использования в устройствах спинтроники.

Многослойные наноразмерные плёнки[Со/ТіО₂]_n

Многослойные наноразмерные материалы обычно представляют собой многокомпонентные структуры, состоящие из нескольких частей, каждая из которых гомогенна, но различна по своим физическим и химическим свойствам. В данной работе проведено исследование комплексной диэлектрической проницаемости и манитооптического эффекта Керра в ферромагнитных металлдиэлектрических многослойных структурах $[Co/TiO_2]_n$.



Рис. 1. Поперечное сечение многослойной плèночной структуры [Co/TiO₂]₁₀ на подложке Si(001) [5]

Структуры $[Co/TiO_2]_n$ состояли из 15 пар чередующихся слоѐв металлического кобальта Со и диэлектрического диоксида титана TiO_2 с толщинами слоѐв 2-4 нм. На Рис. 1 показано поперечное сечение структуры $[Co/TiO_2]_{10}$ на подложке Si(001). Образцы $[Co/TiO_2]_n/Si(001)$ приготовлялись методом ионно-лучевого осаждения [6].

Эксперимент и обсуждение

Плѐночные структуры, образованные чередующимися слоями с различными комплексными показателями преломления, проявляют оптические свойства одноосного кристалла с оптической осью, совпадающей с нормалью к поверхности [7]. Диэлектрическая проницаемость в плоскости $\mathcal{E}^{xx} = \mathcal{E}^{yy}$ для оптически одноосной среды с оптической осью Том 1

вдоль оси *z* может быть рассчитана с использованием следующего уравнения для псевдодиэлектрической функции [8]:

$$\langle \varepsilon \rangle = \sin^2 \varphi \left[1 + \tan^2 \varphi \left(\frac{1 - \tan \psi e^{i\Delta}}{1 + \tan \psi e^{i\Delta}} \right) \right],$$
 (1)

где φ — угол падения света, ψ и Δ —два основных эллипсометрических угла.



Рис. 2. Экспериментальные и рассчитанные спектры для двух основных эллипсометрических параметров в металлдиэлектрической структуре [Co/TiO₂]₁₅ для четырèх различных углов падения света

На Рис. 2(a, b) показаны экспериментальные спектры для двух основных эллипсометрических параметров ψ и Δ в металл-диэлектрической структуре [Co/TiO₂]₁₅ для четырѐх различных углов падения света. Оптический отклик для многослойной структуры может быть смоделирован с помощью метода эффективной среды [8]. На Рис. 2(с, d)показаны рассчитанные спектры для двух основных эллипсометрических параметров ψ и Δ с помощью метода эффективной среды. Получено хорошее соответствие экспериментальных и рассчитанных значений.

Проведено исследование магнитооптического эффект Керра для [Co/TiO₂]₁₅ в спектральном диапазоне 1,2-4,5 эВ в полярной и меридиональной геометриях. С помощью полевых зависимостей для эффекта Керрапоказано, что во всех исследованных образцах наблюдается магнитная анизотропия типа «лѐгкая плоскость». Сделан модельный расчѐт методом оптических матриц переноса, удовлетворительно описывающий наблюдавшиеся экспериментально спектры поворота и эллиптичности магнитооптического эффекта Керра для *s*- и *p*-поляризаций.

На основе модельного расчёта для многослойных структур, состоящих из 15 пар слоёв кобальта Со и диоксида титана TiO_2 , где толщина пары слоёв равна 6 нм, получена расчётная зависимость величины продольного эффекта Керра от соотношения Со и TiO_2 . Ожидается, что в структуре $[Co/TiO_2]_n$ с концентрацией кобальта около 6%, величина меридионального эффекта Керра возрастёт в 5 раз по сравнению с эффектом в чистом кобальте.

Таким образом, искусственные многослойные наноразмерные ферромагнитные структуры [Co/TiO₂]_n / Si демонстрируют свойства одноосных сред с сильной одноосной оптической и магнитной анизотропией при комнатной температуре, что может быть важным как с точки зрения практического применения, так для фундаментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ 17-12-01314, РФФИ 15-52-12015 и 16-02-00377.

- S. Mitani, H. Fujimori, K. Takanashi, *et al.* JMMM, V. 198, 179 (1999).
- J. C. Slonczewski Phys. Rev. B, V. 39, 6995 (1989).
- E. Ganshina, A. Granovsky, B. Dieny, R. Kumaritova, A. Yurasov. – Physica B, V. 229, 260 (2001).
- И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. ГущинФТТ, Т. 42, 487 (2000).
- V.V. Pavlov, P.A. Usachev, A.I. Stognij, *et al.* Thin Solid Films, V. 619,359 (2016).
- А.И. Стогний, М.В. Пашкевич, Н.Н. Новицкий, А.В. Беспалов, Письма в ЖТФ, Т. 36, 73 (2010).
- Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, УФН, Т.177, 619(2007).
- H. Fujiwara, Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications, JohnWiley & Sons, England, 2007.

Сенсорные микрообъекты на основе спиновых клапанов с прослойкой Ru в свободном слое

А.Ю. Павлова^{1,*}, М.А. Миляев¹, Л.И. Наумова^{1,2}, Т.А. Чернышова^{1,2}, В.В. Проглядо¹, И.К. Максимова¹, В.В. Устинов^{1,2}

1 Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18, 620990.

2 Уральский федеральный университет, Екатеринбург, ул. Мира, 19, 620002.

*anastasia.pavlova.1988@gmail.com

Для микрообъектов (полосок и меандров), изготовленных из спиновых клапанов с обменно-связанной структурой ферромагнетик/Ru/ферромагнетик в свободном слое, проведено исследование зависимости магниторезистивной чувствительности и сдвига низкополевой петли гистерезиса от толщины Ru и ширины микрообъектов. Получены сенсорные элементы с высокой магниторезистивной чувствительностью и нечетной полевой зависимостью магнитосопротивления.

Введение

В настоящее время многослойные наноструктуры типа «спиновый клапан» активно используются в микроэлектронике в качестве магниточувствительных устройств [1-2]. Актуальной задачей при создании таких устройств является не только повышение магниторезистивной чувствительности и термической стабильности, но и уменьшение линейных размеров элементов. Наиболее подходящими для использования в микро-сенсорах являются спиновые клапаны с синтетическим антиферромагнетиком (САФ), так как обладают более высокой магниторезистивной чувствительностью и температурной стабильностью [3].

Для получения высокой чувствительности в области слабых магнитных полей необходимо, чтобы середина линейной части полевой зависимости сопротивления R(H) была близка к H = 0. При изготовлении из спиновых клапанов микрообъектов, уменьшение ширины микрополоски (w) сопровождается уменьшением сдвига низкополевой петли гистерезиса H_J относительно H = 0. При определенной величине w, зависимость R(H) становится нечетной, а чувствительность снижается [4]. Одним из способов уменьшения величины H_J , не приводящим к снижению чувствительности, является изменение толщины Ru в обменно-связанной структуре ферромагнетик/Ru/ферромагнетик, введенной в состав свободного слоя.

В работе из спиновых клапанов с САФ и прослойкой Ru в свободном слое при помощи оптической и электронно-лучевой литографии были сформированы микрообъекты (полоски и меандры) с различной шириной, и проведено экспериментальное исследование полевых зависимостей магнитосопротивления.

Эксперимент

Спиновые клапаны композиции Ta/NiFe/ Ru(t)/NiFe/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta с обменно-связанной структурой NiFe/Ru/NiFe/CoFe в свободном слое и синтетическим антиферромагнетиком CoFe/Ru/CoFe в закрепленном слое были приготовлены методом магнетронного напыления на подложках из стекла. Напыление проводилось при комнатной температуре в магнитном поле напряженностью H = 80 Э, приложенном в плоскости пленки. Толщина прослойки Ru в свободном слое t варьировалась от 7 до 16 Å.

Из пленки спинового клапана с помощью оптической и электронно-лучевой литографии были сформированы полоски и меандры с различной шириной микрополосок w, где w - изменялась от 2 до 80 мкм. Контактные площадки 1 мм \times 1 мм из меди толщиной 240 нм были сформированы при помощи оптической литографии и процедуры «liftoff» (рис. 1). Микрообъекты в форме меандров были изготовлены для того, чтобы увеличить электрическое сопротивление. В процессе литографии микрообъекты формировали так, чтобы ось легкого намагничивания свободного слоя была направлена вдоль полоски меандра. После этого с помощью термомагнитной обработки была сформирована следующая конфигурация: ось однонаправленной анизотропии перпендикулярна полоске меандра и оси легкого намагничивания, что позволило значительно уменьшить ширину низкополевой петли гистерезиса.



Рис. 1. Электронные изображения микрополоски шириной 8 мкм (а) и меандра с шириной полосок 4 мкм (б)

Сопротивление микроструктур измеряли четырехконтактным методом при протекании постоянного тока в плоскости пленки. Магнитосопротивление определяли как $\Delta R/R_{\rm S} = [(R(H) - R_{\rm S})/R_{\rm S}] \times 100\%$, где R_S – сопротивление в поле насыщения. Магниторезистивную чувствительность $S = \Delta(\Delta R/R_{\rm S})/\Delta H$ определяли по наклону линейной части кривой $\Delta R/R_{\rm S}(H)$.

Результаты и обсуждение

Для всех микрообъектов было выяснено, что при уменьшении ширины полосок наблюдается снижение чувствительности и уменьшение поля сдвига. Так же было показано, что варьирование толщины прослойки рутения, входящей в состав свободного слоя спинового клапана, позволяет управлять сдвигом низкополевой петли гистерезиса. Так при изменении t от 7 до 12 Å происходит уменьшение сдвига низкополевой петли, а при дальнейшем увеличении t от 12 до 16 Å величина H_1 возрастает.

С помощью подбора оптимальной толщины рутения в свободном слое спинового клапана получены сенсорные элементы с высокой магниторезистивной чувствительностью и нечетной полевой зависимостью магнитосопротивления. Для образцов в форме микрополосок оптимальное сочетание характеристик было получено при ширине 8 мкм: близкая к нечетной безгистерезисная зависимость магнитосопротивления с чувствительностью S = 0.2 %/Э (см. круглые символы на рис. 2). Для образцов в форме меандров наилучшие характеристики показал образец с шириной микрополосок 10 мкм: нечетная зависимость магнитосопротивления с чувствительностью S = 0.6 %/Э (см. треугольные символы на рис. 2). Электрическое сопротивление такого меандра составило 0.5 кОм.



Рис. 2. Низкополевые части магниторезистивных кривых для микрополоски шириной 8 мкм (круглые символы), образец Ta50Å/NiFe30Å/Ru14Å/NiFe15Å/CoFe35Å/Cu25Å/ CoFe35Å/Ru8Å/CoFe30Å/FeMn100Å/Ta20Å, и для меандра с шириной микрополосок 10 мкм (треугольные символы), образец Ta50Å/NiFe25Å/Ru12Å/NiFe35Å/CoFe35Å/Cu36Å/ CoFe35Å/Ru8Å/CoFe30Å/FeMn100Å/Ta50Å

Работа выполнена по государственной программе ФАНО России (тема «СПИН» №01201463330), при частичной поддержке РФФИ (грант №16-02-00061) и мегагранта №14.Z50.31.0025.

- Z. Qian, J. M. Daughton, D. Wang, M. Tondra // IEEE Transactions on Magnetics, V. 39, №5, 3322 (2003).
- O. Ueberschär, M.J. Almeida, P. Matthes, M. Müller, R. Ecke, R. Rückriem, J. Schuster, H. Exner, S.E. Schulz // IEEE Transactions on Magnetics, V. 51, №1, 4002404 (2015).
- A. Guedes, J. M. Mendes, P. P. Freitas, J. L. Martins°// J. Appl. Phys, V. 99, №. 8, 08B703 (2006).
- Т.А. Чернышова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, И.К. Максимова, И.А. Петров, В.В. Устинов // ФММ, Т. 118, №5, 1129 (2017).

Электроакустическое возбуждение спиновых волн и их детектирование за счет обратного спинового эффекта Холла

Н.И. Ползикова^{1*}, С.Г. Алексеев¹, И.И. Пятайкин¹, В.А. Лузанов¹, А.О. Раевский¹, В.А. Котов¹, М.П. Темирязева¹

1 Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, ст.7, Москва, 125009.

*polz@cplire.ru

Представлены результаты по возбуждению и детектированию спиновых волн и спиновых токов в многочастотных резонаторах объемных акустических волн, содержащих пленки железоиттриевого граната (YIG) в контакте с пленкой Pt. Показано, что комбинация метода акустической резонаторной спектроскопии в сочетании с электрическим детектированием магнитной динамики с помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) представляет интерес для изучения дисперсии спиновых волн, а также магнитных и магнитоупругих параметров ферромагнитных пленок.

Введение

В последнее время линейное и нелинейное магнонфононное взаимодействие активно исследуется в таких областях, как фононная и магнонная логика, микроволновая спинтроника и магноника.

В наших работах [1,2] теоретически и экспериментально было продемонстрированно пьезоэлектрическое возбуждение и детектирование спиновых волн (SW) в ферромагнитных (FM) слоях в составе СВЧ магнитоэлектрического многочастотного резонатора (HBAR - High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) объемных акустических волн (AW). Перестройка резонансных обертонов HBAR fn в магнитном поле несет информацию о возбуждении SW в FM и представляет практический интерес для перестройки частотозадающих СВЧ элементов. B работе [3] нами было предложено использовать уникальные свойства HBAR для резонансной акустической спиновой накачки (ASP) [4]. В настоящей работе мы докладываем об особенностях ASP в условиях двойного резонанса: магнитоупругого (MER) в FM пленке в контакте с Pt и одного из акустических обертонов всей структуры HBAR.

Эксперимент

На рисунке 1 показана структура HBAR, содержащего пленки пьезоэлектрика (ZnO) с наклонной осью текстуры *с* для возбуждения поперечных AW и пленку FM (YIG) в контакте с тонкой пленкой Pt. Технология изготовления структуры и экспериментальные методы описаны в [3]. На электроды преобразователя подавалась мощность 2 мВт, активная область возбуждения HBAR (область перекрытия электродов) составляла 170 мкм. В диапазоне 3 ГГц резонатор возбуждается на третьей гармонике пьезопреобразователя, при этом высокие гармоники ($n\sim500$) всей структуры, разделенные по частоте всего на 3 МГц, имеют высокую добротность, что позволяет эффективно накапливать упругую энергию для передачи ее в магнитную подсистему.



Рис. 1. Структура магнитоэлектрического HBAR

Как видно из рисунка 2, частоты резонатора $f_n(H)$ испытывают сдвиг и расщепление при изменении поля вблизи MER, что является следствием обратного действия возбужденной прецессии на упругую подсистему [1,2].

Частотные и полевые зависимости постоянного напряжения на платине, $V_{\text{ISHE}}(f, H)$, демонстрируют полное соответствие между локализацией максимумов напряжения и положением резонансных частот в плоскости (f, H). Изменение направления магнитного поля на обратное приводит к смене знака напряжения, что характерно для ISHE (рисунок 3).



Рис. 2. Изменение положения резонансных частот *f*_n в зависимости от магнитного поля



Рис. 3. Зависимость VISHE от магнитного поля при возбуждении резонатора на частоте f = 3.1385 ГГц

В то же время, наблюдалась значительная асимметрия интенсивности V_{ISHE} относительно линии $f_{\text{MER}}(H)$. А именно, ниже $f_{\text{MER}}(H)$ зависимость $V_{\text{ISHE}}(f_n(H))$ проявляет дополнительную локализацию на пересечениях ветвей $f_n(H)$ с линией $f_{\text{MER}}(H-14 \ \Im)=f_{\text{FMR}}(H)$.

Теоретическое обоснование

Объяснение наблюдаемой асимметрии основано на особенностях дисперсионных характеристик магнитоупругих волн. Полагая, что линия $f_{MER}(H)$ соответствует области пересечения (f_c,q_c) дисперсионных кривых невзаимодействующих AW и SW,

получаем подгоночные значения для эффективных намагниченности и поля $4\pi M_{\rm eff} \sim 950 \, \Gamma c$, $H_{\rm eff}(q_{\rm c})=H+H_{\rm ex}(q_{\rm c}),$ где $H_{\rm ex}(q_{\rm c})=Dq_{\rm c}^2\sim 14$ Э – поле неоднородного обмена. Значение для $4\pi M_{\rm eff}$ типично для использовавшихся легированных пленок (La,Ga)YIG. Подставляя значение q_c для $f_c \sim 3 \Gamma \Gamma \mu$, получим характерную для YIG обменную константу $D \approx 5 \times 10^{-9}$ см²Э. Т. о., квазимагнитные колебания на частотах, лежащих выше $f_{\text{MER}}(H)$, представляют собой распространяющиеся по толщине пленки SW с волновыми числами, превышающими 5×10^4 см⁻¹. В то время как ниже $f_{\text{MER}}(H)$ возбуждаются длинноволновые колебания, локализованные в плоскости (*f*,*H*) вблизи частоты FMR.

Более строгая теория, для нахождения $f_n(H)$ и $V_{\text{ISHE}}(f,H)$, основывается на учете в соответствующих граничных условиях всех парциальных мод для упругого смещения и переменной намагниченности $(u, m_{x,y})=\sum(1, \alpha_{l,x,y})A_l \exp(ik_lx)$ (квазиупругих с $k_l=\pm k_1$ и квазимагнитных с $k_l=\pm k_{2,3}$) [1]. Затем вычисляется акустический импеданс FM слоя и электрический импеданс преобразователя Z_E . Напряжение на Pt вычисляется при подстановке компонент $m_{x,y}$ в уравнения для спинового тока $j_s \propto \text{Im} (m_y m_x^* - m_x m_y^*)$. В результате численного расчета получаются вышеприведенные подгоночные параметры, а также величина эффективной магнитоупругой константы, характерная для пленок YIG.

В заключение, вся совокупность данных показывает, что сигнал напряжения обусловлен акустически возбуждаемой магнитной динамикой в пленке YIG и инжекцией спинового тока из YIG в Pt, где он детектируется за счет ISHE. Магнитополевые и частотные зависимости напряжения существенно дополняют информацию о спиновой динамике, полученную методом резонаторной спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-07-01210, 17-07-01498

- N. Polzikova, S. Alekseev, I. Kotelyanskii *et al.* // Journ. of Applied Physics V. 113, 17C704 (2013).
- N. Polzikova, S. Alekseev, I. Kotelyanskii *et al.* // IEEE Int. Frequency Control Symp. 127 (2014).
- N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, I. I. Pyataikin *et al.* // AIP Advances V. 6, 56306 (2016).
- M.Weiler, H. Huebl, F. S. Goerg *et. al.* // Physical Review Letters V. 108, 176601 (2012).

Оптические эффекты в магнитных гиперболических метаматериалах

А.Р. Помозов¹, И.А. Колмычек¹, Е.А. Ганьшина¹, В.Б. Новиков¹, О.Ю. Волкова², А.П. Леонтьев², К.С. Напольский^{2,3}, Т.В. Мурзина^{1*}

1 Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д.1, стр. 62, Россия, Москва.

2 Факультет наук о материалах, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия.

3 Химический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

*murzina@mail.ru

Представлены результаты экспериментального исследования линейной и нелинейной оптической спектроскопии массивов наностержней на основе золота и золота с никелем в матрице пористого оксида алюминия. Показано, что в области резонанса около 520 нм наблюдается усиление магнитооптических эффектов. Результаты численного моделирования структур находятся в хорошем согласии с измеренными зависимостями.

Введение

Гиперболическими называют композитные искусственные наноструктурированные материалы, характеризуемые гиперболическим законом дисперсии, который определяется соотношением диагональных компонент тензора эффективной диэлектрической или магнитной проницаемости. Это приводит к появлению особенностей в оптических спектрах таких сред, связанных с возникновением полюса диэлектрической проницаемости (epsilon near pole, ENP), а также смены знака действительной части диэлектрической проницаемости и прохождение ее через нулевое значение (epsilon near zero, ENZ) для различных компонент проницаемости [1]. Одной из простейших реализаций такой среды является массив наностержней металла в диэлектрической матрице [2], причем до настоящего времени изучался преимущественно линейный оптический отклик наностержней золота в диэлектрике. В ряде работ рассматривался вопрос о возможности значительного усиления эффективности нелинейно-оптических процессов в окрестности ENZ. В данной работе выполнено сравнительное исследование линейных и нелинейных оптических (генерации второй гармоники, ВГ) эффектов в гиперболических метаматериалах на основе наностержней золота и композитных структур, в состав которых входит ферромагнитный металл.

Эксперимент

Массивы металлических наностержней были изготовлены методом темплатного электроосаждения с использованием в качестве шаблона пористых пленок анодного оксида алюминия (АОА) с толщиной 50 мкм. При формировании слоя АОА применяли двухстадийное анодирование высокочистого алюминия (99,99%) в растворе 0,3 М H₂SO₄. Согласно СЭМ-анализу, среднее расстояние между порами шаблона АОА составляет 63 ± 5 нм, диаметр пор 17 ± 2 нм, что соответствует пористости около 7%. После химического растворения оставшегося слоя алюминия и барьерного оксида на нижнюю сторону шаблона АОА методом магнетронного напыления осаждали слой серебра толщиной 150 нм, служившего токосъемником при электроосаждении металла в поры. Электроосаждение металлов проводили в трехэлектродной электрохимической ячейке в потенциостатическом режиме при комнатной температуре. Наностержни золота были изготовлены с использованием электролита 04-3Г (Экомет, Россия), содержащего $0.05 \text{ M} [Au(CN)_2]^-$, сегменты Ni - из электролита 0,7 M Ni₂SO₄ и 0,3 M H₃BO₃.



Рисунок 1. А) Схема структуры наностержней Au/Ni в матрице оксида алюминия; b) СЭМ изображение поверхности образца

Перед проведением оптических измерений серебряный электрод с поверхности АОА был селективно растворен. Схема и СЭМ изображение образца с наностержнями Au/Ni приведены на Рис. 1. Эксперименты по генерации ВГ в массивах наностержней металла были выполнены при использовании в качестве накачки излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера, длина волны которого перестраивалась от 740 нм до 860 нм.



Рис. 2. а) Спектры линейного отражения (R) и пропускания (T), и b) спектр линейного магнитооптического эффекта Керра, полученные для массива наностержней Au/Ni в матрице оксида алюминия при наклонном падении зондирующего излучения

Результаты и обсуждение

Были исследованы два типа образцов, образованных массивами наностержней (А) золота (длина стержней около 200 нм, диаметр 20 нм, доля заполнения с пленке АОА менее 20%) и (В) массивов золотых стержней с осажденным поверх никелем, толщиной около 60 нм. В обоих типах структур в видимом диапазоне спектра наблюдались две основные особенности линейных оптических спектров: минимум пропускания и отражения в диапазоне 520-580 нм, наблюдавшийся при произвольной величине угла падения зондирующего излучения, а также особенности обоих спектров в более длинноволновой области: около 700 нм для золотых стержней и 800 нм - в структурах Au/Ni (Рис. 2a). Анализ оптических свойств структур был выполнен с помощью численного моделирования в модели эффективной анизотропной среды (модель Максвелла-Гарнетта). Было найдено хорошее соответствие с экспериментальными зависимостями. При этом коротковолновые особенности спектров соответствовали области полюса диэлектрической проницаемости \mathcal{E}_{xx} , которые можно связывать с возбуждением локального поверхностного плазмона в направлении поперек оси наностержня. Длинноволновая особенность в случае наностержней Аи наблюдалась в области $\varepsilon_{zz} \rightarrow 0$. Для структур Au/Ni

обе особые дисперсионные точки соответствуют диапазону длин волн 500-600 нм.

Экспериментально обнаружено усиление магнитооптических эффектов Фарадея и Керра в окрестности ENP, или коротковолновой особенности в линейных спектрах. Данный эффект, по-видимому, аналогичен усилению магнитооптического отклика в резонансных плазмонных структурах [4,5].

Спектроскопия второй оптической гармоники была проведена для диапазона 740-860 нм, который соответствует длинноволновым особенностям линейных спектров структур. Обнаружено значительное взрастание интенсивности ВГ в массивах наностержней золота при отстройке в сторону коротких длин волны накачки в этой области, т.е. при приближении к $\varepsilon_{zz} = 0$. Для геометрии эффекта Фарадея показано, что наблюдается уменьшение нелинейного магнитооптического эффекта в структурах Au/Ni в области высокой прозрачности структуры, что типично для данного эффекта.

Заключение

Таким образом, изучены частотно-угловые спектры линейного и квадратичного оптического отклика массивов наностержней золота и золото/никель в матрице пористого анодного оксида алюминия. Обнаружены особенности, соответствующие особым дисперсионным точкам таких эффективных сред. В окрестности полюса компоненты эффективной диэлектрической проницаемости ε_{xx} обнаружено усиление линейных магнитооптических эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-02-00830-а, и гранта Президента МК-5704.2018.2.

- A. Alu, M.G. Silveirinha, A. Salandrino, N. Engheta // Physical Review B, V. 75, 155410 (2007).
- A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Yu. Kivshar // Nature Photonics, V. 7, 948 (2013).
- M. Zahirul Alam, I. De Leon, R. W. Boyd // Science, V. 352, 795 (2016).
- G. Armelles, A. Cebollado, M.A. Garcia *et al.* // Adv. Opt. Mat., V. 1, 10 (2013).
Двумерная обменная спиновая пружина в магнитных «островковых сверхрешетках»

Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев*, Д.А. Егоров, А.П. Болтаев

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

*igor.sherstnev@gmail.com

Изучались процессы намагничивания и магнетосопротивление наноостровковых систем из бислоев FeNi-Co. На петлях гистерезиса МОКЕ (эффект Керра) обнаружены характерные особенности (изломы). Для объяснения особенностей гистерезиса МОКЕ в бислоях FeNi-Co введено понятие «плоской» спиновой (обменной) пружины. Предположено, что в области «плоской» спиновой пружины будет происходить рассеяние поляризованных по спину носителей, что может привести к дополнительному механизму магнетосопротивления. Показано, что в магнитных полях, когда возникают спиновые пружины, действительно появляется избыточное магнетосопротивление, которое исчезает при разрушении пружин.

Введение

Ранее нами были предложены многослойные структуры, состоящие из периодически чередующихся наноостровковых слоев различных магнетиков, например, [FeNi-Co]_N («островковые сверхрешетки»), которые имели необычную магнитную структуру, а также реагировали на сверхслабые магнитные поля (до 10^{-11} T) при комнатной температуре [1]. В данной работе предложен механизм, который может привести к возникновению допол-

нительного магнетосопротивления, отвечающего за высокую чувствительность данных структур к слабым магнитным полям, и, как мы полагаем, во многом подобен механизму возникновения спиновых (обменных) пружин в микромагнитах [2].

Для увеличения величины магнитооптического сигнала выращивались многослойные структуры из бислоев [FeNi-Co-Al₂O₃]₇, т.е. структуры в которых бислои [FeNi-Co] отделялись друг от друга слоями Al_2O_3 толщиной d ~ 4.0 нм.



Рис. 1. Петли гистерезиса островковых сверхрешеток [FeNi-Co-Al2O3]7.

Результаты

На Рис.1 приведены типичные зависимости величины эффекта Керра от магнитного поля для образцов с фиксированной толщиной Со d ~ 0.6 нм (толщина слоев FeNi - 1.2, 1.8 и 2.4 нм соответственно), при двух ориентациях образцов в магнитном поле. На полученных петлях гистерезиса МОКЕ можно наблюдать особенности, которые говорят о независимом перемагничивании слоев FeNi и Co. В этих бислоях в случае перекрытия наноостровов Со и FeNi может возникать магнитная структура, напоминающая спиновую пружину, как это имеет место в микромагнитах [2], но лежащую в плоскости наноостровов FeNi, которую, по аналогии, можно назвать «плоской» спиновой пружиной. При приложении к структуре электрического напряжения спины электронов будут испытывать рассеяние, проходя через «плоскую пружину», т.е. возникает дополнительное магнетосопротивление.



Рис. 2. Магнетосопротивление островковых сверхрешеток [FeNi-Co-Al2O3]7

На Рис.2 приведена типичная зависимость изменения электрического сопротивления структуры под действием внешнего магнитного поля Н для двух ориентаций образца. В общем, характер зависимости R(H) является типичным для подобного типа наноостровковых систем. Однако в диапазоне полей 20-40 Э, когда появляются изломы на петлях гистерезиса, наблюдается существенное изменение R, что можно связать с формированием плоских спиновых пружин.

Заключение

Таким образом, можно сделать вывод, что предложенный механизм формирования дополнительного магнетосопротивления, вызванного рассеянием спинов электронов на плоских спиновых пружинах может действительно иметь место.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 17-72-20030.

- A.P. Boltaev, F. A. Pudonin, and I. A. Sherstnev // Phys. Solid State V. 53, 950 (2011).
- 2. S.D. Bader // Rev. Mod. Phys., V. 78, 1 (2006).

Магнитные блоховские состояния носителей в квадрупольных полуметаллах

А.С. Рульков^{\$}, Е.А. Морозова, А.А. Перов^{*}

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950 *19perov73@gmail.com &aleksrulkov@yandex.ru

Исследован новый тип топологических материалов с объемным квадрупольным моментом. В приближении эффективного гамильтониана представлены результаты модельных аналитических и численных расчетов квантовых состояний электронов в квадрупольных полуметаллах. Рассчитаны законы дисперсии носителей как в отсутствие магнитного поля, так и в однородном постоянном магнитном поле, ориентированном вдоль направления (001) в пространстве.

Введение

Относительно недавно был предсказан новый класс топологических материалов с объѐмным квадрупольным моментом. Особенность данных структур состоит в том, что топологически защищѐнные состояния носителей находятся не на границах материала, а в объѐме, что очень необычно для структур типа топологических изоляторов [1]. Новый класс материалов был назван топологическими квадрупольными полуметаллами (ТКПМ). Простейшая объѐмная модель ТКПМ представляет собой послойную комбинацию двумерных топологических изоляторов [2].

Квантовые состояния носителей заряда в ТКМП

Расчèты зонной структуры простейшей модели ТКПМ, приведèнные в литературе [1,2], позволяют записать эффективный гамильтониан электрона, находящегося на конкретном узле подрешèтки 2D топологического изолятора в объèме квадрупольного полуметалла

$$H(\mathbf{k}) = (\gamma_x + \lambda_x \cos k_x a)\Gamma_4 + \lambda_x (\sin k_x a)\Gamma_3 + (\gamma_y + \lambda_y \cos k_y a)\Gamma_2 + \lambda_y (\sin k_y a)\Gamma_1, \quad (1)$$

где γ_x , γ_y , λ_x , λ_y – энергии, определяемые интегралами перекрытия волновых функций электрона, матрицы $\Gamma_4 = \tau_1 \otimes I$, $\Gamma_3 = -\tau_2 \otimes \sigma_3$, $\Gamma_2 = -\tau_2 \otimes \sigma_2$, $\Gamma_1 = -\tau_2 \otimes \sigma_1$ определяются прямым произведением матриц Паули τ_i и σ_i (I – единичная матрица 2x2), a – постоянная подрешетки. На каждом узле данной структуры формируются четыре бессинновых орбитали электрона, образующие некую ячейку с трансляционной симметрией в плоскости подрешетки 2D топологического изолятора. Интегралы перекрытия γ_x , γ_y характеризуют энергию

перехода электрона в различные состояния внутри ячейки, а λ_x , λ_y - между ячейками. Волновая функция электрона локализованного на узле может быть определена как четырѐхкомпонентный вектор. Компоненты волновой функции есть амплитуды вероятности нахождения электрона на конкретной орбитали ячейки определѐнного узла 2D подрешѐтки. Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) определяет закон дисперсии электрона в зоне Бриллюэна (рис. 1):

$$\varepsilon_{1,2} = \pm \sqrt{2(\gamma^2 + \lambda^2) + 2\lambda\gamma(\cos k_x + \cos k_y)}, \quad (2)$$



Рис. 1. Зависимость энергии электрона от квазиимпульса в зоне Бриллюэна

Энергетические подзоны (2) двукратно вырождены, а в центре зоны Бриллюэна имеет место четырèхкратное вырождение в спектре. В окрестности центра зоны Бриллюэна закон дисперсии линеен по квазиимпульсу.

Магнитные блоховские состояния носителей

Во внешнем однородном магнитном поле, вектор напряженности \mathcal{H} которого ориентирован перпендикулярно плоскости 2D подрешетки, так что векторный потенциал $A = \{0, \mathcal{H}x, 0\}$, гамильтониан электрона имеет вид:

$$H(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & A & B \\ 0 & 0 & D^* & A^* \\ A^* & D & 0 & 0 \\ B^* & A & 0 & 0 \end{pmatrix},$$
(3)

где $A = (\gamma + \lambda \exp(ik_x a)), \quad B = (\gamma + \lambda \exp(ik_y a - 2\pi n p/q)), \quad D = (-\gamma - \lambda \exp(ik_y a - 2\pi n p/q))$ (A^*, B^*, D^* - комплексно сопряженные выражения данным). Магнитный поток через элементарную ячейку подрешетки, измеренный в квантах магнитного потока, полагается рациональным числом $p/q = |e|\mathcal{H}a^2/2\pi\hbar c$, где e – заряд электрона, c – скорость света, где p и q взаимно простые числа. Волновая функция электрона, которая будет удовлетворять граничным условиям Блоха-Пайерлса, может быть записана в виде:

$$\psi_{k} = \begin{pmatrix} a_{n} \\ b_{n} \\ c_{n} \\ d_{n} \end{pmatrix} e^{ik_{x}an} e^{ik_{y}am}, \tag{4}$$

где целые числа *n*, *m* определяют узел 2D подрешетки.



Рис. 2. Энергетический спектр электрона в ТКПМ в зависимости от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку подрешѐтки

Численное решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (3) позволило рассчитать энергетический спектр электрона в рассматриваемой модели в зависимости от числа квантов магнитного потока, пронизывающего элементарную ячейку подрешетки структуры ТКПМ (см. рис.2) Для p/q = 1/3численно были рассчитаны законы дисперсии электрона в магнитных подзонах в магнитной зоне Бриллюэна (рис.3). Внешнее магнитное поле приводит к снятию вырождения в центре зоны Бриллюэна, а носители приобретают конечную эффективную массу в каждой из магнитных подзон. Число магнитных подзон равно 4q.



Рис. 3. Закон дисперсии электрона в магнитной зоне Бриллюэна для p/q=1/3

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (задание № 3.2637.2017/4.6).

- 1. Mao Lin et al // arXiv.1708.08457.
- 2. Wladimir A. Benalcazar et al // arXiv. 1611.07987.

Магнитные, транспортные и мемристивные свойства гранулированного нанокомпозита (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}

В.В. Рыльков^{1,4,*}, В.А. Демин¹, А.В. Емельянов¹, С.Н. Николаев¹, А.В. Ситников², К.Э. Никируй^{1,3}, М.Ю. Пресняков¹, А.Н. Талденков¹, А.Л. Васильев¹, К.Ю. Черноглазов¹, А.С. Веденеев⁴, Ю.Е. Калинин², А.С. Бугаев^{3,4}, А.Б. Грановский⁵

1 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123182, Россия.

2 Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, 394026, Россия.

3 Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700, Россия

4 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия.

5 Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия.

*vvrylkov@mail.ru; rylkov_vv@nrcki.ru

Представлены результаты подробных исследований свойств ($Co_{40}Fe_{40}B_{20}$)_x(LiNbO_y)_{100-x} нанокомпозитов (HK) с содержанием ферромагнитного сплава x= 6-50 at.%, синтезированных ионно-лучевым распылением на ситалловых подложках при 300 К. Показано, что пленки представляют собой ансамбль сильно вытянутых (до 10-15 нм) в направлении роста HK CoFe гранул с поперечным размером 2-4 нм, которые находятся в матрице LiNbO_y с высоким содержанием магнитных ионов Fe²⁺ и Co²⁺ (до $3 \cdot 10^{22}$ см⁻³). Обсуждаются: проявления эффектов суперферромагнитного упорядочения и поведение коэрцитивной силы в этих условиях; подавление туннельного аномального эффекта Холла и необычное проявление эффекта положительного анизотропного магнетосопротивления в магнитном поле перпендикулярном пленке, а также мемристивных свойств конденсаторных структур на основе HK ($Co_{40}Fe_{40}B_{20}$)_x(LiNbO_{3-y})_{100-x}.

Представлены результаты исследований свойств (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-х} нанокомпозита (НК) на основе сегнетоэлектрика LiNbO3, который известен как оптический и акустический материал и ранее не привлекался для создания НК. В НК на основе оксидов с высокой диэлектрической проницаемостью подавляются эффекты кулоновской блокады и потому возможно усиление межгранульного обменного взаимодействия ниже порога перколяции [1], которое сдвигает переход к суперпарамагнитному поведению гранулированной системы в область более низких содержаний металла [2]. Другая интересная особенность оксидов с высоким значением диэлектрической проницаемости связана с относительно небольшой энергией активации прыжкового переноса кислородных вакансий, что должно приводить к их перераспределению внутри диэлектрической матрицы в сильном электрическом поле. В свою очередь это может влиять на туннельную связь между гранулами в НК и сопровождаться проявлением мемристивных (memristive) эффектов [3], что делает эти системы перспективными для моделирования действия синапса (соединения) в нейроморфной сети, являющегося ключевым элементом в построении обучающихся адаптивных систем [4]. Изложенные выше соображения стимулировала проведение комплексных исследований НК (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-х}, результаты которых изложены ниже.

Планарные образцы НК (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-х} и "вертикальные" М/НК/М структуры на их основе были синтезированы методом ионно-лучевого распыления составной мишени специальной конструкции, позволяющей в едином цикле формировать НК различного состава x = 6 - 50 ат. %. Структурные исследования, выполненные методами высокоразрешающей электронной микроскопии на растровом микроскопе TITAN 80 – 300, показали, что НК пленки представляют собой ансамбль сильно вытянутых (до 10-15 нм) в направлении роста пленки ОЦК гранул CoFe с поперечным размером 2-4 нм, которые находятся в нестехиометрической матрице LiNbO_y [3].

Магнитные свойства полученных НК были изучены с помощью СКВИД магнитометра Quantum Design MPMS-XL7 при температурах T = 1.9 - 350 К в магнитных полях до 7 Тл, ориентированных в плоскости образцов. Транспортные свойства НК в омическом режиме были исследованы при T = 5-300 К в полях до 1.5 Тл. Исследования вольт-амперных характеристик (BAX) структур М/НК/М выполнены с помощью измерительного комплекса NI PXI-4130 в электрических полях, превышающих 10^4 В/см.



Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности *М*(*T*)/*M*(300К) для образца НК с *x* ≈ 32.5 ат.%. На вставке –зависимости *М*(*T*) поля при различных температурах

Установлено, что при $T \le 25$ К в намагниченности НК, наряду с ферромагнитной (ФМ) компонентой, наблюдается парамагнитная (ПМ), вклад которой при T = 2 К в 3 раза превышает ФМ компоненту (рис. 1). Показано, что ПМ компонента обусловлена присутствием в матрице диспергированных ионов Fe²⁺ и Co²⁺, концентрация которых достигает $3 \cdot 10^{22}$ см⁻³. При этом гистерезис в намагниченности наблюдается ниже перехода металл-изолятор (ПМИ, $x_c \sim 43$ ат.%) вплоть до $x \sim 33$ ат.%, что указывает на проявление в НК суперферромагнитного порядка, коэрцитивное поле H_c в условиях которого существенно не монотонно зависит от температуры (рис. 2).

На металлической стороне ПМИ (44<x<48 ат.%) температурная зависимость проводимости НК в диапазоне T = 10-200 К описывается логарифмическим законом $\sigma(T) \sim \ln T$, который при x < 40 ат.% сменяется законом "1/2". При этом туннельный аномальный эффект Холла (ТАЭХ) сильно подавляется, а продольная проводимость оказывается на порядок меньше, чем в случае НК (СоFeB)_x(AlO_y)_{100-x} [5]. Обнаружено, что ниже перколяционного перехода в НК



Рис. 2. Зависимость коэрцитивного поля от температуры для образцов НК с $x \approx 32.5$ и 44 ат.%

наряду с отрицательным спин-зависимым магнетосопротивлением (МС) начинает проявляться в слабых полях ($B \ge 0.6$ Тл) положительное МС, усиливающееся с понижением температуры (рис. 3).



Рис. 3. Зависимость сопротивления от магнитного поля для образца НК с $x \approx 40$ ат.% при различных температтурах

Показано, что эффекты резистивного переключения, обнаруженные в М/НК/М структурах [3], обусловлены инжекцией (или экстракцией в зависимости от знака напряжения) кислородных вакансий и/или ионов Fe (Co) в сильно окисленную прослойку HK, формируемую у нижнего электрода структуры и контролирующую ее сопротивление. Число стабильных РП превышает 10^5 в окне сопротивлений R_{off}/R_{on} ~50.

Мы полаем, что своеобразие эффектов, наблюдаемых в HK (CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-х}, обусловлены большим содержанием магнитных ионов Fe²⁺ (Co²⁺) и сильной вытянутостью гранул вдоль оси роста HK. Данные факторы приводят, в частности, к проявлению различных магнитных взаимодействий, сопровождающихся фрустрацией намагниченности. Сильная вытянутость гранул и невозможность "лобового" туннелирования между ними приводит также к сильному подавлению TAЭX и наблюдению положительно анизотропного MC в поле перпендикулярном пленке HK.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 16-19-10233.

- O.G. Udalov *et al.* // Phys. Rev. B, V. 95, 045427 (2017).
- S. Bedanta *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 98, 176601 (2007).
- 3. В.В. Рыльков *и др.* // ЖЭТФ, Т. 153, вып.2 (2018).
- A.V. Emelyanov, D.A. Lapkin, V.A. Demin *et al.* // AIP Advances, V. 6, 111301 (2016).
- V.V. Rylkov et al. // Phys. Rev. B, V. 95, 144202 (2017).

Управление фазой и спектром спиновых волн, возбуждаемых фемтосекундными лазерными импульсами

И.В. Савочкин^{1, *}, М. Jäckl², В.И. Белотелов^{1,3}, И.А. Акимов^{2,4}, М.А. Кожаев^{1,5}, Д.А. Сылгачева^{1,3}, А.И. Чернов^{1,5}, А.Н. Шапошников⁶, А.Р. Прокопов⁶, В.Н. Бержанский⁶, Д.Р. Яковлев^{2,4}, А.К. Звездин^{1,5}, М. Bayer^{2,4}

1 Российский квантовый центр, ул. Новая, 100, Сколково, Моск. обл., 143025.

2 Технический университет Дортмунда, Дортмунд, Германия, D-44221.

3 Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

4 Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

5 Институт общей физики им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

6 Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского, пр-т академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007.

*savochkin@physics.msu.ru

Проведены эксперименты повозбуждению спиновыхволн в магнитных пленках последовательностью циркулярнополяризованных фемтосекундных лазерных импульсов с высокой частотой повторения. Экспериментально и численно показано, что с помощью этого метода возбуждения можно управлять фазой и спектром генерируемых спиновых волн.

В настоящее время большой интерес вызывают исследования спиновых волн, которые являются объектом изучения магноники — современного направления в физике, которое может стать основой для посткремниевых энергосберегающих технологий, в которых вместо электронов используются их спины. Ожидается, что развитие магноники откроет множество приложений в области телекоммуникаций, обработки изображений и квантовых вычислений. Чтобы запустить спиновые волны в магнитоупорядоченном материале (ферро-, ферри- или антиферромагнетике) необходимо вывести намагниченность из равновесия. Обычно это делается с помощью микроволн, генерируемых микроантенной в непосредственной близости от образца. Однако для практических применений требуется сильная локализация возбуждения. Например, обработка квантовой информации требует обращения к кубиту (единица информации в квантовом компьютере) магнитным полем с субмикронным градиентом. К тому же, для регулировки параметров спиновой волны требуется изменение формы и размера антенны, что невозможно делать оперативно. Поэтому в настоящее время перспективным считается метод возбуждения спиновых волн ультракороткими лазерными импульсами, которые воздействуют на намагниченность только внутри освещаемого пятна, что позволяет добиться разрешения порядка длины волны света и высокого быстродействия. Минусом оптического метода генерации является довольно широкий спектр возбуждаемых спиновых волн, из-за чего колебания намагниченности быстро рассинхронизируются и затухают.

В нашем эксперименте спиновые волны возбуждаются в пленке феррита-граната за счет обратного эффекта Фарадея фемтосекундными циркулярно-поляризованными импульсами лазера, следующими с частотой 1 ГГц. При такой высокой частоте интервал между импульсами короче времени затухания колебаний намагниченности, что позволяет достичь усиления спиновых волн с кратными частотами, значительно увеличив длину распространения. Частоты спиновых волн зависят от величины внешнего магнитного поля, поэтому настраивая магнитное поле можно выбирать те, которые будут резонансно усиливаться, тем самым менять спектр возбуждаемых спиновых волн. Кроме того, при небольшом изменении внешнего магнитного поля значительно меняется фаза и длина волны возбуждаемых спиновых волн. В нашем эксперименте мы выбрали магнитную пленку с такими магнитными параметрами и толщиной, что изменением внешнего магнитного поля всего на 10Э можно управлять длиной волны спиновых волн в широких пределах — от 15 до 290 мкм.

Том 1

Методика эксперимента

Экспериментальное исследованиеоптического возбуждения спиновых волн проводилосьна установке для асинхронного оптического зондирования. Основной частью установки является пара титан сапфировых осцилляторов, излучающих лазерные импульсы длительностью порядка 100 фемтосекунди с частотой повторения около 1 ГГц. Импульсы одного осциллятора используются как импульсы накачки, импульсы второго — зондирующие. Частоты повторения осцилляторов отличаются на фиксированное значение (20 кГц), за счет чего достигается изменение временной задержки между зондирующим импульсом и импульсом накачки. Импульсы накачки проходят через оптическую систему, которая придает им циркулярную поляризацию и фокусирует на образце, находящемся во внешнем магнитном поле Н (рис. 1).



Рис. 1. Схема эксперимента

Попав на образец, импульсы возбуждают прецессию намагниченности за счет обратного эффекта Фарадея [3, 4]. Отклонение намагниченности от положения равновесия детектируется зондирующими импульсами: линейная поляризация зондирующего импульса, прошедшего через образец, поворачивается согласно прямому эффекту Фарадея. Угол поворота поляризации, пропорциональный величине проекции намагниченности на направление волнового вектора зондирующих импульсов, измеряется с помощью дифференциального фотодетектора. За счет вариации временной задержки между импульсом накачки и зондирующим импульсом удается получить временную картину динамики прецессии намагниченности. Смещая пятно фокусировки импульсов накачки относительно зондирующих импульсов, детектируем распространяющиеся от места возбуждения спиновые волны.

Результаты и обсуждение

Нами продемонстрировано влияние периодической оптической накачки на спектр генерируемых спиновых волн. Это влияние наиболее заметно, когда интервал между лазерными импульсами намного короче времени затухания спиновых волн, что позволяет эффективно синхронизировать магнитные колебания. В отличие от возбуждения одиночными лазерными импульсами, когда максимум амплитуды спиновых волн соответствует нулевому волновому числу для любого магнитного поля, возбуждение спиновых волн импульсами с высокой частотой повторения изменяет их спектр. Максимум амплитуды сдвигается на ненулевые волновые числа, что делает его достаточно чувствительным к внешнему магнитному полю или частоте повторения лазерных импульсов. Более того, при этом сужается диапазон волновых чисел генерируемых спиновых волн, что способствует увеличению их амплитуды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант N 17-72-20260).

- M. vanKampen*etal.* // Phys. Rev. Lett. 2002.
 V. 88. No. 227201.
- T. Satoh*etal.* // NaturePhoton. 2012. V. 6. P. 662-666.
- L.P. Pitaevskii // J. Exptl. Theoret. Phys. 1960.
 V. 39. P. 1450-1458.
- J.P. vanderZiel, P.S Pershan, L.D. Malmstrom // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 190-193.

Коллективная динамика и дискретная дифракция спиновых волн в массиве магнитных латеральных структур

А.В. Садовников^{1,2*}, А.Г. Грачев¹, С.А. Одинцов¹, Е.Н. Бегинин¹, Ю.П. Шараевский¹, С.А. Никитов^{1,2}

1 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012. 2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

*sadovnikovav@gmail.com

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование процессов дискретной дифракции поверхностных и обратных объемных спиновых магнитостатических волн в системе латерально связанных ферритовых волноводов. С помощью метода андел ьштам- ри ллюэновской спектроскопии выявлены особенности режимов связи спиновых волн в линейном и нелинейном режиме. С помощью микромагнитного моделирования проведено решение задачи о возбуждении и распространении спиновых волн в массиве магнитных микроволноводов. Разработана феноменологическая модель, описывающая линейный и нелинейный спин-волновой транспорт в латеральной структуре в приближении двух соседей на основе системы связанных уравнений Гинзбурга-Ландау. ето дом конечных разностей и методом конечных элементов рассчитаны дисперсионные характеристики и профили полей симметричных и антисимметричных мод магнитостатических волн. Получено хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных.

Введение

Системы латерально связанных волноведущих структур на основе тонких пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) могут быть использованы как базовые элементы для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, интерферометров, мультиплексоров, фильтров и ответвителей. Перестройка рабочих частот таких устройств внешним магнитным полем и путем изменения коэффициента связи между ферритовыми волноводами, разнообразие типов дисперсии и характера связи распространяющихся спиновых волн (CB), проявление различных нелинейных эффектов (солитонное распространение волн, автомодуляция) позволяют изменять их характеристики и режимы работы в широких пределах.

В настоящей работе представлены результаты недавних исследований в актуальной и быстро развивающейся области спинтроники и магнитоэлектроники – магнонике[1]. Рассмотрено применение экспериментального метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) и численных методов микромагнитного моделирования для исследования динамики спин-волновых возбуждений в планарных магнитных микроструктурах (рис.1). Проведено исследование процессов дискретной дифракции поверхностных и обратных объемных СВ в системе латерально связанных ферритовых волноводов [2-4].

Результаты исследований

Численное моделирование производилось на анализе решений дискретного нелинейного уравнения Гинзбурга-Ландау (ДНУГЛ) [2] с учетом нелинейного затухания. Показано, что полученные дифракционные картины существенным образом зависят от частоты и амплитуды входного сигнала возбуждаемого в волноводах с n = -2, -1, 0, 1 и 2. Видно, что с ростом частоты увеличивается длина перекачки в волноводах и, следовательно, режим дифракции сменяется на рефракцию пучка магнитостатических волн (МСВ) и далее наблюдается режим, когда пучок идет одновременно по пяти волноводам (рис. 2).

Продемонстрированы линейные и нелинейные режимы распространения спиновых волн в микроструктурированных микроволноводах при учете анизотропии формы [2,3]. Рассмотрены эффекты связи спиновых волн и образования дискретных пространственных солитонов в массивах магнитных микроволноводов. Показана возможность управления спектром магнитостатических спиновых волн путем изменения величины и угла приложения магнитного поля, электрического поля и путем использования лазерного излучения [4,5,6].



Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры



Рис. 2. Распространение пучка СВ в рассматриваемой структуре

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 16-19-10283), стипендии (СП-2819.2018.5) и гранта (МК-3650.2018.9) Президента РФ.

Литература

- Nikitov S. A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V. et al. // Phys. Usp. 58 (10) (2015).
- A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin et al. // Phys. Rev. B 96, 144428 (2017).
- A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak, D. et al. et al. // Phys. Rev. B 96, 060401(R) (2017).
- A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin et al. // IEEE Transactions on Magnetics.2017. Vol. 53 Issue 11. Pp. 1-4.

Приведены результаты исследований влияний локальных деформаций, создаваемых в нерегулярных микроволноводах на основе железо-иттриевого граната и слоев титаната-цирконата свинца, на режимы распространения и связи спиновых волн в слоистых гетероструктурах на основе ферромагнитных пленок и слоев пьезоэлектрика~ [7,8].

На основе полученных результатов оказывается возможным использование магнонных структур и их интеграция с полупроводниковыми элементами для систем обработки информационных сигналов СВЧ и ТГц диапазонов.



- SharaevskyYu.P.,Sadovnikov A.V., Beginin E.N. et al. // Chapter 2 of the book "Spin Wave Confinement: Propagating Waves (2nd Edition)" (Edited by SergejDemokritov) (2017) Pan Stanford Publishing Pte. Ltd.
- A.V. Sadovnikov, A. A. Grachev, E. N. Beginin, S. et al. // Physical Review Applied, 7, 014013 (2017).
- A.V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. A. Odincovet al. // Appl. Phys. Lett. 108, 172411 (2016).
- A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, et al. // Applied Physics Letters 109, 042407 (2016).
- A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, et al. // Applied Physics Letters 107, 202405 (2015).

Усиление спин-орбитальных эффектов посредством структурной модификации ультратонких магнитных пленок с нарушенной инверсной симметрией

A.C. Самардак^{1, 2, *}, А.В. Огнев¹, А.Г. Колесников¹, М.Е. Стеблий¹, А.Ю. Самардак¹, Л.А. Чеботкевич¹, А.В. Садовников^{3, 4}, С.А. Никитов^{3, 4}, Gyu Won Kim⁵, Yong Jin Kim⁵, In Ho Cha⁵, Young Keun Kim⁵

1 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950.

2 Center for Spin-Orbitronic Materials, Korea University, Anam-ro, 145, Seoul, 02841.

3 Институт радиотехники и электроники имени Котельникова, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

4 Лаборатория «Метаматериалы», Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

5 Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Anam-ro, 145, Seoul, 02841.

*samardak.as@dvfu.ru

Для создания энергоэффективных и быстрых спин-электронных устройств на основе недавно открытых спин-орбитальных эффектов требуется решение ряда фундаментальных проблем, препятствующих реализации скирмионной памяти и логики. В работе предложены новые подходы по усилению перпендикулярной магнитной анизотропии и поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория в ультратонких ферромагнитных пленках.

Введение

Любое практическое применение спинорбитальных эффектов, таких как поверхностное взаимодействие Дзялошинского-Мории (ПВДМ), спин-орбитальный крутящий момент (СОКМ), спиновый эффект Холла (СЭХ) и киральное затухание, требует разработки энергоэффективных наноструктур на основе тонких магнитных пленок с нарушенной инверсной симметрией[1]. В таких структурах появляется возможность по зарождению и манипулированию магнитными скирмионами, а также по сверхбыстрому переключению намагниченности токами малых плотностей без приложения магнитного поля [2]. На данном этапе развития спин-орбитроники, как одной из перспективных областей спинтроники, ведутся очень интенсивные фундаментальные исследования для поиска подходящих материалов и технологий. Наблюдаемый быстрый прогресс в этой области не только показывает преимущества спин-орбитальных систем, но и указывает на стоящие на пути препятствия.

Для реализации эффективных скирмионных устройств, работающих при комнатной температуре, необходимо решить несколько основных задач: (i) уменьшить размеры скирмиона до десятков нанометров, (ii) развить механизмы генерации скирмионов, (iii) осуществить контроль их движения с разрешением по времени.

Одна из серьезных проблем, мешающая реализации скирмионной памяти и логики, - сильная зависимость скирмионов от несовершенства кристаллических структур (пиннингование на границах зерен, вариация толщин, перемешивание слоев), приводящая к их искажению. Одним из перспективных решений является использование аморфных или эпитаксиальных магнитных слоев. Разработка памяти типа SOT-MRAM требует получения пленок вида «тяжелый металл (TM)/ферромагнетик (ФМ)» с высокими значениями угла СЭХ и величины ПВДМ. Однако одновременное выполнение этого условия с использованием только одного ТМ затруднено, так как обладание большим углом СЭХ в структуре с сильной перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) не гарантирует наличие ПВДМ, достаточного для формирования киральных спиновых текстур. В идеале слой ФМ должен быть зажат между двумя ТМ с разными функциональными свойствами: высокий угол СХЭ может дать Pt или W либо двумерные сплавы (Ta+W, Pt+W), в то время как второй металлический слой будет индуцировать сильное ПВДМ (например, Ru, Re, Hf).

Результаты и обсуждение

В данной работе представлены результаты, которые направлены на решение обозначенных выше проблем, используя следующие подходы по модификации интерфейсов на атомном уровне: (i) создание модулированных шероховатостей на границе между ФМ и ТМ, (ii) температурный отжиг для трансформации структурных и магнитных свойств, (iii) введение ультратонких слоев тяжелых металлов в интерфейсы, (iv) использование двумерных сплавов разных ТМ.

В пленках Pd/Pt/CoFeSiB/Ru(Ta) с модулированными шероховатостями амплитудой от 0 до 1 нм обнаружено существенное усиление ПВДМ (до -1,0 пДж/м) и спонтанное формирование изолированных скирмионов размером 150-200 нм. Предложена модель, описывающая зависимость величины ПВДМ от морфологии поверхности слоистой структуры и позволяющая точно контролировать спин-орбитальные эффекты. Используя слой Ru вместо Ta, можно значительно усиливать ПВДМ вследствие его аддитивного эффекта.

В трехслойных системах W/CoFeB/MgO с ПМА показано, что толщина слоя W определяет его фазу (α -W, β -W, α + β) и значительно влияет на величину ПВДМ, позволяя увеличивать его в 4 раза (до 0,9 мДж/см³) путем структурных и морфологических преобразований буфера, Puc.1(a). Обнаружена линейная зависимость между взаимодействием Дзялошинского-Мория и поверхностной анизотропией, Puc. 1(b).

Показано влияние ультратонкого слоя W (менее 0,4 нм) на магнитные свойства пленок Ru/Co/W/Ru [3]. Более того, вставка слоя W толщиной 0,23 нм между Co и Ru индуцирует сильное эффективное ПВДМ с максимальным значением -3,1 мДж/м2. В результате в пленках с $t_{Co} = 1,1$ нм наблюдается спонтанное зарождение и стабилизация изолированных скирмионов.

Использование двумерных сплавов тяжелых металлов, таких как W-Mn и W-Ta позволяет не только контролировать величину ПВДМ в системах типа «ТМ/ФМ/Оксид», но и менять его знак.

Полученные в ходе исследования результаты расширяют представления о спин-орбитальных эффектах и будут полезны при разработке спинэлектронных устройств.



Рис. 1. (а) Зависимость поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория от толщины буферного слоя Wдля двух серий: W3 и W4, отожженных при 300 и 400°С, соответственно. (b) Линейное соотношение между величиной поверхностной анизотропии и взаимодействия Дзялошинского-Мория для серий W3 и W4

- F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyaket al. // Rev. Mod. Phys. 89, 025006 (2017).
- A. Fert, N. Reyren, and V. Cros // Nat. Rev. Mater.
 2, 17031 (2017).
- A. Kolesnikov, A. Ognev, M. Stebliy, L. Chebotkevich, A. Gerasimenko, A. Sadovnikov, S. Nikitov, A. Samardak, arXiv:1706. 01229v1.

Магнитные скирмионы в пленках с модулированной толщиной

М.В. Сапожников, О.В. Ермолаева, Е.В. Скороходов, Н.С. Гусев, М.Н. Дроздов

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центр Институт прикладной физики Российской академии наук", Нижний Новгород.

*msap@ipmras.ru

Экспериментально исследована возможность стабилизации магнитных скирмионов в пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией латерально промодулированных по толщине. Образцы представляют собой регулярную прямоугольную решетку цилиндрических выступов (период 300 нм, диаметр 150 нм) сформированных в многослойной пленке Co/Pt методами электронной литографии. Пространственная симметрия сигнала магнитной силовой микроскопии указывают на формирование магнитных скирмионов в процессе перемагничивания системы. Экспериментальные данные подтверждаются результатами численного микромагнитного моделирования системы.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитных состояний, возникающих в процессе перемагничивания магнитных наноструктур с перпендикулярной анизотропией. Исходные магнитные пленки, используемые для последующего создания наноструктурированных образцов, представляют собой многослойки из чередующихся слоев Со (0.5 нм) и Pt (1 нм), 5 периодов, нанесенные при помощи магнетронного напыления на стеклянную подложку.

Исследование петель гистерезиса образцов, проведенное методами Холловской магнитометрии и при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в полярной геометрии, показало наличие у полученных многослойных пленок перпендикулярной магнитной анизотропии. Петля гистерезиса пленки имеет форму близкую к прямоугольной с полями коэрцитивности в пределах 15-20 mT для разных образцов. В остаточном состоянии пленки остаются однородно намагниченными, в размагниченном состоянии демонстрируют лабиринтную доменную структуру.

Пленки Co/Pt послужили основой для изготовления наноструктур в виде двумерной периодической решетки цилиндрических выступов методами электронной литографии. Будущие выступы прикрывались слоем ванадия, в промежутке между выступами проводилось прецизионное травление в установке вторичной ионной масс-спектрометрии, при этом стравливалось три из пяти слоев Co.

Наноструктурирование привело к тому, что коэрцитивность пленки выросла с ~20 мT до ~30 мT. Анализ магнитных конфигураций возникающих в



Рис. 1. Петля гистерезиса эффекта Холла (сплошная линия) и магнитооптического эффекта Керра (звездочки) при намагничивании наноструктурированной многослойной пленки Co/Pt в поперечном магнитном поле. Изображения соответствующих магнитных конфигураций структуры полученные методом MCM обозначены как I - IV. Размер сканов MCM 2µм×2µм. I - система в однородном состоянии с намагниченностью перпендкулярно пленке. а) однородно намагниченная область пленки с намагниченностью против поля. b) область где пленка между выступами перемагнитилась, а сами выступы сохранили первоначальное направление намагниченности. c) область где и пленка и выступ перемагнитились, и соответственно намагниченная однородно в направлении перемагничивающего поля

ходе перемагничивания осуществлялся методами магнино-силовой микроскопии (МСМ), при этом измерения проводились в нулевом внешнем поле, после намагничивания системы до промежуточных значений внешнего поля, меньших, чем поле насыщения. Соответствующие конфигурации показаны на Рис. 1. В остаточном состоянии (I) виден слабый МСМ контраст. Его наличие связано с тем, что в даже однородно намагниченной системе неровность поверхности приводит к появлению полей рассеяния. При приложении внешнего поля первоначально наблюдается перемагничивание пленки между выступами. Тем не менее, одновременно наблюдается перемагничивание небольшой части выступов. При этом в системе могут одновременно наблюдаться три возможных конфигурации: однородно исходно намагниченные области (а, на Рис. 1), однородно перемагниченные области (с), и области где перемагниченная пленка окружает выступ, намагниченный в противоположном исходном направлении (b). Областей, где перемагниченный выступ окружен пленкой в исходном состоянии не наблюдается. В последнем случае (b) мы имеем участки плотной решетки магнитных скирмионов.

По мере увеличения внешнего магнитного поля (Рис. 3, III) площадь, занимаемая состоянием (а) падает, в то время как площадь, занимаемая решеткой скирмионов (b), растет. Одновременно увеличивается и число перемагниченных выступов (c). Наконец, в некотором магнитном поле (Рис. 3, IV) неперемагниченные участки (а) исчезают, и в системе реализуется неплотная решетка скирмионов, соответствующая существованию как перемагниченных, так и неперемагниченных выступов на фоне перемагниченной пленки. При дальнейшем увеличении поля все выступы перемагничиваются и образец опять переходит в однородно намагниченное состояние.

Микромагнитное моделирование системы было проведено с использованием открытого программного кода OOMMF. Геометрические параметры модели соответствуют экспериментальным образцам, величина намагниченности насыщения и константа обмена выбраны равными $M_s = 2 \times 10^5$ A/м, $A = 2.5 \times 10^{-13}$ Дж/м, что также соответствует ранее сделанным экспериментальным оценкам этих величин в пленках Co/Pt [1].



Рис. 2. Кривая намагничивания наноструктурированной многослойной пленки Co/Pt в поперечном магнитном поле измеренная экспериментально (крестики) и рассчитанная метадами микромагнитного моделирования (сплошная линия). а) рассчитанное распределение намагниченности в магнитном скирмионе запиннингованного на выступе в пленке, b) и c) рассчитанный на основе результатов микромагнитного моделирования сигнал MCM от выступа магнитной пленки при наличии скирмионного распределения намагниченности (b) и в случае исходного однородного распределения намагниченности (сравни с (b) и (c) на Рис. 1)

На Рис. 2 представлено смоделированное распределение намагниченности в магнитном скирмионе застабилизированном на выступе. Полученные распределения были использованы для расчета величины $\partial^2 \text{Hz}/\partial z^2$, которая обуславливает сигнал измеряемый в процессе сканирования образца магнитно-силовым микроскопом. Приведены на Рис. 2 распределения $\partial^2 \text{Hz}/\partial z^2$ рассчитаны для высоты равной высоте сканирования МСМ и соответствуют изображениям получаемым в ходе МСМ сканирования. Видно, что скирмионное распределение намагниченности дает контраст аналогичный контрасту изображения на Рис. 1b полученному экспериментально.

Работа поддержана грантами РФФИ. При выполнении работы использовалось оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

 M.V. Sapozhnikov, S.N. Vdovichev, O.L. Ermolaeva, N.S. Gusev, A.A. Fraerman, S.A. Gusev, Yu.V Petrov, Appl. Phys. Lett. **109** 042406 (2016).

Магнито-электрический эффект в гранулированных мультифероиках

О.Г. Удалов^{1,2}, И.С. Белобородов²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия. 2 California State University Northridge, 13111 Nordhoff St., Northridge, CA 91330, USA.

*oleg.udalov@csun.edu,

В докладе будут обсуждаться магнито-электрические явления в гранулированных мультиферроиках и магнитныхтуннельных контактах. В частности, будет продемонстрировано, что обменное взаимодействие между гранулами вгранулированном мультиферроике или между берегами туннельного магнитного контакта зависит от внешнегоэлектрического поля. Такая зависимость позволяет контролировать магнитное состояние системы с помощьюэлектрического напряжения.

Введение

Исследование механизмов магнито-электрического (МЭ) эффекта представляет значительный интерес в настоящее время [1]. В прошлом были предложены несколько механизмов МЭ эффекта: 1) стрикционный [2]; 2) спин-орбитальный механизм в спиральных магнетиках [3]; 3) эффекты зарядовой аккумуляции на интерфейсах ферромагнетик/сегнетоэлектрик [4]. Важно отметить, что в конечном счете все эти механизмы вовлекают спин-орбитальное взаимодействие, и поэтому они относительно слабые.

МЭ явления, основанные на кулоновском взаимодействии, возникают в магнитных оксидах, где зарядовая аккумуляция изменяет обменное взаимодействие между ионами [5].

Недавно было продемонстрировано, что в гранулированных мультиферроиках(ГМФ) и туннельных магнитных контактах с сегнетоэлектрическим (СЭ) барьером(СЭМТК) также может возникать МЭ эффект кулоновской природы [6]. Этот эффект не связан с зарядовой аккумуляцией. Электрическое поле напрямую не влияет на магнитное взаимодействие между гранулами (или берегами). Вместо этого электрическое поле влияет на диэлектрические свойства сегнетоэлектрика, которые в свою очередь определяют обменное взаимодействие. В данном докладе обсуждаются несколько механизмов кулоновского МЭ эффекта в гранулированных ГМФи СЭМТК.

Обменное взаимодействие в ГМФ и СЭМТК

Три фактора определяют магнитное состояние ГМФ и СЭМТК. Это магнитная анизотропия, маг-

нито-дипольное взаимодействие и обменное взаимодействие. Последнее становится важным только, когда расстояние между гранулами или берегами становится порядка 1 нм. Обменное взаимодействие определяется выражением $H = -J(M_1M_2)$, где $M_{1,2}$ – обезразмеренные намагниченности берегов или гранул, а *J*-обменная константа. В данном докладе будет продемонстрировано, что обменная константа есть функция внешнего электрического поля J = J(E). Таким образом, прикладывая электрическое поле можно изменять обменное взаимодействие между гранулами (берегами) и, в конечном итоге, изменять магнитное состояние системы.

Обменное взаимодействие имеет двекомпоненты: 1) прыжковая – связанная с виртуальными переходами электронов между берегами (гранулами); 2) кулоновская – связанная с кулоновским взаимодействием между электронами, расположенными в различных берегах (гранулах).

Влияние электрического поля на обменное взаимодействие

Можно выделить 4 механизма влияния электрического поля на обменное взаимодействие между гранулами в ГМФ или берегами СЭМТК. 1) Экранировка кулоновского взаимодействия. Как отмечалось выше, обменное взаимодействия возникает из-за спин-зависимого кулоновского отталкивания электронов. Величина кулоновского взаимодействия обратно пропорциональна диэлектрической проницаемости барьера между берегами или гранулами. Прикладывая электрическое поле можно изменять величину диэлектрической проницаемости СЭ барьера, и, соответственно, можно изменять величину кулоновского взаимодействия. 2) Кулоновская блокада в гранулах. В ГМФ кулоновская блокада подавляет прыжки электронов между гранулами и, соответственно, подавляет обменное взаимодействие. Величина кулоновской щели обратно-пропорциональна диэлектрической проницаемости. Это, как и в предыдущем случае, дает возможность изменять обменное взаимодействие с помощью электрического поля. 3) Электрическое поле модифицирует барьер между берегами. Средняя высота барьера определяется поляризацией СЭ, которая контролируется электрическим поле. 4) Модификация барьера силами изображения. Силы изображения уменьшают среднюю высоту барьера. При этом силы изображения зависят от диэлектрической проницаемости барьера, которая может быть изменена приложенным электрическим полем в случае, когда барьер изготовлен изСЭ.

Магнито-электрический эффект в СЭМТК

Зависимость обменного взаимодействия в СЭМТК от приложенного напряжения представлена на Рис. 1. Две линии соответствуют двум направлениям электрической поляризации барьера. Видно, что обменное взаимодействие имеет линейную часть вблизи нулевых напряжений. Это связано с асимметрией барьера, вызванной электрической поляризацией. Наличие линейной части приводит к тому, что петля гистерезиса сдвигается в различные стороны при приложении напряжения различного знака. Т.к. образом может быть осуществлено контролируемое переключение намагниченности свободного слоя с помощью электрического поля.

Магнито-электрический в ГМФ

На Рис. 2 показана зависимость намагниченности ГМФ от величины внешнего электрического поля. Две линии соответствуют двум направлениям поляризации СЭ. Кривые имеют провал с минимумом в поле переключения СЭ. Данное поведение обусловлено зависимостью обменного взаимодействия между гранулами от электрического поля.

Работа выполнена при поддержке NSFEEC-1160504. О.Г.У. был поддержан грантом РНФ номер 16-12-10340.



Рис. 1. Зависимость обменного взаимодействия (*J*) в СЭМТК от приложенного напряжения (*V*). Сверху показаны петли гистерезиса при различных приложенных напряжениях. Тонкая и толстая линии соответствуют двум направлениям поляризации сегнетоэлектрика.*V*_s- напряжениепереключения СЭ



Рис. 2. Зависимость намагниченности (*M*) в ГМФ от приложенного внешнего поля (*E*). Синяя и красная линии соответствуют двум направлениям поляризации СЭ

- M. Lilienblum, T. Lottermoser, S. Manzet. al. // NaturePhysics 11, 1070 (2015).
- 2. C.-W. Nan, Phys. Rev. B 50, 6082 (1994).
- I. A. Sergienko and E. Dagotto, Phys. Rev. B 73, 094434 (2006).
- T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, et.al. // Nature Nanotechnology 4, 158 (2009).
- 5. J. van den Brink and D. I. Khomskii, J. Phys.: Condens. Matter 20, 434217 (2008).
- O. G. Udalov and I. S. Beloborodov // AIP Advances 8, 055810 (2018).

Скейлинг и топологическая защита магнитных скирмионов

В.М. Уздин^{1,2}*, М.Н. Поткина^{1,3}, И.С. Лобанов², Х. Йонссон³

1Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

2 Университет ИТМО, Кронверкский проспект, д. .49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия.

*v_uzdin@mail.ru

Зависимость времен жизни магнитных скирмионов от их размера исследуется в рамках теории переходного состояния для магнитных степеней свободы, учитывающей влияние тепловых флуктуаций при произвольных температурах. Используется масштабное преобразование (скейлинг) при котором постоянная решетки и магнитные параметры системы одновременно меняются так, чтобы радиус скирмиона и его энергия асимптотически оставались неизменными при стремлении постоянной решетки к нулю. Оказывается, что при таком преобразовании с уменьшением постоянной решетки энергетический барьер, разделяющий скирмионное и однородное ферромагнитное состояния, в двумерном случае стремится к бесконечности логарифмически, а предэкспоненциальный фактор в законе Аррениуса для времени жизни экспоненциально убывает или экспоненциально растет с числом спинов, участвующих в формировании скирмиона. Эти зависимости являются проявлением топологической защиты для дискретных хиральных спиновых систем.

Магнитные скирмионы представляют собой локализованные неколлинеарные структуры, которые благодаря малым размерам и способности быстрого перемещения под действием спин-поляризованного тока, рассматриваются, как элементы сверхбыстрой и сверхплотной магнитной памяти будущего [1]. Устойчивость скирмионов относительно тепловых флуктуаций и случайных внешних воздействий обычно связывают с возможностью определить для них топологический заряд - целое число, остающееся постоянным при непрерывном изменении намагниченности. Топологический заряд для скирмионного и для однородного ферромагнитного состояний различны и, поэтому переход между этими состояниями путем непрерывного изменения намагниченности невозможен. Говорят, что скирмионы обладают топологической защитой. Однако в реальных магнитных системах, с магнитными моментами на атомной решетке, строгой топологической защиты не существует. Вместо этого, можно ожидать, что состояния с разными топологическими зарядами будут разделены большими энергетическими барьерами, которые и делают скирмионы устойчивыми относительно внешних возмущений.

Поиск энергетических барьеров между состояниями в системах с большим числом степеней свободы - нетривиальная задача [2]. Для ее решения рассматривается многомерная энергетическая поверхность в пространстве параметров, задающих направление всех спинов, входящих в систему. Локальные минимумы на этой поверхности определяют основное и метастабильные состояния системы, а максимум вдоль пути с минимальным перепадом энергии между такими состояниями дает энергетический барьер между ними ΔE . Времена жизни магнитных состояний τ могут быть найдены в рамках теории переходного состояния [3]. В гармоническом приближении для формы энергетической поверхности вблизи минимума и в окрестности седловой точки для времен жизни справедлив закон Аррениуса, $\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/k_B T)$, где предэкспоненциальный множитель τ_0 зависит от собственных чисел Гессиана в седловой точке и минимумах, которые определяются кривизной энергетической поверхности.

Расчеты энергетических барьеров для аннигиляции скирмионов диаметром до нескольких нанометров [4-9], дают значения, которые в редких случаях превосходят 0.1 eV и имеют тот же порядок, что и для систем аналогичного размера без всякой топологической защиты. Это означает, что при комнатной температуре такие структуры будут иметь очень малое время жизни, что делает затруднительным их использование в системах памяти. Скирмионы, устойчивые при комнатной температуре, были получены в мультислойных системах [10] и имели существенно больший размер. В связи с этим, большой интерес представляет вопрос о том, как зависит устойчивость от размера скирмиона и как топологическая защита будет проявляться, когда постоянная решетки будет уменьшаться по сравнению с характерным размером рассматриваемой структуры, и дискретная модель будет приближаться к непрерывной.

Том 1

Решеточная модель. Скейлинг

Расчет времен жизни скирмионных состояний на квадратной плоской решетке, проводился на основе гамильтониана гейзенберговскго типа [2-8], включающего обменное взаимодействие между соседними спинами (J), взаимодействие Дзялошинского-Мории (D), энергию анизотропии типа легкая ось в направлении, перпендикулярном плоскости системы (K), и взаимодействие магнитных моментов µ, которые предполагались одинаковыми по величине, с внешним магнитным полем В. При уменьшении постоянной решетки параметры изменялись таким образом, чтобы радиус скирмиона и его энергия оставались постоянными в пределе малых h. Это соответствует следующему масштабному преобразованию:

 $J(\lambda h) = J(h), D(\lambda h) = \lambda D(h), K(\lambda h) = \lambda^2 K(h), \mu(\lambda h) = \lambda^2 \mu(h), (1)$

Если обозначить через N число, показывающее во сколько раз изменился линейный размер исходной ячейки в единицах постоянной решетки (λ =1//N), то число магнитных моментов изменится в N² раз. Начальный размер ячейки N₀ был выбран равным 30. Энергия скирмиона, отсчитанная от ферромагнитного состояния, сначала убывает при увеличении N. Однако при N~10, что соответствует 90000 атомов в элементарной ячейке, энергия скирмиона практически перестает меняться. Можно считать, что при таком соотношении постоянной решетки и собственного размера скирмиона достигается континуальный предел.



Рисунок 1. Конфигурации скирмионов при измельчении решетки в N=1, 2, 3 раз.

Зависимость времени жизни от размера магнитного скирмиона

Хотя энергия скирмиона не меняется при масштабном преобразовании (1) при N>10, но энергия седловой точки, определяющая активационный барьер для радиального распада скирмиона растет. Как показывают численные расчеты, высота барьера расходится, как lnN при достаточно больших N. Эта расходимость, однако довольно слабая и не может обеспечить устойчивости скирмиона при

комнатной температуре. Если считать, что для скирмиона в ячейке размером N₀ барьер имеет порядок 0.1 eV, то даже при N=100 экспонента в законе Аррениуса имеет порядок 107 при комнатной температуре, что явно недостаточно, если для предэкспоненциального множителя то использовать оценку, получаемую для наноразмерных скирмионов [2-7]. Поэтому важно, как будет меняться т₀, который определяется энтропией системы в минимуме и в седловой точке при масштабном преобразовании (1). Расчеты показывают, что т₀ экспоненциально зависит от размера системы, причем может как экспоненциально увеличиваться, так и уменьшаться. Если т₀ убывает при увеличении N, что реализуется для системы экспериментально исследованной в [10], то время жизни может увеличиться на несколько порядков за его счет. Таким образом, время жизни скирмиона растет с размером и за счет увеличения энергии активации и благодаря уменьшению величины то. Только сочетание обоих факторов делает возможным существование скирмионов таких размеров при комнатной температуре.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00267.

- A. Fert, N. Reyren, V. Cros // Nature Review. Materials, 2, 17031 (2017).
- I.S. Lobanov, M.N. Potkina, H. Jónsson, V.M. Uzdin // Nanosystems: Phys., Chem., Math. 8, 586 (2017).
- P. F. Bessarab, V. M. Uzdin, and H. Jónsson // Phys. Rev. B 85, 184409 (2012).
- I. S. Lobanov, H. Jónsson, V. M. Uzdin // Phys. Rev. B 94, 174418 (2016).
- V.M. Uzdin et al. // J. Magn. Magn. Mat. in press (2018) https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.10.10
- V.M. Uzdin et al. // Physica B in press (2018) https://doi.org/10.1016/j.physb.2017.09.040.
- 7. J. Hagemeister, et al. Nat. Commun. 6, 8455 (2015).
- 8. D. Cortés-Ortuño, et al. // Sci. Rep. 7, 4060 (2017).
- 9. S.von Malottki, et al. // Sci. Rep. 7, 12299 (2017).
- 10. S. Woo, et al. // Nature Materials 15, 501 (2016).

Нелинейные спин-волновые процессы в пленках железо-иттриевого граната и их применение в устройствах сверхвысокочастотной микроэлектроники и радиофотоники

А.Б. Устинов, А.В. Кондрашов, А.А. Никитин, А.В. Дроздовский, Б.А. Калиникос

1 С.-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И.Ульянова (Ленина), ул. проф. Попова, 5, С.-Петербург, 197376. *ustinov-rus@mail.ru

В докладе приводятся результаты исследований нелинейных спин-волновых процессов в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), магнонных кристаллах и в радиофотонных кольцевых генераторах на основе пленок ЖИГ.

Введение

Нелинейные колебания и волны намагниченности (спиновые волны) изучаются уже в течение многих лет. В последнее десятилетие интерес к исследованию сверхвысокочастотных (СВЧ) нелинейных спин-волновых процессов сместился в сторону магнитных микро- и наноструктур. Появление таких направлений, как спинтроника и магноника [1,2], искусственные мультиферроики [3] и сверхвысокочастотная оптоэлектроника (или радиофотоника) [4], послужило толчком к новому витку исследований нелинейной динамики спиновых волн (СВ) в новых магнитных материалах и структурах на их основе [5-9].

Целью доклада является обзор результатов исследований нелинейных эффектов в эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) и магнонных кристаллах, а также в оптоэлектронных кольцевых резонансных системах, использующих в качестве нелинейного элемента пленку ЖИГ.

Нелинейные спин-волновые процессы в пленках ЖИГ

Первая часть доклада будет посвящена стабильным нелинейным процессам, обусловленным четырехволновым параметрическим взаимодействием СВ. Остановимся на них подробнее. Четырехволновые процессы могут быть двух типов. К первому типу относятся процессы рассеяния основной волны на волнах с близкими частотами. Они выражаются в нелинейном сдвиге собственных частот (или волновых чисел) интенсивных спиновых волн, и приводят к возникновению нелинейного сдвига фазы. Ко второму типу относятся процессы рассеяния основной волны на волны, *далеко* отстоящие по частоте от основной волны. В результате такого рассеяния происходит отток энергии от основной волны, что приводит к ее нелинейному затуханию.

Нелинейный сдвиг фазы интенсивных спиновых волн лежит в основе работы пленочных СВЧ устройств, среди которых нелинейный фазовращатель [10], нелинейный интерферометр [11], нелинейные направленные ответвители [12,13]. Рассмотрим качественно этот эффект. На рис. 1(а) показана модель прецессии намагниченности, из которой ясно, что увеличение амплитуды переменной намагниченности *m* ведет к уменьшению постоянной составляющей намагниченности М_г. Последняя входит в качестве параметра в дисперсионные уравнения для спиновых волн [14]. Таким образом, увеличение *т* вызывает смещение дисперсионной кривой СВ, которое качественно показано на рис. 1(б). Смещение дисперсионной кривой, в свою очередь, вызывает изменение волнового числа k бегущей спиновой волны, возбуждаемой на фиксированной рабочей частоте ω_0 . Изменение k приводит к изменению фазового набега СВ. Отметим, что величина динамической намагниченности (амплитуда CB) пропорциональна квадратному корню от мощности СВЧ сигнала Р, переносимого спиновой волной. Теория нелинейного фазового набега интенсивных СВ разработана в работе [12].



Рис. 1. Модель прецессии намагниченности (а) и нелинейный сдвиг дисперсионной кривой спиновых волн (б)

Вторая часть доклада будет посвящена нелинейным процессам в магнонных кристаллах.

Нелинейные процессы в спин-волновом радиофотонном СВЧ генераторе

Третья часть доклада будет посвящена результатам исследования автогенерации СВЧ сигналов в оптоэлектронных кольцевых резонансных системах, использующих ферромагнитные волноведушие структуры в качестве нелинейного элемента.

Экспериментальный макет представляет собой генератор, сконструированный по кольцевой схеме. Схема состоит из радиочастотного и оптического трактов. Оптический тракт генератора состоял из лазерного модуля, электрооптического модулятора излучения, оптоволоконного кабеля и фотодетектора. Радиочастотный тракт представлял собой СВЧусилитель, переменный аттенюатор и спинволновой СВЧ фильтр на пленке ЖИГ [15].

Исследования проводились путем плавного увеличения коэффициента усиления G на аттенюаторе. При некотором значении G в кольце возникла монохроматическая генерация CBЧ сигнала. Это значение коэффициента усиления G было принято равным нулю. При дальнейшем увеличении G происходили смены режимов генерации. Так, за режимом монохроматической генерации следовали режимы генерации периодических последовательностей импульсов солитонной формы и апериодических последовательностей импульсов. При достижении G некоторого значения возникал режим генерации хаотического сигнала. Результаты анализа режимов автогенерации детально будут представлены на конференции.

Работа выполнена в рамках ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы" (соглашение 14.575.21.0157).

- С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков и др. // УФН, т. 185, № 10, с. 1099 (2015).
- A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands // J. of Phys. D: Appl. Phys., V. 50, 244001 (2017).
- M. M. Vopson // Crit. Rev. Solid State Mater. Sci., V. 40, 223 (2015).
- J. Capmany, D. Novak // Nature Photonics, V. 1, 319 (2007).
- V.E. Demidov, J. Jersch, K. Rott et. al. // Phys. Rev. Lett., V. 102, 177207 (2009).
- U.-H. Hansen, V.E. Demidov, S.O. Demokritov // Appl. Phys. Lett., V. 94, 252502 (2009).
- Y.S. Gui, A. Wirthmann, C.-M. Hu, Phys. Rev. B 80, 184422 (2009).
- А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов // ФТТ, т. 56, №12, с. 2418 (2014).
- A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova et. al. // Appl. Phys. Lett., V. 109, 042407 (2016).
- A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos // Appl. Phys. Lett. V. 93, 102504 (2008).
- A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos // Appl. Phys. Lett. V. 90, 252510 (2007).
- A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos // Appl. Phys. Lett. V. 89, 172511 (2006).
- A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin et. al. // Phys. Rev. B, V. 96, 144428 (2017).
- 14. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, Магнитные колебания и волны, М.: Физматлит, 1994.
- А.Б. Устинов, А.А. Никитин, Б.А. Калиникос // ЖТФ, т. 75, № 9. с.136 (2015).

Влияние электрического поля на характеристики магнитоэлектрического эффекта в композитных структурах с монокристаллами пьезоэлектриков

Л.Ю. Фетисов∗, Д.В. Савельев, Д.Д. Плеханова, Д.В. Чашин, Ю.К. Фетисов

Московский Технологический Университет, Проспект Вернадского, 78, Москва, 119454. *fetisovl@yandex.ru

Экспериментально исследовано влияние постоянного электрического поля на характеристики прямого магнитоэлектрического эффекта в слоистых композитных структурах с различными пьезоэлектрическими материалами, такими как: пьезокерамика цирконата-титаната свинца, лангатат, катангасит. Показано сильное влияние электрического поля на амплитуду магнитоэлектрического напряжения, частоту и добротность акустического резонанса структур..

Введение

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект проявляется в виде поляризации образца под действием внешнего магнитного поля (прямой эффект) либо изменении намагниченности образца под действием электрического поля (обратный эффект). Наибольший по величине МЭ эффект наблюдается в слоистых композитных структурах, состоящих из ферромагнитных (ФМ) и пьезоэлектрических (ПЭ) слоев, механически соединенных друг с другом. Интерес к исследованиям МЭ эффекта вызван перспективами его использования для создания высокочувствительных датчиков магнитных полей, управляемых устройств СВЧ электроники, новых элементов памяти и т.д. Для изготовления структур в настоящее временя используют такие ФМ материалы как: металлы и их сплавы (Fe, Ni, FeNi, FeCo, FeGa и т.д.), аморфные магнитные сплавы на основе железа (FeSiCB), ферриты и манганиты. В качестве ПЭ материалов чаще всего используют керамики на основе свинца (PZT, PMN-PT) [1], пьезоэлектрические полимеры типа ПВДФ [2], пьезоэлектрические монокристаллы (лангатат, кварц и т.д.) [3] и пьезоэлектрические полупроводники, такие как GaAs [4]. То есть материалы, которые обладают большим по величине отношением d/ε , где d – пьезоэлектрический модуль, а є – диэлектрическая проницаемость.

До недавнего времени подавляющее большинство работ было направлено на изучение влияния магнитного поля на характеристики МЭ эффекта, исследование различных нелинейных явлений, обусловленных нелинейностью магнитострикции, и т.д. Было также показано для структур на основе ЦТС керамики, что электрическое поле сильно влияет на характеристики МЭ эффекта [5]. Продемонстрирована гистерезисная зависимость напряжения и резонансной частоты структуры PZT-Ni от электрического поля, обусловленная гистерезисом диэлектрической проницаемости керамики [6].

В данной работе описаны исследования влияния электрического поля на характеристики МЭ эффекта в структурах со слоями из монокристаллических пьезоэлектриков лангатата, катангасита и кварца.

Результаты

Объектом исследований являлись двухслойные ΠЭ структуры с слоями из ланагтата или La3Ga5.5Ta0.5O14 (LGT) катангасита Са₃ТаGа₃Si₂O₁₄ (СТGS) (Фомос-Материалс, Россия) размерами 25 мм х 5 мм х 0.5 мм и 27 мм х 4 мм х 0.5 мм, соответственно. В качестве ФМ слоев использовали ленту аморфного магнитного сплава FeBSiC (Metglas Inc, США) толщиной ~20 µм. На плоскости ПЭ слоев были нанесены Ад электроды толщиной 2 мкм. Слои были соединены с помощью слоя эпоксидного клея толщиной ~3 мкм.

В ходе измерений структуры помещали в слабое переменное гармоническое магнитное поле h и параллельное ему постоянное магнитное поле смещения H, оба направленные вдоль длинной оси структуры. Одновременно к электродам ПЭ слоя структуры прикладывали постоянное напряжение, создающее в нем постоянное электрическое поле E. Регистрировали зависимости МЭ напряжения, генерируемого структурой, от частоты f возбуждающего поля и напряженности поля E при различных напряженностях магнитного поля H. Типичные зависимости МЭ напряжения U, генерируемого структурой на частоте резонанса изгибных f_1 или продольных f_2 акустических колебаний, резонансной частоты и добротности Q резонансов для структуры LGT-Metglas приведены на рисунке 1.



Рис. 1. Зависимость МЭ напряжения U_2 , резонансной частоты f_2 , и добротности Q_2 от электрического поля *Е для* структуры LGT-Metglas при H = 6 Э, h = 0.07 Э и $f_2 \approx 117.17$ кГц

Для LGT-Metglas структуры величина МЭ коэффициента составила $\alpha_{E1} = 9.8 \text{ B/(Э·см)}$ на частоте изгибных колебаний и $\alpha_{E2} = 145.7 \text{ B/(Э·см)}$ на частоте продольных колебаний. Для CTGS-Metglas стурктры МЭ эффект наблюдали только на частоте изгибных колебаний, где величина МЭ коэффициента составила $\alpha_E = 1.35 \text{ B/(Э·см)}$.

Для обеих структур обнаружиди сильное влияние постоянного электрическиго поля на характеристики МЭ эффекта. Под действием поля E величиной до 20 кВ/см в структуре LGT-Metglas изменение амплитуды МЭ напряженяи составило $\Delta U/U = 63\%$, добротность Q изменилась с ~5000 до

~9000, а сдвиг резонансной частоты составил $\Delta f = 32$ Гц. В CTGS-Metglas структуре изменение амплитуды МЭ напряжения составляло $\Delta U/U \approx 60\%$, резонансная частота практически не сдвигалась, а добротность изменилась на $\Delta Q/Q \approx 49\%$. В структурах со слоями монокристаллического кварца в пределах точности измерения влияния постоянного электрического поля на характеристики МЭ эффекта не обнаружено.

Эффекты обусловлены зависимостью диэлектрической проницаемости ε и пьезокоэффициента d_{13} PZT слоя от электрического поля.

Таким образом, проведенные исследования показали возможность изменения частоты и добротности акустического резонанса, а также эффективности МЭ взаимодействия в структурах со слоями из монокристаллических пьезоэлектриков с помощью электрического поля, что может быть использовано для создания новых управляемых устройств нано-, электроники и микросистемной техники.

Работа поддержана Российский Научным Фондом, грант № 17-12-01435.

- C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, and G. Srinivasan, J. Appl. Phys. V. 103, 031101 (2008).
- J. Gutiérrez, A. Lasheras, P. Martins, N. Pereira, J. Barandiarán, S. Lanceros-Mendez, Sensors V. 17, 1251 (2017).
- G. Sreenivasulu, L. Y. Fetisov, Y. K. Fetisov, and G. Srinivasan, Appl. Phys. Lett. V. 100, 052901 (2012).
- V.M. Laletin, A.I. Stognii, N.N. Novitskii, N.N. Роddubnaya, Письма в ЖТФ V. 43, № 21, pp. 71-78 (2014).
- L. Y. Fetisov, D. V. Chashin, Y. K. Fetisov, A. G. Segalla, and G. Srinivasan, J. Appl. Phys. V. 112, 014103 (2012).
- Y. K. Fetisov, L. Y. Fetisov, and G. Srinivasan, Appl. Phys. Lett. V. 94, 132507 (2009).

Спиновые и магнитоупругие волны в субмикронных пленках ЖИГ, полученных ионным распылением на подложках ГГГ и Si

Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, С.Л. Высоцкий^{1,2}, А.В. Кожевников¹, Ю.А. Филимонов^{1,2*}, А.И. Стогний³, С.А. Никитов^{4,2}

1 СФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зелена, 38, Саратов, 410019.

2 СГУ им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская,83, Саратов, 410012.6

З ГНПО «НПЦ НАНБ по материаловедению», ул.Петруся Бровки, 19, Минск, Белоруссия, 220072.

4 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп.7, Москва, 125009.

*yuri.a.filimonov@gmail.com

Рассмотрены результаты измерения магнитных параметров и особенностей распространения спиновых и магнитоупругих волн в субмикронных пленках железоиттриевого граната, полученных ионным распылением на подложках гадолиний галлиевого граната, так и кремния.

Всплеск интереса к технологиям получения пленок железоиттриевого граната (ЖИГ) обусловлен перспективами построения на их основе устройств спинтроники, интеграции устройств магноники с полупроводниковыми электронными компонентами, а также создания монолитных мультиферроидных структур для устройств стрейнтроники. В данной работе приводятся результаты исследования магнитных параметров субмикронных пленок ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложках гадолиний галлиевого граната (ГГГ)и кремния (Si), а также особенностей распространения спиновых (СВ) и магнитоупругих (МУВ) волн в структурах ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si.

Структуры ЖИГ/ГГГ(111)

Исследовались пленки ЖИГ толщиной d≈200-700 нм, выращенные на подложках ГГГ с кристалло-графической ориентацией (111). Эффективная намагниченность пленки $4\pi M_{3\phi}$ определялась из спектров ферромагнитного резонанса (ФМР), измеренных для образца размером 3 мм х 3 мм на частоте f_r ≈9.85 ГГц при углах ψ между направлением магнитного поля H и плоскостью пленки $\psi\approx0$ и $\psi\approx90^{\circ}$. Как при перпендикулярном намагничивании ($\psi\approx90^{\circ}$), так и при касательном ($\psi\approx0$) в спектре наблюдалось несколько линий поглощения шириной Δ H(f_r)≈20 Э, что указывает на возбуждение мод спин-волнового резонанса (CBP) в пленке и отражает неоднородность распределения магнитных параметров по толщине. Расчет намагниченности,

выполненный для основного пика поглощения, дал значение 4πМ_{эф}≈1700-1730 Гс. Зависимость резонансных полей H_r(ϕ) в спектре ФМР пленки, намагниченной под углом к нормали (ү≈40°...70°) от поворота пленки на угол ф относительно направления проекции магнитного поля на плоскость пленки имела вид $H_r(\phi)=H_r(\phi+2\pi n/3)$, что характерно для монокристаллических пленок ЖИГ кристаллографической ориентации (111). При этом разность максимального и минимального полей ΔH_r(φ) позволила оценить поле кубической анизотропии H_c, которое в рассматриваемом случае Н_с≈-30 Э, что составляет ≈70% от значений Нс≈-43 Э пленок ЖИГ/ГГГ(111), выращенных жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ). Методом широкополосного ФМР было исследовано влияние деформаций на спектр спин-волновых возбуждений. По величине частотного сдвига Δf спектра ФМР от величины деформации пленки было получено значение магнитоупругой постоянной пленок В≈-2,6*10⁶, что составляет ≈66% от значения для ЖФЭ ЖИГ.

Для изучения эффектов распространения CB и МУВ на поверхности пленки ЖИГ формировались возбуждающие и приѐмные антенны в виде закороченных копланарных волноводов из меди. Антенны имели длину $l\approx 200$ мкм, ширину w сигнального и земляных проводников $w \approx 7$ мкм, расстояние j между проводниками $j\approx 4$ мкм. Исследовались макеты с расстояние L между сигнальными линиями $L_1\approx 50$ и $L_2\approx 100$ мкм. Касательное магнитное поле $H\approx 120-1400$ Э прикладывалось вдоль микроантенн,

что соответствовало возбуждению поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в интервале частот f≈1.5-6 ГГц. На рисунках 1 и 2 приведены, соответственно, частотные зависимости параметра $S_{21}(f)$ и дисперсионные характеристики ПМСВ f=f(k), где волновые числа k=k(f) рассчитывались по результатам измерений набега фазы волны $\theta(f,L)$ в макете с L₁≈50 мкм с помощью соотношения k(f)= $\theta(f)/L$. На вставках к рисункам 1 и 2



Рис. 1. $S_{21}(f,L)$ ПМСВ в структуре ЖИГ(200 нм)/ГГГ(600 мкм) при $L_1 \approx 50$ мкм и $L_2 \approx 100$ мкм, поле $H \approx 550$ Э. На вставках увеличенные участки спектра $S_{21}(f,L)$ при $L_1(a)$ и $L_2(a)$, выделенные кружками

Структуры ЖИГ/Si

Пленки ЖИГ на подложках окисленного кремния n-Si(001) имели поликристаллическую микроструктуру и характеризовались наличием буферного слоя ЖИГ на интерфейсе с подложкой. Толщины буферного и основного слоев оставляли ≈100 нми 1000 нм, так что полная толщина пленки d≈1100 нм. При ү≈90° в спектре ФМР наблюдалось две линии поглощения при H₁≈4816 Э и H₂≈5032 Э. Линия поглощения при Н₂≈5032 Э связана с поглощением в рабочем слое с $4\pi M_{3\phi2} \approx H_2 - f_r / \gamma \approx 1496 \ \Gamma c$, а пик поглощения вблизи H₁ отвечает резонансу буферного слоя с $4\pi M_{3\phi 1} \approx H_1 - f_r / \gamma \approx 1280 \Gamma c$. При этом в спектре при Н₂≈5032 Э помимо основного пика поглощения с шириной линии ∆Н≈40 Э наблюдаются дополнительные пики, отвечающие возбуждению мод СВР рабочего слоя. При у≈0 наблюдался лишь один пик поглощения шириной $\Delta H \approx 120$ Э. То обстоятельство, что при $\psi \approx 0$ не удается разрешить отдельные линии, следует связать с существенным вкладом в ширину линии поглощения процессов двухмагнонного рассеяния. Наличие двух обменно-связанных магнитных слоев СВ приводит к усилению невзаимных свойств $S_{21}(f)$ на 20 дБ превышает уровень $S_{12}(f)$, рисунок 3. Высокий уровень потерь СВ приводит к особенностям развития параметрической неустойчивости ПМСВ в пленках ЖИГ/Si. Как результат, с ростом мощности входного сигнала наблюдается заметный сдвиг спектра ПМСВ

показаны в увеличенном масштабе выделенные пунктиром участки зависимости S₂₁(f) ПМСВ и дисперсионных кривых f=f(k). Из вставок видно, что в зависимостях S₂₁(f) и f=f(k) наблюдаются эквидистантные осцилляции, разделѐнные частотными интервалами $\Delta f\approx 3$ МГц и имеющие резонансный характер – ширина пика ≤ 1 МГц, которые связаны с возбуждением МУВ структуры ЖИГ/ГГГ.



Рис. 2. Законы дисперсии ПМСВ при полях H=0.32, 0.55, 0.81, 1.07 кЭ. На вставке (а) участок дисперсии, выделенный пунктиром на дисперсионной кривой при поле H=1.07 кЭ

«вниз» по частоте, связанный с влиянием эффектов динамического размагничивания и термического нагрева пленки СВЧ мощностью волны. Указанный эффект «сдвига» спектра ПМСВ становится заметным при уровнях мощности входного сигнала ниже порога параметрического возбуждения спиновых волн, что приводит к качественным отличиям в поведении мощности выходного сигнала от уровня падающей мощности, определяемым положением частоты ПМСВ относительно частоты f_{max} , соответствующей максимуму прохождения ПМСВ в спектре передачи.



Рис. 3. Невзаимность ПМСВ в структуре ЖИГ/Si

Работа частично поддержана грантами РФФИ 16-29-14058, 18-57-00008.

Сверхбыстрая спиновая динамика в плазмонной структуре золото/феррит-гранат

А.Л. Чехов^{1,2,3,*}, А.И. Стогний⁴, Т. Сато⁵, Т.В. Мурзина¹, И. Раздольский³, А. Ступакевич²

1 Москвовский государственный университет, ул. Ленинские Горы, 1 с2, Москва, 119991.

2 UniversityofBialystok, Ciolkowskiego 1L, Bialystok, 15-245.

3 FritzHaberInstituteoftheMaxPlanckSociety,Faradayweg 4-6, Berlin, 14195.

4 НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, ул, П. Бровки, 19, Минск, 220072.

5 KyushuUniversity, MotookaNishi-ku, 744, Fukuoka, 819-0395.

*chekhov@shg.ru

Экспериментально и теоретически демонстрируется возможность локализации возбуждения субтерагерцовой спиновой прецессии в плазмонной структуре золото/феррит-гранат при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона (ППП). Эффективное магнитное поле ППП, наведенное за счет обратного эффекта Фарадея, позволяет повысить эффективность возбуждения спиновой прецессии на два порядка по сравнению с нерезонансным случаем циркулярной накачки.

Возможность контролировать состояние спиновой системы оптическим излучением перспективна для создания новых устройств записи и хранения информации, способных осуществлять быструю запись и считывание данных без потерь на нагрев вещества [1]. Один из возможных методов оптического управления намагниченностью основан на обратном эффекте Фарадея, заключающемся в наведении статического магнитного поля электромагнитным излучением в гиротропной среде [2]. Однако, для реализации таких схем записи необходимо повысить эффективность контроля намагниченности и разработать методы локализации области взаимодействия излучения и вещества. Для локализации электромагнитных полей перспективно использование плазмонных структур [3]. В данной работе мы демонстрируем, как возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в ферримагнитном диэлектрике приводит к сильной локализации и увеличению эффективности возбуждениясверхбыстрой прецессии намагниченности.

Эффективное магнитное поле поверхностного плазмона

Феноменологически, обратный эффект Фарадея возникает за счет наличия магнито-оптической восприимчивости среды. При таком описании эффективное статическое магнитное поле будет выражаться как

$$H_{y}^{IFE} \propto \chi_{yxz}^{m} [E_{x} \times E_{z}^{*}],$$

где χ_{yxz}^m — магнито-оптическая восприимчивость, E_x и E_z – компоненты электромагнитного поля. Выражение (ф1) дает ненулевое значение поля при наличии фазовой задержки между двумя компонентами и максимально при задержке, равной $\pi/2$, т.е. для циркулярной поляризации накачки. Знак наводимого магнитного поля будет меняться для правой и левой циркулярно поляризованной накачки.



Рис. 1. Схема обратного эффекта Фарадея при возбуждении ППП в структуре золото/феррит-гранат

В то же время, подобная фазовая задержка характерна для поперечно-магнитных (ТМ) волн и, в частности, для поверхностных плазмонполяритонов (ППП) [4]. Действительно, рассмотрим плазмонную структуру на основе золотой решетки и феррит-граната, схематически представленную на Рис. 1. Подставив выражения для полей ППП, распространяющегося награнице раздела золото/гранат, в выражение (ф1), мы получим следующую формулу для величины эффективного статического магнитного поля в феррит-гранате

(**ф**1)

Том 1

$${}_{y}^{IFE} \propto E_{x}^{2}(k_{x}' / k_{z}'')exp(-2(k_{x}'x + k_{z}''|z|)), \qquad (\varphi 2)$$

где _x и k_z – соответствующие компоненты волнового вектора ППП. Из выражения (ф2) видно, что эффективное поле ППП направлено вдоль оси *y*, локализовано у интерфейса и меняет знак при изменении направления распространения плазмона.

Численное моделирование и эксперимент

В результате численных расчетов для структуры с периодом 800 нм и толщиной золота 50 нм было получено распределение эффективного магнитного поля при возбуждении ППП на границе раздела золото/гранат (угол падения излучения 34 градуса, длина волны 1450 нм, р-поляризация). Расчеты подтверждают эффект локализации эффективного поля на масштабе 100 нм.



Рис. 2. Характерная временная зависимость модуляции фарадеевского вращения. Красная кривая – аппроксимация

Для проведения эксперимента была изготовлена структура с такими же геометрическими параметрами на основе пленки феррит-граната Gd_{4/3}Yb_{2/3}BiFe₅O₁₂ толщиной 380 мкм. В работе [5] была показана возможность возбуждения в данном материале обменной моды прецессии намагниченности с частотой 0.41 ТГц за счет обратного эффекта Фарадея. Динамика намагниченности В изготовленных структурах изучалась методом накачказондирование при длине волны зондирующего излучения 800 нм и различных длинах волн излучения накачки (1100-1500 нм). Зондирующее излучение падало на структуру под углом 25 градусов, а излучение накачки – под углом 34 градуса. Из временных зависимостей модуляций фарадеевского вращения (Рис. 2) рассчитывались фаза и амплитуда субтерагерцовой моды прецессии. Зависимости полученных амплитуд и фаз от длины волны и состояния поляризации накачки (циркулярная и линейная) демонстрировали резонансные модуляции при возбуждении поверхностного плазмона на границе раздела золото/гранат. Из соотношения амплитуд прецессии при линейной и циркулярной накачке (0.1) с учетом масштабов локализации эффективного поля ППП (100 нм) и толщины граната (380 мкм) мы получаем увеличение эффективности возбуждения прецессии в 4×10² раз в резонансе ΠΠΠ.

Возбуждение ППП в плазмонной структуре приводит к локализации высокочастотной прецессии на масштабе 100 нм и усилению эффективности возбуждения на 2 порядка. Полученные результаты перспективны для сверхбыстрой опто-магнитной записи на наномасштабе.

- A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing // Rev. Mod. Phys., V. 82, 1731 (2010).
- L.P. Pitaevskii // Sov. Phys. JETP, V. 12, 1008 (1961).
- T.-M. Liu, et al. // Nano Lett., V. 15, 6862-6868 (2015).
- H. Raether. "Surface Plasmons" (Springer Berlin-Heidelberg, 1988).
- S. Parchenko, et al. // Appl. Phys. Lett., V. 103, 172402 (2013).

Затухание спиновой прецессии в гетероструктурах манганит/нормальный металл

Т.А. Шайхулов, Г.А. Овсянников, В.В. Демидов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва, 125009.

*shcaihulov@hitech.cplire.ru

Температурная зависимость затухания спиновой прецессии в гетероструктре на основе эпитаксиальной пленки манганита La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (LSMO) была исследована путем измерения ширины линии ферромагнитного резонансного спектра (ФМР). Ферромагнитный резонанс в тонких ферромагнитных пленках манганита используется для генерации спинового тока на границе металлического и ферромагнитного слоя. Рассмотрены механизмы уширения линии ФМР.

Введение

Работа спинтронных устройств основана на транспорте спина в магнитных гетероструктурах. Редкоземельные манганиты Re_{1-x}A_xMnO₃ (Re редкоземельных материалов типа La или Nd) и щелочноземельных металлов, таких как (Sr, Ca, Ba), демонстрируют широкий спектр необычных электрических и магнитных свойств, (см., обзор [1]). Манганитные пленки La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (LSMO) обладают высокой спиновой поляризацией (до 100%) и могут использоваться в магнитных туннельных переходах [2] и спиновых клапанах [3-5]. В работах [4, 5] были проведены исследования по генерации спинового тока в гетероструктурах LSMO/N. (Nнормальный металл, обычно платина), однако не обсуждались температурные зависимости ширины ФМР и влияние других механизмой затухания спиновой прецесии (разброс параметров магнитной анизотропии, двухмагнонное рассеяние или вихревые токи).

Модель для спинового тока

Теоретически в работе [6] было рассмотрено увеличение параметра затухания Гильберта в гетероструктуре ферромагнитном/нормальном (немагнитном) металле из-за возбуждения спинового тока через границу. Прецессия намагниченности действует как спиновый насос, который передает импульс от ферромагнетика в нормальный металл, что заставляет спиновый ток проходить через границу в нормальный металл. Спиновый ток определяется следующим образом:

$$j_{s}^{0}\vec{s} = \frac{\hbar}{8\pi}\operatorname{Re}(2g\uparrow\downarrow)\left[\vec{m}\times\frac{\partial\vec{m}}{\partial t}\right]$$
(1)

где m=M/|M, Re(2g $\uparrow\downarrow$) - спиновая проводимость границы|. Параметр затухания Гильберта можно записать в виде $\alpha = \alpha_0 + \alpha'$, где α_0 - собственный вклад и α' - дополнительное затухание, например, за счет спиновой накачки [7, 8]

$$\alpha' = \frac{\gamma \hbar g^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_0 t_{FM}} \tag{2}$$

где t_{FM} –толщина ферромагнетика, γ =17,605•10⁶s¹G¹- гиромагнитное отношение для электрона, M_0 -намагниченность

Ширина линии ФМР

Ширина линии ферромагнитного резонанса ΔH связана с затуханием Гилберта следующим образом

$$\Delta H = \frac{2\alpha\omega_f}{\gamma} \tag{3}$$

где $\omega_f = 2\pi \cdot 9.51 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ - угловая частота ФМР. Эпитаксиальные пленки LSMO выращивались на плоскости (110) монокристаллической подложки NdGaO₃ (NGO) магнетронным распылением мишени стехиометрического состава при температуре T=750-770C и давлении кислорода 0.5 – 1mbar. После напыления происходило охлаждение пленки в атмосфере кислорода со скоростью 5 градусов в минуте. Ширина линии ФМР измерялась с помощью ЭПР спектрометра на частоте 9.5 GHz. Дополнительный ожиг пленок при T = 820 °C уменьшает ширину линии ФМР, что связано с упорядоточением разброса намагниченности отдельных участков пленки. После измерения ширины линии ФМР напылялся нормальный металл (Pt) для оценки эффективности генерации спинового тока на границе ферромагнит-нормальный металл. Предполагая, что основной вклад в уширении линии ФМР вызван протекающим через границу спиновым током из выражений (2)-(3) можно определить спиновую проводимость границы LSMO/Pt.



Рис. 1.Спектры ФМР (dP/dH) для напыленных пленок (d-LSMO), отоженных-пленок (h-LSMO) и гетероструктурPt/h-LSMO

$$g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi\gamma \ M_0 t_{LSMO}}{g\mu_B \omega_f} \left(\Delta H_{Pt/LSMO} - \Delta H_{LSMO} \right) (4)$$

где M_0 =3000е -намагниченность пленки LSMO , t_{LSMO} = 40 nm - толщина пленки LSMO, μ_B =9.274•10⁻²¹erg/G - магнетон Бора, g = 2 - фактор Ланде. При комнатной температуры из разности $\Delta H_{Pt/LSMO}$ - ΔH_{LSMO} =4 Ое мы получили g_{eff} =0.4·10¹⁹ m⁻² для гетероструктур Pt/LSMO. Для сравнения, для гетероструктур: SrRuO₃/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃, Pt/Ni₈₀Fe₂₀ и Pt/Y₃Fe₅O₁₂ были получены следующие соотношения g_{eff} =5•10¹⁸ m⁻² [9], 2.1·10¹⁹ m⁻² [10] и 4.8·10²⁰ m⁻² [11] соответственно.

Температурная зависимость

Проводились измерения ширины линии ФМР, а также других параметров гетероструктур Pt/LSMO и пленок LSMO от температуры. Температурные зависимости ширины линии для пленок LSMO и гетероструктур Pt/LSMO представлены на рис.2. Видно, что ширина линии ФМР в обеих случаях возрастает с уменьшением температуры. Причем, спиновая проводимость границы, определенная из

выражения (4) сильно возрастает с уменьшением температуры.



Рис. 2. Температурная зависимость ширины линии FMR для LSMO-пленки и гетероструктурPt /LSMO

Не исключено влияния дополнительных механизмов уширения линии ФМР за счет неоднородности магнитной анизотропии, вдухмогнонного рассеяния или возникновения вихревых токов, которые также зависят от температуры.

- A.-M. Haghiri-Cosnet and J.P. Renard, J. Phys D: Appl. Phys. V.36, R127 (2003).
- M. Bowen, M. Bibes, A. Barthélémy, et al, Appl. Phys. Lett. V.82, 233 (2003).
- 3. Y. Ishii, H. Yamada, H. Sato et al, Appl. Phys. Lett. V.87, 22509 (2005).
- G. Y. Luo, C. R. Chang, and J. G. Lin, J. Appl. PhysV.115-119, 17C508 (2014).
- V.A. Atsarkin, B.V. Sorokin, I.V. Borisenko, V.V. Demidov and G.A. Ovsyannikov, J. Phys. D: Appl. Phys. V.49,125003. (2016).
- A. Tserkovnyak, Brataas, E.W. Bauer, Phys. Rev. Lett., V.88, 117601 (2002).
- A. Azevedo,L.H. Vilela-Leao,R. L. Rodriguez-Suarez, A.F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende, Phys. Rev. V.B83, 144402 (2011).
- S. Emori, U.S. Alaan, M.T. Gray, et al, Phys. Rev V.B94, 224423 (2016).
- O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, et al, Phys. Rev. V.82, 214403 (2010).
- M. Rezende, R. L. Rodriguez-Suarez, M. M. Soares, et al, Appl.Phys.Lett. **102**, 012402 (2013).
- 11. T.G.A. Verhagen, H.N. Tinkey, H.C. Overweg, et al, J. Phys. Condens. Matter V.28, 056004 (2016).

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Piezoresponse Force Microscopy of emergent piezoelectric materials

A.L. Kholkin^{1, 2}, A. Kalinin³, D. Alikin^{1,2}, K. Romanyuk^{1,2}, S. Kopyl¹, S. Vasilev², D. Vasileva², P. Zelenovskiy², V.Ya. Shur²

1 Department of Physics and CICECO - Aveiro Institute of Materials, 3810-193 Aveiro, Portugal.

2 School of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University, 620000 Ekaterinburg, Russia.

3 NT-MDT Spectrum Instruments, Moscow 124460, Russia.

*kholkin@ua.pt

Piezoresponce Force Microscopy (PFM) is a novel method, in which piezoelectric vibrations excited by the voltage applied via the conductive PFM tip are sensed by the flexible cantilever reflecting the laser light similar to many scanning probe microscopy systems. PFM method has several advantages over existing microscopy techniques and can be used not only for domain imaging, but also for voltage and time spectroscopies, as well as for controlling polarization state in memristors. In this work, we present the results of the investigation of three types of emerging piezoelectric materials via PFM: graphene-based structures and biomolecular crystals based on peptides. In addition, we show that PFM as applied to ionic conductors can be used to obtain quantitative information on the diffusion coefficients and ionic concentration in these materials.

Introduction

Electromechanical coupling is ubiquitous in nature and directly underpins sensing/actuating functionalities of various systems, ranging from traditional piezoceramics to ionic conductors and complex biological systems. Rapidly developing Piezoresponse Force Microscopy (PFM) offers an amazing opportunity to explore electromechanical activity at the nanoscale with a few nm resolution that allows uncovering fundamental mechanisms of the local electromechanical phenomena [1]. PFM technique is currently widely used for studying various nanoscale effects in ferroelectric materials including ferroelectric domain imaging, local hysteresis loop acquisition, domain propagation and relaxation under applied voltage, polarization nanolithography, etc. However, its application is limited by the significant contribution of electrostatic component, accompanying ionic phenomena and high force due to necessity to use contact mode. In this work, we show that the last problem can be alleviated by using Hybrid Mode PFM, in which the AC voltage is applied during short contact time while performing force-distance measurements [2]. We used PFM to uncover piezoelectric phenomena in three types of emerging materials: graphene deposited on Si/SiO₂ substrates [3], biomolecular crystals (peptides and aminoacids) [4, 5], and Li-ion battery cathodes [6].

Hybrid mode PFM

HybriD (HD) imaging mode implements a high-speed force spectroscopy via a tip-sample distance modula-

tion following a sinus law with simultaneous real-time processing the force-distance curves. The mode allows fast quantitative measurements of sample local mechanical properties nondestructively, combining advantages of resonance-enhanced non-contact and nonresonant contact AFM probing. Such a combination opens up a path to a realization of nondestructive PFM measurements and imaging. For simultaneous force spectroscopy and measurements of the sample piezoresponse, an ac bias voltage U_{sin} is applied to the conducting probe within the time window, when the probe is in contact with the sample surface during the fast force spectroscopy. Vertical, DFL(t), and lateral, LF(t), piezoresponse signals are measured, when the ac bias is applied. The method was implemented with use of a fast-force spectroscopy controller HybriD 2.0 (NT-MDT Spectrum Instruments). When compared with traditional PFM measurements, the HD approach has several key advantages. The probe is retracted from the sample while moving to the next pixel of the scan line, which minimizes the lateral probe-sample interaction and allows studies of fragile, soft, and weakly attached objects on a substrate. The parallel acquisition of the force spectroscopy and PFM signals provides simultaneous measurements of the Young's modulus, probesample adhesion force, and piezoresponse at a pixel. This is illustrated in Fig. 1, which shows results of the measurements of electromechanical properties of the peptide nanotubes with diameters from 50 nm to 120 nm. All the images in the figure were obtained simultaneously. The image of topography in Fig. 1(a), the in-plane PFM phase image in Fig. 1(b), and the non-contact EFM image in Fig. 1(c) unambiguously prove the non-destructiveness of the imaging.



Fig. 1. Nondestructive imaging of FF nanotubes electromechanical properties by the HD PFM. Images of (a) topography, (b) in-plane PFM phase signal, and (c) EFM phase signal (2^{nd} pass). The icon in the lower left corner in panel (b) illustrates the orientation of the cantilever probe in respect to the image. In (b), the in-plane PFM maps the polarization component parallel to the horizontal edge of the image. The plots beneath the images show image cross-sections along the dashed lines in the corresponding images [2]

PFM imaging of graphene

Graphene is a 2D centrosymmetric material, which does not show both in-plane and out-of-plane piezoelectricity in stand-alone membranes. However, strong piezoelectric has been found, when graphene was deposited on the oxide substrate [3]. We experimentally confirmed the existence of electric polarization induced in graphene deposited on SiO₂/Si via direct measurements of the vertical piezoresponse signal by PFM (Fig. 2).



Fig. 2. (a) Schematic of the PFM measurements on singlelayer graphene adsorbed on TGZ4 grating substrate. (b) Cross-section of the piezoresponse on graphene across the grating structure (shaded areas correspond to supported graphene). The measurements were carried out at 90 kHz (Vac = 5V) [3]

The supported and suspended graphene layers possess different chemical structures. We assumed that the suspended graphene is a pristine single layer while the supported one can form chemical bonds with the underlying SiO_2 substrate. The chemical interaction of carbon atoms with oxygen atoms of the substrate induces non-zero net dipole moment and polarization in

the studied system. Due to random orientation of the SiO_2 complexes on the surface layer, the C+–O- dipoles partly deviate from the substrate and create strong piezoelectric response normal to the surface of graphene [3].

Frequency-dependent ESM

If applied to ionic conductors, the electromechanical PFM signal is dependent on the ion motion under the tip via Vegard effect, i.e. change of the lattice parameters with ionic concentration (that changes under applied field). In this case, it is called Electrochemical Strain Microscopy (ESM), because often the ion motion is accompanied by the electrochemical reaction. In recent work [6], we have demonstrated that quantitative local measurements of the ionic concentration and diffusion coefficients are possible via an apparent frequency dependence of the ESM signal and developed an accurate theoretical basis for the numerical calculations of the local parameters. The acquired local maps of Li concentration and diffusion coefficients can be used for the development of materials and devices for energy storage. Fig. 3 shows a representative map of the Li-ion diffusion coefficients and Li concentration in Li batteries [6].



Fig. 3. Maps of Li-ion diffusion coefficients and Li concentrations acquired by low-frequency ESM in LiMnO₄ cathode particle in commercial Li-battery [6]

The research was carried out with the financial support by the grant of the President of the Russian Federation for young scientists (Contract 14.Y30.17.2294-MK) and the Russian Foundation for Basic Research (grant $N_{\rm P}$ 16-29-14050-ofr-m).

- A. Gruverman, A. L. Kholkin//Rep. Progr. Phys., V. 69, 2443 (2006).
- 2. A. Kalinin et al//Ultramicroscopy 185, 249 (2018).
- 3. G. da Cunha et al//Nat. Commun. 6, 7572 (2015).
- 4. S. Guerin et al.// Nat. Materials 17, 180 (2018).
- 5. A. Kholkin et al//ACS Nano 4, 610 (2010).
- D. Alikin et al// Nanoscale (2018, published online, DOI: 10.1039/C7NR08001H).

STM studies of the charge-density waves in NbS₃-II

Woei Wu Pai^{1,2,*}, M.W. Chu¹, W.T. Chen¹, V.Ya. Pokrovskii^{3,§}, S.V. Zaitsev-Zotov³, S.G. Zybtsev³, V.F. Nasretdinova³, M.D. Ustenko^{3, 4}, E. Zupanič⁵, H.J.P. van Midden⁵, M. van Midden⁵, S. Ŝturm⁵, A. Prodan⁵, E. Tchernychova⁶, J.C. Bennett⁷

1 Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, Taipei, Taiwan, 106.

2 Department of Physics, National Taiwan University, Taipei, Taiwan 106.

3 Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Mokhovaya 11-7, Moscow, 125009.

4 People's Friendship University of Russia, Mikluho-Maklaya, 6, Moscow, 117198.

5 Jožef Stefan Institute, Jamova 39, SI-1000 Ljubljana, Slovenia.

6 Department of Materials Chemistry, National Institute of Chemistry, Hajdrihova 19, SI-1000 Ljubljana, Slovenia.

7 Department of Physics, Acadia University, Wolfville, Nova Scotia, Canada B0P 1X0.

*wpai@ntu.edu.tw,[§]pok@cplire.ru

Variable-temperature STM imaging of the *bc* surface is reported for the monoclinic phase of NbS_3 showing 3 charge-density waves (CDWs). Both, the atomic rows and the charge modulation with the CDW period can be resolved. The images are in nice agreement with the simulations for the given atomic structure. The configuration of the coexisting CDWs is discussed.

Introduction

Among other trichalcogenides of V-group metals NbS₃ is remarkable due to the variety of phases synthesized [1]. While in [1] two phases are reported with one more under question, synthesis of two additional phases have been reported recently [2].

The monoclinic phase (NbS₃-II) shows extremely rich physics associated with thee charge-density waves (CDWs) [3]. From the TEM diffraction studies it is known that NbS₃-II shows two coexisting CDWs at room temperature with wave vectors $q_1 = (0.5, 0.298, 0)$ and $q_0 = (0.5, 0.352, 0)$. An additional CDW (CDW-2) forms at T_{P2} =150 K, clearly resolved in the transport studies, but not in the diffraction experiments [3].

Here we are reporting the first STM studies of NbS₃-II. Both the atomic structure and the charge-density modulation are resolved. The obtained images are supplemented with *ab initio* calculations.

The results and discussion

For the initial STM studies the sample was cleaved at ambient conditions and then put into UHV; the atomic structure modulated with CDWs has been obtained at room temperature. Improved quality of the images was obtained in samples cleaved *in situ* in UHV. In all cases the cleaved samples exposed the *bc* surface, parallel to the van der Waals gap. The structure of the elementary cell, suggested in [4], has been confirmed



Fig. 1. An unfiltered STM image of NbS3-II in the *bc*-plane. A stacking fault can be seen with 5 chains instead of 4 (10 instead of 8, if the second layer is involved – it can also be seen). T = 140 K, V = -1.02 V, *I*=282 pA. A calculated image $(6b_0x4c_o)$ is partly overlaid. *Inset*: the tentative positions of top-layer sulfur atoms

and specified [5]. The images clearly show 4 atomic NbS₃ chains per lattice spacing in the *c* direction (Fig. 1). With 4 additional chains in the underlying layer, which were also occasionally resolved (see Fig. 1, *e.g.*), they make 8 chains per elementary cell, belonging to 1 more "equilateral-like" and 3 clearly isosceles pairs of columns [4]. A number of images show structural defects. Instead of 4, sometimes one can resolve 5 (see Fig. 1), 6 or 3 chains per lattice



Fig. 2. An STM image of NbS3-II in the bc-plane. *T* = 140 K, *V*=1.02V, *I*=0.28 nA

spacing, which are interpreted as *bc*-sections of stacking faults formed, tentatively, in the *ab*-plane. Most of the images show also the CDW-modulated structure. An example of such an image is shown in Fig. 2. The period of the lattice distortion in the *b* direction (along the chains) agrees with the results of TEM studies. The small difference between the *b* components of q_1 and q_0 and the possible experimental errors, dependent on the calibration of the STM images, do not enable a clear distinction between the two modulation modes in real space. However, pairs of weak satellites in the **q**-space around 1/3 *b**, which correspond to the two *q*-vectors can be resolved in the FFT of the STM images. In some images defects in the CDW structure, such as phase solitons, can also be revealed.

Below T_{P2} = 150K some images show a periodic distortion along the stacking faults. Its period is about 2.1*b*, and it can not be seen above 160K. This distortion could be attributed to another CDW, tentatively – to CDW-2. If so, CDW-2 may represent a unique condensate of the 2D electronic gas at the stacking faults. However, this suggestion needs further verification. To confirm its existence imaging of the same surface fragment with a SF will have to be performed at temperatures above and below the T_{P2} transition. We have also combined X-ray powder diffraction, STM, scanning TEM (STEM) studies, and *ab-initio* structural calculations to establish the basic and CDW-modulated structures of NbS₃-II [5]. With the lattice parameters obtained, the band structure of NbS₃-II has also been calculated. Finally, the STM images of the surface were modeled with the VASP program package. A fragment of a simulated image is overlaid on the experimental scan in Fig. 1, as an example. The scanning parameters for the simulation are taken from the experiment. One can see that the model image fits the observed features of the chains.

STM images obtained under different values and polarities of the sample bias V and the corresponding image simulations will be also presented and discussed in the report, as well as STEM results [5]. The probable models of the origin of the three CDWs and their spatial configurations will be discussed.

RFBR (Grant 17-02-01343), RSF (grant 17-12-01519) and Slovenian-Russian project ARRS-MS-BI-RU-JR-Prijava/2016/51 are acknowledged.

References

- 1. P. Monceau // Adv. in Physics, V. 61, 325 (2012).
- M.A. Bloodgood, P.Wei, E.Aytan *et al.* // APL Materials, V. 6, 026602 (2018).
- S.G. Zybtsev, V.Ya. Pokrovskii, V.F. Nasretdinova et al. // Physical Review B, V. 95, 035110 (2017).
- A. Prodan, A. Budkowski, F.W. Boswell *et al.* // Journal of Physics C: Solid State Physics, V. 21, 4171 (1988).
- 5. E. Zupanič, H. J. P. van Midden, M. van Midden *et al.*, to be published.

Magnetic resonance force microscopy of individual domain wall

A. Volodin^{1*}, C. van Haesendonck¹, E.V. Skorokhodov^{2, §}, R.V. Gorev², V.L. Mironov²

1 KU Leuven, AfdelingVaste-stoffysica en Magnetisme, Celestijnenlaan 200D, BE-3001 Leuven, Belgium.

2 Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950, Russia.

*alexander.volodin@kuleuven.be

We report on magnetic resonance force microscopy measurements and micromagnetic modeling of the ferromagnetic resonance of single domain wall in bent planar Permalloy nanowire. The measured spectra and spatial distribution of the resonant signal is in good agreement with micro-magnetic modeling.

A magnetic domain wall (DW) is a spatially localized change of magnetization configuration in a ferromagnetic material. The dynamics of DWs in ferromagnetic nanowires is one of the most important problems in micromagnetics and spintronics. One of the most effective methods for investigations of the dynamics of DWs is ferromagnetic resonance (FMR). However, these resonance measurements are limited only to samples containing large numbers of DWs with inevitable distribution. As a result, single DW properties are not accessible.

To observe the resonance of a single DW, we use the FMR force microscopy (FMRFM) [1].

Experiment

The magnetic Permalloy V-shaped 60°-bent planar nanowire (NW) (with shoulders of 3000 nm length and 600 nm width) structures were fabricated on 100 μ m thick glass substrates. The rectangular arrays containing 10 × 2 of the V-shaped NWs with 11 μ m spacing were defined by e-beam lithography, metallization, and lift-off of 30 nm Ni₈₀Fe₂₀ using a dc-magnetron sputtering technique. Scanning electron micrograph (SEM) of a V-shaped NW is shown in Fig. 1(a). The NWs are separated by 11 μ m in order to avoid cross coupling and realize the "individual" NW structure approach in FMRFM experiments.

The DW configuration "head-to-tail" in Fig. 1(b) is initialized and in-plane magnetic field of 5 mT is applied in x-direction to stabilize this state.

In our FMRFM, a nearly spherical Co probe with diameter of ~15 μ m attached to the end of a cantilever is used to localize region in which FMR is excited by the microwave strip-line inductor. In this region, the sum of the internal magnetic field and the *x*-component of the probe magnetic field corresponds to the resonance condition of DW. The field gradient produced by the probe couples the modulated high frequency component of magnetization to the cantilever that serves as a resonant (on the modulation frequency) micromechanical force detector. The high-quality factor ($\sim 10^4$ in vacuum) of the mechanical resonator provides its unique sensitivity. Magnetization in NW was manipulated using amplitude modulation of the microwave field at the cantilever resonance frequency ~ 53 kHz while sweeping the microwave frequency.



Fig. 1. SEM image of a $Ni_{80}Fe_{20}$ V-shaped nanowire (a). Simulated distribution of magnetization in NW after magnetizing in *x*-direction (b)

The stray field of the probe introduces an inhomogeneity at the NW that depends on the probe-sample separation. We used its relatively large values in the micrometer range to ensure that this field is weak compared to the field distribution in the NW structure. Two typical FMRFM spectra are shown in Fig. 2. The spectra are obtained for excitation fields applied along the xand y axes, respectively. In insert (1) of Fig. 2 lateral scans acquired at 1.6 GHz over the NW are shown. This frequency excites the resonance of DW when the probe is located above the center of the DW. By decreasing the frequency (see Fig. 2, insert (2)), the total magnetic field experienced by DW when the probe is located above the center of DW exceeds the resonance field and thus the signal is reduced. Moving away from the center of DW reduces the total magnetic field experienced by DW and increases the signal as the peak of FMR is approached. The resonant conditions then appears as a halo in the FMRM image [2].



Fig. 2. FMRFM spectra measured at magnetic field of 50 Oe aligned along the film plane perpendicular to DW for two orientations of the microwave magnetic field excitation: parallel (upper curve) and perpendicular (lower curve) to DW. The FMRFM spectrum is obtained with the probe located over NW at a probe-sample separation of $2.7 \,\mu$ m. Inserts present FMRFM images obtained at a resonant microwave frequency of 1.6 GHz (1) and at detuning of 250 MHz (2)

Micromagnetic simulations

The micromagnetic modeling was performed using Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) simulator [3] based on the numerical solution of the Landau–Lifshitz–Gilbert equation for the magnetization of the sample. The calculations were carried out for the following Permalloy parameters: the magnetization in saturation is 8×10^5 A/m, the exchange stiffness is 8.4×10^{-12} J/m, the dissipation constant is 0.01. The computational cell had a size of $10 \times 10 \times 30$ nm³.

To analyze the spectra of oscillations we calculated the frequency dependences of amplitude of alternating magnetization component averaged over the sample. To analyze the mode composition of resonances, the time implementations of the spatial amplitude distributions of alternating magnetization component oscillations under pumping at resonant frequencies were calculated [4]. To analyze the FMRFM images we calculated the spatial distributions of gradient of alternating magnetic field generated by the sample in the probe scanning plane. This value is proportional to the force

acting on probe due to oscillating sample magnetization.



Fig. 3. Modeled DW FMR spectrum obtained at magnetic field of 50 Oe aligned along *x* axes in the film plane. Spatial distribution of the simulated amplitudes of the FMRFM signal (insert)

The simulation results are shown in Fig. 3 where the simulated spectrum of the magnetization oscillations in the NW is presented. The intense peak corresponds to the oscillations localized in the DW area. Note that spectrum is observable only for alternating magnetic fields applied along the x axes. The spatial distribution of the FMRFM amplitude is shown in the insert of Fig. 3.

The spectral features associated with resonances in close proximity to the probe provide FMRFM images (Fig. 2, inserts) of the structure in which individual DW are clearly resolved. The spectra difference in Fig. 2 for different relative orientations of the exciting field and DW also indicates that the resonance belongs to the observed DW. The measured FMRFM spectra and spatial distribution of resonant signal are in good agreement with the micromagnetic modeling. The results of the experiments unambiguously indicate that the FMRFM allowed observing the resonance for an individual DW.

The sample preparation and micromagnetic simulations were supported by Russian Scientific Foundation (project # 16-12-10254).

References

- Z. Zhang et al. // Appl. Phys. Lett. V. 68, 2005 (1996)
- 2. T. Mewes et al. // Physical Review B, V. 74, 144424 (2006)
- 3. http://math.nist.gov/oommf/
- E. V. Skorohodov *et al.* // J. Magn. Magn. Mater. V. 424, 118 (2017).
Состояния скольжения – прилипания в силовом взаимодействии зонда атомно-силового микроскопа с образцом

А.В. Анкудинов^{1,2}

1 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. 2 Университет ИТМО, .Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101. *alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

Проведены аналитические расчеты деформаций в системе консоль-зонд-образец для трех типов голономных связей: контакт зонд-образец защемлен; зонд может скользить по образцу вдоль выбранного направления; зонд может скользить по образцу в выбранной плоскости. Данные расчетов сопоставлены с тестовыми экспериментами на различных твердотельных, полимерных и биологических образцах. Рассмотрены перспективы использования результатов для совершенствования измерений.

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) приспособлена для исследований геометрических и механических характеристики субмикронных объектов. Относительно недавно полноценно реализованы квазистатические режимы (HybriD Mode, NT-MDT SI; PeakForce QNM, Bruker, и др.) поточечного детектирования нагрузочно-разгрузочных, индентационных зависимостей, так называемых силовых кривых. В этих режимах АСМ оптимально адаптирована для изучения слабо закрепленных образцов и, например, для неинвазивных исследований в жидкости мягких живых клеток. В них автоматически обрабатываются трехмерные массивы измеренных силовых кривых. Благодаря этому открывается доступ не только к рельефу, но и к целому спектру локальных механических характеристик объекта: контактная жесткость, деформация, адгезия зонда к образцу, диссипация энергии в нагрузочнорагрузочном цикле.

В АСМ исследованиях живые клетки обычно характеризуют значением модуля Юнга [1]. Измеренные силовые кривые формально анализируются в рамках теории упругости, используя простые аналитические модели Герца (Дерягина-Мюллера-Топорова) для контакта шара с однородным упругим полупространством или Снеддона для контакта конуса [2]. В работах [3,4] эти две основные модели адаптированы к условиям АСМ эксперимента: сделан учет конечной толщины клетки и способов ее закрепления на твердой подложке. Несмотря на эти усилия разброс величин модуля Юнга, измеренных методом АСМ для различных типов клеток, составляет четыре порядка (от сотен Ра до 1 MPa); даже для одного типа клеток у разных авторов значения

модуля Юнга заметно отличаются [5]. Деформация вязкой клетки под действием АСМ зонда, как правило, в заметной степени неупругая и зависит от скорости индентации [6]. Отчасти устранить разногласия могут более сложные реологические модели контакта кончика зонда с объектом.

Еще одним источником ошибок может быть неявное предположение при определении силы взаимодействия, что при индентации кончик АСМ зонда деформирует образец только в нормальном, Z направлении, а в латеральной, ХҮ плоскости образца зонд проскальзывает. Реализацию этого предположения необходимо доказывать, и не только для контакта твердотельного АСМ зонда с липкой, мягкой и неровной клеткой, но и для контакта с твердым и гладким образцом.

В работах [7,8] указывается на ограниченность стандартной для АСМ схемы измерений отклонений кантилевера. Поскольку угол изгиба определяется по наклону в одной точке кантилевера, аномальный прогиб кантилевера может быть причиной ошибочных измерений. Прилипание зонда к двигающейся вертикально поверхности образца вызовет прогибание (buckling, профиль угла прогиба имеет экстремум) консоли, в отличие от изгибания (bending, профиль угла изгиба монотонный), когда зонду разрешено скользить по образцу. Это серьезное ограничение большинства современных АСМ в количественных измерениях силы взаимодействия [8]. Хотя проблема осознана, нам неизвестны детальные теоретические и экспериментальные исследования силовых кривых с учетом эффектов прилипания-скольжения в контакте зонд-образец.

Такое состояние дел позволило нацелить данную работу на теоретическое и экспериментальное проявление состояний скольжения-прилипания в силовом взаимодействии ACM зонда с образцом.

В работе рассмотрены аналитические расчеты деформаций в системе консоль-зонд-образец. С учетом трех тензоров жесткости: консоли кантилевера; пирамидального зонда, закрепленного на краю консоли; образца. (В каждой подсистеме тензор жесткости линейно связывает вектор сосредоточенной силы с вектором деформаций). Получены общие решения для трех типов голономных связей: контакт зонд-образец защемлен; зонд может скользить по образцу вдоль выбранного направления; зонд может скользить по образцу в выбранной плоскости. Также исследованы частные решения в двух случаях: 1) прямоугольная консоль; зонд с формой усеченного конуса и осью, не совпадающей с Z направлением, «бесконечно жесткий» образец; 2) прямоугольная консоль; «бесконечно жесткий» зонд, образец с конечной жесткостью.

Расчеты сопоставляются с данными ACM экспериментов на различных тестовых твердотельных структурах (TGZ, TGG1 решетках), микронных каплях полимера на твердой подложке, живых клетках.

Результаты работы представляются важными для: контроля перемещений точки контакта зонд– образец по трем ортогональным направлениям; неинвазивного (минуя контакт с образцом в процедуре калибровки) определения амплитуды тэппинга, жесткости кантилевера, установочной силы взаимодействия; повышения точности ACM измерений модуля Юнга подвешенных объектов; повышения точности и надежность АСМ измерений механических свойств живых клеток, полимеров, других липких объектов; оптимизации геометрических параметров кантилевера для эффективной пьезосиловой микроскопии; создания алгоритмов манипулирования наночастицами с помощью АСМ.

Автор благодарит ФЦП № 14.604.21.0200 (RFMEFI60417X0200) за финансовую поддержку.

- T. G. Kuznetsova, M. N. Starodubtseva, N. I. Yegorenkov, S. A. Chizhik, R. I. Zhdanov // Micron, V.38, 824 - 833 (2007)
- В. Л. Попов // Механика контактного взаимодействия и физика трения. Физматлит, Москва (2012)
- E. K. Dimitriadis, F. Horkay, J. Maresca, B. Kachar, R. Chadwick // Biophys. J., V.82, 2798 -2810 (2002)
- N. Gavara, R. S. Chadwick // Nature Nanotechnol., V.7(11), 733 - 736 (2012)
- 5. М. М. Халисов // Диссертация к.т.н., Санкт-Петербург (2017)
- P. A. Pullarkat, P. A. Fernández, A. Ott // Physics Reports. V.449, 29 - 53 (2007)
- H. Kawakatsu, H. Bleuler, T. Saito, K. Hiroshi // Jpn. J. Appl. Phys., V.34, 3400 - 3402 (1995)
- W. F. Heinz, J. H. Hoh // Trends in Biotechnology, V.17(4), 143 - 150 (1999).

Атомно-масштабные исследования адсорбции молекул фторфуллеренов на поверхности твердых тел

P.3. Бахтизин^{1, *}, А.И. Орешкин², Д.А. Музыченко², С.И. Орешкин³, В.А. Яковлев⁴, P. Murugan⁵, S.S. Chandrasekaran⁵, V. Kumar⁶

1 Физико-технический институт, Башкирский государственный университет, 450076, Уфа, Россия.

2 Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119234, Россия.

3 Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, 119992, Москва, Россия.

4 Институт нефтехимического синтеза, Russian Academy of Sciences, 119991, Moscow, Russia.

5 CSIR Central Electrochemical Research Institute, Karaikudi-630003, Tamil Nadu, India.

6 Dr. Vijay Kumar Foundation, 1969 Sector 4, Gurgaon 122001, Haryana, India.

*raouf@bsunet.ru

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и туннельной спектроскопии в условиях сверхвысокого вакуума исследованы начальные стадии адсорбции молекул фторированных фуллеренов C₆₀F₁₈ на поверхностях Si(111)-7×7, Si(001)-2×1 и Cu(001)-1×1. СТМ-изображения отдельных молекул и результаты первопринципных расчетов полной энергии показали, что полярные молекулы C₆₀F₁₈ взаимодействуют с подложкой, будучи ориентированы атомами фтора к поверхности. Установлено, что молекулы фторфуллеренов позволяют осуществлять локальную модификацию поверхности Si в нанометровом масштабе путем ее локального травления. Сопоставление экспериментальных и компьютерных СТМ-изображений показало, что в процессе исследования наблюдался переход атомов F к поверхности Si, обусловленный почти двукратным выигрышем в энергии связи фтора по сравнению с молекулой C₆₀. На поверхности Cu(001) скорость процесса распада молекул фторфуллеренов зависела от начальной степени покрытия поверхности. При этом сами молекулы C₆₀F₁₈ вначале образуют 2D островки, состоящие из молекул C₆₀ и молекул C₆₀F_x, частично потерявших атомы F.

Введение

Молекулы фторпроизводных фуллеренов используются в органической электронике благодаря своим ярко выраженным электронно-акцепторным свойствам: даже в свободном состоянии они легко захватывают тепловые электроны, образуя долгоживущие отрицательные ионы, диапазон времен жизни которых лежит в диапазоне нескольких сек. Другая особенность – высокий окислительный потенциал (электроотрицательность), делает возможным их использование в качестве материала электродов для Li-батарей, органических светодиодов, получения эпитаксиальных пленок графена и т.д.

Результаты и обсуждение

В работе описано взаимодействие фторпроизводных молекул фуллерена C_{60} с поверхностями Si(111) -7×7, Si(001)-2×1 и Cu(001)-1×1 на атомном уровне методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) в условиях сверхвысокого вакуума. И хотя СТМ позволяет наблюдать поверхность твердого тела с атомным разрешением, при этом зондируются не сами атомы, а плотности электронных состояний, поэтому однозначная интерпретация полу-

ченных изображений требует обязательного компьютерного моделирования [1].

Симметричные молекулы $C_{60}F_{48}$ легко взаимодействуют с Si(111) подложкой, отдавая атом F и образуя соединение Si-F уже при комнатной температуре, модифицируя тем самым поверхность в процессе качения. В противоположность этому резко асимметричные полярные молекулы $C_{60}F_{18}$ с измененными характером гибридизации орбиталей и длинами связей С-С взаимодействуют с этой же поверхностью более сложным образом. Проведенный нами расчет полных и частичных плотностей электронных состояний молекулы $C_{60}F_{18}$ убедительно показал, что СТМ-изображения как заполненных, так и незаполненных состояний формируются преимущественно за счет 2*p*-орбиталей углерода и *3p*-орбиталей кремния [1].

На поверхности Si(001)-2×1 молекулы $C_{60}F_{18}$ локализуются в основном на участках между димерными рядами (рис. 1). В диапазоне от -4.0 В до +4.0 В были сняты спектры туннельной проводимости при монослойном $C_{60}F_{18}$ покрытии, показавшие 6 отчетливых пиков: -3.6 В, -1.6 В, -0.6 В, +0.5 В, 1.8 В, 2.8 В. Два из них (при -0.6 В и +0.5 В) мы относим к π - связывающим и π^* -антисвязывающим орбиталям [2], и для их объяснения были проведены DFT расчеты полных и частичных плотностей состояний чистой поверхности Si(001)-2×1, а также спектров изолированной и адсорбированной на этой подложке молекулы фторфуллерена C₆₀F₁₈ (рис. 2).



Рис. 1. СТМ-изображение начальной стадии адсорбции молекул C₆₀F₁₈ на подложке Si(001)-2×1, V_s=-2.0V, I_t=30 pA



Рис. 2. а)- Расчетные плотности электронных состояний (DOS) чистой поверхности Si(001)-2×1 и DOS изолированной молекулы C60F18; b)- DOS молекулы адсорбированной на поверхности Si(001)-2×1

Совершенно иное поведение демонстрировали молекулы С₆₀F₁₈ на поверхности металлов. Были исследованы начальные стадии адсорбции фторфуллеренов $C_{60}F_{18}$ на поверхности Cu(001), выбор которой обусловлен тем, что после очистки на ней формируется наиболее простая реконструкция (1×1) – это позволило упростить анализ процессов взаимодействия молекул C₆₀F₁₈ с атомами Си. При очень малых покрытиях (<0,02 монослоя) молекулы С₆₀F₁₈ подвижны на террасах и легко группируются вдоль моноатомных ступеней за счет диффузии. Адсорбция на террасах не наблюдалась. С ростом покрытия до 0,2 монослоя происходило формирование одиночных 2D островков молекул как на границах ступеней, так и на широких террасах (рис. За). Из профиля сечения (рис. 3b) видно, что островок состоит из молекул 2-х типов: регулярной плотноупакованной структуры с чередующимися светлыми и темными рядами высотой 7.5 Å и нерегулярно расположенными отдельными молекулами с высотой 9.5 Å, число которых со временем уменьшалось [3] и появлялась структура c(4×7), состоящая только из молекул C₆₀. На СТМ- изображениях, полученных сразу после нанесения (при степени покрытия больше, чем 0.5 монослоя), наблюдалось, что все молекулы имели одинаковую высоту 9.5 Å и группировались в различные структуры - как периодические (группы по 4-6 молекул), так и близкие к гексагональным. В ходе экспериментов было замечено, что структуры, в которые организуются молекулы C₆₀F₁₈, изменяются со временем: от слабо упорядоченной к гексагональной, и далее к структуре $c(4 \times 7)$. Одновременно происходил распад молекул фторфуллеренов с уменьшением их высоты и образованием молекул чистого С₆₀. При этом молекулы С₆₀F₁₈ вначале образовывали двумерные островки, состоявшие из молекул фуллеренов С60 и молекул C₆₀F_x, частично потерявших атомы фтора, а в самой структуре появлялись темные ряды высотой 7.5 Å. Нагрев образца приводил к увеличению подвижности молекул, объединению мелких островков в более крупные и в итоге к полному распаду нанесенных фторфуллеренов.



Рис. 3. а)- Адсорбция молекул фторфуллеренов на поверхности Cu(001) при степени покрытия 0.2MC, Vs=-2.0 V, It=30 pA; b- профиль сканирования островка адсорбирован-ных молекул, построенный вдоль линии х-х

Работа поддержана грантами РФФИ 17-42-020616, 16-02-00818.

- R.Z. Bakhtizin, A.I. Oreshkin, P. Murugan, et al. // Chem. Phys. Letters. 2009. V. 482. P. 307.
- A.I. Oreshkin, R.Z. Bakhtizin, P. Murugan, et al. // JETP Letters. 2010. V. 92. № 7. P. 495.
- 3. A.I. Oreskin et. al. Nano Research. 2017.

Об архитектуре программ управления СЗМ и возможности создания новых алгоритмов работы пользователями прибора

С.А. Башкиров^{*}, А.Г. Темирязев[§]

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190. * bashkirov.sergey@gmail.com, § temiryazev@gmail.com

Использование сценарных (скриптовых языков) при создании программы управления сканирующим зондовым микроскопом существенно улучшает функциональные возможности программы. Представлена архитектура программы, содержащей модули, написанные на скриптовом языке, и выводы, основанные на опыте работы с такой программой.

Введение

Как правило, процесс создания и развития программы управления сканирующим зондовым микроскопам (СЗМ) происходит следующим образом. Высококвалифицированный программист пишет исходный код на каком-либо объектноориентированном языке высокого уровня, например, на Си++ или Delphy. Далее этот код компилируется в эквивалентную программу на низкоуровневом языке, близком машинному коду. Пользователь, загрузив программу в компьютер, получает доступ к функциям управления прибором и может выполнять сканирование, анализировать полученную информацию, проводить необходимые ему операции по снятию кривых спектроскопии или осуществлять литографию. При этом все эти процессы выполняются в рамках сценариев, прописанных программистом, пользователь может лишь менять некоторые параметры выполняемых операций. В случае, если возникает желание изменить тот или иной сценарий или добавить что-либо в программу, пользователь обращается к программисту, тот вносит изменение в исходный код, заново перекомпилирует программу и выпускает ее новую версию. Пользователь, получив новую программу, понимает, что это не совсем то, что он ожидал, и предлагает новые изменения. Далее этот процесс повторяется, и после нескольких итераций приводит к появлению новой устойчивой версии программы.

Использование сценарных языков

В данном докладе мы хотим обратить внимание на то, что существует несколько иной путь построения программы, обеспечивающий большие возможности ее развития и, в конечном счете, более удобный как для программиста, так и для пользователя. Он заключается во встраивании в тело программы модулей, написанных на скриптовом (сценарном) языке. Особенностью скриптовых языков является то, что они, как правило, не компилируются. Исходный код непосредственно при загрузке анализируется и переводится в машинный код или в байткод, исполняемый виртуальной машиной. На скриптовом языке может писать программист очень низкой квалификации (например, сам пользователь), поскольку неправильно написанный скрипт выведет диагностическое сообщение, а не приведет к зависанию программы. Таким образом у пользователя появляется возможность самому вносить изменения в существующие сценарии и разрабатывать новые методики.

Структура программы

Рассмотрим одну из возможных реализаций такой альтернативной архитектуры программы управления СЗМ. Исполнение разбито на две части. Одна из них — собственно программа, состоящая из скомпилированных бинарных модулей. На этом уровне реализованы низкоуровневые функции (например, рисование графиков, обмен данными на уровне USB, работа с файлами и т. д.), а также графический интерфейс пользователя. К этой части подключено исполнение скриптов на языке Lua. Исполнение скриптов выполнено в отдельном от пользовательского интерфейса потоке. Такой подход гарантирует, что пользовательский интерфейс остается отзывчивым, даже если скрипт исполняет долгий по времени кусок кода. Кроме этого, исполнение скрипта опционально реализовано либо в кооперативном, либо в вытеснительном режиме. В зависимости от выбранного режима реакция на событие (например, нажатие кнопки) может либо прерывать текущий скрипт, либо выполняться по его завершении.

В Lua реализованы функции построения пользовательского интерфейса. Таким образом, пользователь имеет возможность наращивать программу произвольным образом. Реакция программы на события интерфейса также может быть реализована в пользовательском скрипте.

Программа предусматривает возможность подключения нестандартных графических элементов пользовательского интерфейса. Эта возможность реализована через систему бинарных модулей, которые автоматически привязываются к скриптовому языку Lua, позволяя использовать новые графические элементы.

Поддержка оборудования (сам зондовый микроскоп, а также дополнительное оборудование) реализовано в виде модулей скриптового языка Lua. Этот подход дает унифицированный стандартный метод подключения к программе любого количества дополнительных приборов, а исполнение скрипта в отдельном от пользовательского интерфейса потоке гарантирует отзывчивость интерфейса даже при длительных вызовах процедур подконтрольной аппаратуры.

Следует отметить, что спецификой работы СЗМ является необходимость обеспечить быстродействие и точную привязку по времени при выполнении некоторых операций, например, сканирования или спектроскопии. Для достижения этих целей подобные операции проводятся под управлением процессора контроллера прибора. В нашей программе контроллер СЗМ помимо набора стандартных методов сканирования и спектроскопии также поддерживает исполнение процедур, написанных на скриптовом языке. В отличие от самой программы, исполнение скриптов на аппаратном уровне имеет большие ограничения по ресурсам и требования к быстродействию. Чтобы удовлетворить этим требованиям был разработан самодельный скриптовый язык с упрощенным синтаксисом.

Функции скриптового языка имеют доступ ко всем аппаратным ресурсам контроллера СЗМ. Этим достигается возможность разработки новых методов сканирования, спектроскопии, литографии без модификации ни программы управления СЗМ, ни аппаратных кодов контроллера СЗМ.

Возможности программы

Опыт использования программы для управления сканирующим зондовым микроскопом SmartSPM (AIST-NT) показал ее высокую эффективность. Программа позволяет создавать специфические элементы управления для решения каждой конкретной задачи и привязать к ним процедуры, выполняющие данную задачу. Появляется возможность всесторонней автоматизации, что существенно упрощает работу с прибором. Использование скриптов для программирования операций, выполняемых контроллером, открывает путь к созданию новых режимов сканирования и литографии. Следует отметить, что отладка программы управления СЗМ подразумевает не только исправление ошибок исходного кода, но и оптимизацию различных процедур: настройка лазера, подвод, переключение режимов обратной связи при двухпроходном сканировании и т. д. Подобную оптимизацию можно провести лишь при непосредственной работе с прибором. В этом плане программа предоставляет уникальные возможности менять сценарий выполнения процедуры, не только не пере-компилируя программу, но даже не выключая прибора. Это крайне важно, поскольку после повторного включения иногда бывает крайне сложно заново восстановить те условия, при которых возникла проблема, потребовавшая изменения кода.

Предлагаемая архитектура освобождает программиста от решения ряда неспецифичных для него задач и дает унифицированный метод подключения к прибору дополнительного оборудование: оптических приборов, систем ввода-вывода света, магнитов и т. д. Отметим также, что программа предоставляет широкие творческие возможности пользователям приборов. Это может существенно усилить интерес к зондовой микроскопии и привлечь в эту область молодых исследователей.

Магниторезистивные спин-туннельные элементы для датчиков магнитного поля

С.Н. Вдовичев¹, Н.С. Гусев¹, В.В. Рогов¹, М.В. Сапожников¹, С.А. Трушин², А.А. Фраерман¹, И.Б. Яшанин²

1 Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центр Институт прикладной физики Российской академии наук", Нижний Новгород.

2 Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова».

*msap@ipmras.ru

Экспериментально исследованы магниторезистивные свойства и магнитные состояния спин-вентильных туннельных элементов. Туннельно магнитные элементы изготовлены методом фотолитографии из многослойных пленок с функциональным слоем CoFe/AIO_x/NiFe, имеют латеральный размер 1.5 µм×2 µм и объединены в цепочку из 50 довательно соединенных контактов. Величина магнитосопротивления цепочек составляла от 15 до 27 4% - 12% в зависимости от материала диэлектрической прослойки, достигая у отдельных образцов величины порядка 24%. Обсуждается возможность использования туннельных контактов в качестве высокочувствительных датчиков внешнего магнитного поля.

Разработка перспективных датчиков магнитного поля требует проведения исследований свойств новых функциональных материалов, а также исследования новых физических эффектов, таких как туннельное магнитосопротивление (TMC), используя которые можно улучшить существующие технические характеристики приборов. Это требует разработки и исследования новых режимов технологических операций, ранее не использовавшихся в технологии изготовления изделий гибридной микроэлектроники. Настоящая работа направлена на разработку и оптимизацию методов создания TMC чувствительных элементов и их оптимизацию для формирования датчиков магнитного поля.

Полный технологический процесс изготовления ТМС чипа состоит из 17 стадий и включает в себя комбинацию следующих технологических операций: формирование изолирующей подложки, магнетронное напыление рабочих и вспомогательных слоев, травление в атмосфере аргона, оптическая литография. Кроме того, по ходу работы проводится контроль поверхности образца при помощи атомно-силового микроскопа.

В качестве подложек для формирования образцов использовались изолирующие подложки типа Si/Si₃N₄, изготовленные в НИИИС им. Седакова. В результате были сформированы конечные структуры (представленна на рис. 1). Рабочий ТМС слой имеет сложную многослойную структуру IrMn/CoFe/Al₂O₃/CoFe(NiFe). Антиферромагнитный подслой IrMn необходим для увеличения магнитной жесткости нижнего магнитного слоя CoFe. В

качестве диэлектрического туннельного слоя использовался слой оксида алюминия или оксида титана толщиной 1.5 - 1.7 nm.





Рис. 1. Сверху: два соседних элемента в цепочки (вид сбоку). Изолятор – окись тантала, проводник - золото. Снизу: фотография чипа, приведена центральная часть одной из цепочек ТМС элементов

Из ТМС слоя литографировалась цепочка двухслойных частиц (1.5 µм × 2 µм) на «пьедестале» нижнего подводящего электрода (с размером 10 μ м × 15 μ м). Магнитные элементы соединялись между собой в проводящую цепочку благодаря расположенным в шахматном порядке нижним и верхним контактным площадкам. Нижний контактный слой представляет собой многослойную Ta(3nm)/Pt(25nm)/Ta(25nm)/Pt(10nm)/Ta(5nm) структуру, верхний проводящий слой, а также контактные площадки выполнены из золота.

Измерения серии образцов с цепочками из 50 последовательных ТМС элементов, показало, что их типичное сопротивление составляет от 2.5 МОм до 40 МОм. При требуемом рабочем напряжении 5V, величина рабочего тока будет составлять 2 - 0.1 µA, что ниже тока пробоя туннельного промежутка.

Было исследована зависимость сопротивления цепочки контактов от приложенного внешнего магнитного поля. Типичный вид такой зависимости представлен на рис. 2. Отсутствие резких изменений сопротивления при перемагничивании видимо связано с разбросом параметров туннельных контактов в цепочке.



Рис. 2. Характерный вид зависимости напряжения на цепочке туннельных контактов в зависимости от приложенного магнитного поля при токе 0.8 µА. Намагничивание осуществляется вдоль легкой оси ТМС элемента

Работа поддержана РФФИ (Проекты № 18-02-00247 и 18-02-00827).

Верификация модели Кардара-Паризи-Цванга на примере роста эпитаксиальных плёнок сплава Гейслера Fe₂CoAI

И.В. Воротынцев¹, А.А. Потапов², А.Э. Рассадин^{3,*}, А.В. Степанов⁴, Л.А. Фомин^{5, §}, Г.М. Михайлов⁵, И.В. Маликов⁵

1 Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

3 Нижегородское математическое общество, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

4 Чувашская государственная сельскохозяйственная академия, ул. К. Маркса, 29, Чебоксары, 428000.

5 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

* brat ras@list.ru , § fomin@iptm.ru

В работе была экспериментально исследована морфология поверхности плёнок сплава Гейслера Fe₂CoAI. Также было проведено сравнение этих экспериментальных результатов с теорией формирования фрактальной поверхности плёнок в рамках упрощённого уравнения Кардара-Паризи-Цванга. В основу этого сравнения был положен введённый авторами векторный критерий качества роста поверхности исследуемой плёнки.

Введение

Хотя с момента появления феноменологической модели Кардара-Паризи-Цванга (КПЦ) для роста поверхности твердого тела [1] прошло более 30 лет, но внимание к этой модели не только не уменьшается, а наоборот, возрастает. Атомно-силовая микроскопия (АСМ) обладает уникальной возможностью для исследования поверхности выращенных пленок и различных микро- и наноструктур. На основе изучения изображений поверхности, полученных с помощью АСМ, однозначно показано, что исследованные поверхности являются фрактальными (см. [2] и ссылки там).

В настоящее время во всем мире наблюдается заметный интерес к сплавам Гейслера, представляющим собой тройные соединения переходных металлов с элементами III-V групп. За счет зонной структуры спинового половинного металла некоторых из них в спиновых вентилях на их основе было достигнуто гигантское магнитосопротивление 40-200% при комнатной температуре [3], что указывает на перспективность применения сплавов Гейслера в спинтронике. Однако помимо зонной структуры важную роль в увеличении магнитосопротивления играет морфология интерфейса.

Таким образом, для понимания механизма максимизации магнитосопротивления необходим анализ моделей формирования поверхности пленок при их росте. Корректное исследование свойств растущей поверхности требует основательного математического подхода.

В представленном докладе для исследования морфологии поверхности пленок сплава Гейслера Fe₂CoAl рассматривается упрощенная модель КПЦ [4]:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{c}{2} \cdot (\nabla h)^2, \tag{1}$$

где $h(\vec{x},t)$ — высота растущей поверхности, c — скорость роста поверхности вдоль еè локальной нормали, ∇ — двумерный градиент.

Уравнение (1) должно быть снабжено начальным условием:

$$h(\vec{x},0) = h_0(\vec{x}), \ \vec{x} \in D \subset \mathbb{R}^2,$$
 (2)

выражающим начальный профиль исследуемой поверхности.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные пленки сплава Гейслера Fe₂CoAl выращивались методом импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме на R-плоскости сапфира с подслоем W толщиной 10 нм с ориентацией (001) и без подслоя при температурах 20 – 550 °C. Для исследований их морфологии применялась ACM, а именно, измерялась начальная высота пленки (2) и высота пленки $\tilde{h}(\vec{x},\tau)$ после окончания роста этой последней в момент времени τ .

Методика верификации

Решение $h(\vec{x}, \tau)$ уравнения (1) с начальным условием (2) в момент окончания процесса роста пленок τ с помошью метода характеристик записывается неявно следующим образом [5]:

$$h = h_0(\vec{y}) - \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot (\nabla h_0(\vec{y}))^2,$$

$$\vec{x} = \vec{y} - c \cdot \tau \cdot \nabla h_0(\vec{y}).$$
 (3)

Далее по функциям $h(\vec{x},\tau)$ и $\tilde{h}(\vec{x},\tau)$ вычисляется векторный критерий качества:

$$\vec{Q} = (||h - \widetilde{h}||, |D - \widetilde{D}|, ||K_3 - \widetilde{K}_3||, ||B - \widetilde{B}||), (4)$$

где $K_3(\vec{\xi}_1,\vec{\xi}_2;t) = h(\vec{x},t) \cdot h(\vec{x}+\vec{\xi}_1,t) \cdot h(\vec{x}+\vec{\xi}_2,t) >$ тройная автокорреляционная функция высоты поверхности пленки, а *B* — ее биспектр [6]. Нормы функций в векторе (4) вычисляются в C0топологии. По величинам компонент этого вектора делаются суждения об удовлетворительности или неудовлетворительности модели (1) для описания процесса роста исследуемых пленок.

Предварительные результаты и их обсуждение

На рисунке 1 показаны зависимости фрактальной размерности пленок сплава Гейслера от температуры роста, вычисленные из АСМ изображений с помощью разных методик, развитых в [2], а именно использовались методики подсчета кубов, триангуляции, декомпозиции, а также вычисления спектральной плотности флуктуаций. Для пленок, выращенных с подслоем W фрактальная размерность увеличивается с увеличением температуры роста, однако имеется локальный минимум при 480 °С. Фрактальная размерность пленок, выращенных без подслоя имеет минимум при 270 °C, однако метод спектральной плотности показывает минимум при большей температуре. Возможно, это связано с ошибками, вносимыми прибором при сканировании поверхности.

Таким образом, оптимальная по фрактальной размерности температура роста пленок без подслоя составляет 270 °C, а с подслоем W 480 °C.



Рис. 1. Зависимость фрактальной размерности от температуры роста пленок сплава Гейслера, выращенных с подслоем W (слева) и без подслоя (справа)

Работа поддержана грантами РФФИ № 18-08-01356-а и № 17-57-45024.

- M. Kardar, G. Parisi, Y.C. Zhang // Phys. Rev. Lett. V. 56, 889 - 892 (1986).
- Потапов А.А., Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Пахомов А.А., Герман В.А. Новейшие методы обработки изображений. / Под ред. А.А. Потапова. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 496 с.: ил.
- D.P. Rai, J. Maibam, B.I. Sharma, A. Shankar, R.K. Thapa // Journal of Alloys and Compounds, V. 589, 553-557 (2014).
- Куликов Д.А., Потапов А.А., Рассадин А.Э. // Сборник трудов Х Научно-практического семинара «Актуальные проблемы физики конденсированных сред. К 110-летию Х.И. Амирханова» (Махачкала, 6-9 июня 2017 г.). — Махачкала: 2017. С. 56-57.
- Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 496 с.: ил.
- Малахов А.Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. — М.: Сов. Радио, 1978. – 376 с.: ил.

Измерение механических свойств стали после радиационного воздействия с помощью наноиндентирования и сканирующей зондовой микроскопии

Е.В. Гладких^{1,*}, К.С. Кравчук¹, А.С. Усеинов¹, А.А. Никитин^{2,3}

1 Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, ул. Центральная, 7а, Москва, Троицк, 142190.

2 Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова НИЦ «Курчатовский институт», ул. Б. Черемушкинская, 25, Москва, 117218.

3 Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Каширское ш., 31, 115409.

*ekat.gladkih@yandex.ru

Проведено сравнительное исследование механических свойств образцов ферритно-мартенситной стали Eurofer 97: контрольного и облученного тяжелыми ионами. Величина твердости образцов была получена как при помощи методики наноиндентирования, так и путем сканирования атомно-силовым микроскопом площади отпечатка, оставленного индентором после испытания. Было показано, что твердость образца, облученного тяжелыми ионами, превосходит соответствующую характеристику исходного образца.

Введение

Одним из направлений современного материаловедения является создание и исследование материалов для нужд термоядерных реакторов [1]. Свойства облученных тяжелыми ионами образцов близки к характеристикам материалов, подвергнувшихся бомбардированию нейтронами [2]. Однако, материалы, вступившие в контакт с ионами, не являются радиоактивными в отличие от образцов, участвовавших в реакторных исследованиях.

Материалы и методы

В данной работе были проведены испытания образцов ферритно-мартенситной стали Eurofer 97 [3]. Состав стали приведен в Таблице 1. Образцы предоставлены Технологическим Институтом Карлсруэ, Германия. Перед проведением испытаний образцы были подвергнуты термообработке: выдержке 30 мин на воздухе при 980 °C с последующей закалкой и отпуску 90 мин на воздухе при 760 °С. Образцы для облучения изготавливались методом электроискровой резки в форме дисков диаметром 3 мм. В данной работе проводился сравнительный анализ двух образцов: не контактировавшего с тяжелыми ионами и материала, подвергнутом облучению плотностью 1·10¹⁶ ион/см² при температуре 300 °С.

Механические свойства образцов были исследованы по методу инструментального индентирования

(наноиндентирования) [4]. В качестве испытательного оборудования был использован нанотвердомер НаноСкан-4D. Поскольку метод наноиндентирования чувствителен к величине шероховатости поверхности (углубление индентора должно многократно превышать высоту неровностей), требуется специализированная пробоподготовка [5]. Поверхность образцов подвергалась многоступенчатой механической полировке с использованием абразивных листов SiC с последовательным уменьшением размера зерна. Для удаления механических деформаций в приповерхностном слое финишная подготовка осуществлялась электрохимической полировкой с использованием раствора 5% HClO₄ в этиловом спирте.

Таблица 1. Химический состав изучаемых образцов стали Eurofer 97.

Основные	С	Si	Mn	Cr	Ni	N	٧	w	Та
элементы, мас. %.	0.12	0.06	0.47	8.93	0.022	0.018	0.2	1.07	0.14

Метод инструментального индентирования позволяет получить данные о твердости и модуле упругости образцов. Модификацией этого метода является динамической механический анализ, ДМА (в англоязычной литературе называемый CSM – continuous stiffness measurement [6]). ДМА основан на непрерывном вдавливании индентора, сопряженным с гармоническими колебаниями. Этот вид испытаний позволяет получить практически непрерывную зависимость твердости и модуля упругости образца от глубины.



Рис. 1. АСМ-изображение отпечатка, оставленного индентором на поверхности образца



Рис. 2. Зависимость твердости *H* образцов (исходного и облученного) от величины углубления индентора *h*

Параметры испытания: глубина индентирования 2000 нм, амплитуда колебаний 10 нм, частота 10 Гц, скорость нагружения 200 нм/мин. На контрольном образце были проведены серии уколов на глубины от 200 до 1800 нм для последующего сканирования поверхности отпечатков методом атомно-силовой микроскопии. Отпечатки, оставленные индентором на необлученном образце, были отсканированы с использованием зондовой лаборатории «Интерга Прима». Пример изображения отсканированного отпечатка показан на рисунке 1.

Величина твердости, вычисленная как отношение прикладываемой нагрузки к измеренной площади, примерно на 20% меньше значения, полученного в ходе обработки кривой нагрузка-разгружение, записанной в процессе испытания наноиндентированием. Отличие связано с тем, что метод наноиндентирования не учитывает образование навалов. На рисунке 2 приведены сравнительные данные по твердости на исходном и облученном образцах.

Выводы

Радиационно-стимулированные изменения механических свойств твердых тел позволяют исследовать применимость материалов в качестве конструкционных для ядерной энергетики.

Как было показано в данной работе, облучение тяжелыми ионами вызывает упрочнение исходной ферритно-мартенситной стали.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-08-00558.

Литература

- J Schlosser, *et al.* Technologies for ITER divertor vertical target plasma facing components // Nuclear fusion, V. 45, I. 6. P. 512-518 (2005).
- С.В. Рогожкин, А.А. Никитин, Т.В. Кулевой и *др.* Исследование начальной стадии распада твердого раствора 9%-хромистой ферритно- мартенситной стали под воздействием ионного облучения // Ядерная физика и инжиниринг, Т. 5, № 7-8. С. 663 (2014).
- N.V. Luzginova *et al.* Irradiation response of ODS Eurofer97 steel // Journal of Nuclear Materials. V. 428. P. 192-196 (2012).
- W.C. Oliver, G.M. Pharr An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments // J. Mater. Res. V. 7. P. 15-64 (1992).
- В.К. Григорович Твердость и микротвердость металлов. – М.: Наука, 1976.
- Xiaodong Li, Bharat Bhushan. A review of nanoindentation continuous measurement technique and its applications // Materials Characterisation. V. 48. 11-36 (2002).

Том 1

Микромагнитное моделирование отклика магнитно-резонансного силового микроскопа

Р.В. Горев¹, Е.В. Скороходов^{1,2}, В.Л. Миронов^{1,2}*

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*mironov@ipmras.ru

Разработан алгоритм микромагнитного моделирования сигнала магнитно-резонансного силового микроскопа (МРСМ), вызванного вынужденными высокочастотными колебаниями намагниченности. Приводятся результаты моделирования МРСМ отклика от круглого диска и массива микрополосок прямоугольной формы, находящихся в поле МРСМ зонда.

Введение

В последние годы интенсивное развитие получил новый метод изучения локальных СВЧ свойств магнитных наноструктур - магнитно-резонансная силовая микроскопия (МРСМ) [1, 2]. Однако, интерпретация экспериментальных результатов существенно затруднена вследствие сильного взаимодействия поля зонда и исследуемого объекта. В связи с этим в данной работе мы представляем разработанный нами алгоритм микромагнитного моделирования МРСМ спектров и изображений, а также обсуждаем результаты моделирования на примере тестовых структур.

Алгоритм расчета

Изначально образец находится в состоянии равновесия и создает в области зонда с намагниченностью M поле H_0 . После включения СВЧ накачки постоянная часть поля в области зонда уменьшается до величины H из-за уменьшения постоянной составляющей намагниченности. Схематичное изображение моделируемой системы приведено на рис. 1. Сила, действующая на зонд, описывается формулой:

$$\boldsymbol{F} = -\nabla \int (\boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{H}) dV$$

Если зонд намагничен по оси *x*, и образец однородно намагничен, то *z* компонента силы равна

$$F_z = -\int \left(M_x \cdot \frac{dH_x}{dz} \right) dV$$

Если считать зонд точечным диполем, то сила, которая на него действует, пропорциональна следующей величине:

$$-\frac{dH_x}{dz} \approx \frac{H_x(x_0, y_0, z_0 - \Delta z) - H_x(x_0, y_0, z_0 + \Delta z)}{2\Delta z},$$

где (x_0, y_0, z_0) – координаты зонда, величина Δz для расчèтов была выбрана равной 5 nm.

МРСМ сигнал создается за счет модуляции СВЧ накачки на резонансной частоте кантилевера МРСМ. Это приводит к раскачке кантилевера с амплитудой, которая пропорциональна разнице между силой, действующей на зонд при СВЧ накачке, и силой, действующей на зонд в отсутствие СВЧ накачки, т.е. МРСМ сигнал будет определяться следующей величиной:





Результаты и обсуждение

Моделирование проводилось с помощью программного пакета ООММГ [3]. В качестве первой тестовой структуры был выбран круглый диск из пермаллоя. МРСМ сигнал рассчитывался в зависимости от величины внешнего подмагничивающего поля. Диаметр диска составлял 545 nm, толщина 25 nm. Намагниченность насыщения пермаллоя была взята равной 8×10⁵ А/m, обменная константа – 8.4×10⁻¹² J/m, параметр диссипации – 0.01. Подмагничивающее и возбуждающее поля были ортогональны и лежали в плоскости образца. Частота возбуждающего поля составляла 10 GHz, подмагничивающее поле менялось в диапазоне от 110 до 230 mT с шагом 1 mT. Модельный спектр приведен на рис. 2. Зонд находился над краем диска и считался намагниченным в направлении подмагничивающего поля (ось x на рис. 1).



Рис. 2. Модельный МРСМ спектр пермаллоевого диска

Наиболее интенсивный пик соответствует квазиоднородной прецессии намагниченности диска, остальные пики – различным краевым модам. Рассчитанные величины резонансных полей хорошо сходятся с экспериментальными значениями [1].

В качестве второго объекта моделирования был выбран массив из 9 пермаллоевых микрополосок с размерами $3000 \times 500 \times 30$ nm упорядоченных в массив 3×3 на прямоугольной решетке с периодом 6 µm вдоль длинной оси полосок и 4 µm вдоль короткой. В качестве зонда был выбран однородно намагниченный кобальтовый (намагниченность насыщения 14×10^5 A/m) шар диаметром 10 µm. Зонд располагался над центральной полоской, зазор между зондом и образцом был равен 1 µm. Такой зонд создаѐт в области образца сильное поле, влияющее на ФМР образца. Частота переменного возбуждающего магнитного поля была равна 5.8 GHz, подмагничивающее поле менялось в диапазоне от 0 до 700 mT с шагом 2 mT. Результат моделирования приведен на рис. 3. Сильное поле зонда перемагничивает большую часть полосок. Из-за этого моды, обычно возбуждаемые при высоких полях, начинают возбуждаться при низких. Все резонансы представленного спектра – это краевые моды различных полосок.





Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10254).

- F. Guo, L. M. Belovs and R. D. McMichael // PRL 110, 017601 (2013).
- O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletor *et. al.* // Physical Review B, 78, 144410 (2008).
- M. J. Donahue, D. G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, (<u>math.nist.gov/oommf/</u>).

Адсорбция и взаимодействие H₂, O₂, CO на поверхности золото-никелевого покрытия

М.В. Гришин*, А.К. Гатин, Н.В. Дохликова, С.Ю. Сарвадий, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, ул. Косыгина, 4,Москва, 119991.

*mvgrishin68@yandex.ru

Методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии исследовано взаимодействие H₂, CO и O₂ на поверхности наночастиц золота и никеля, образующих моно- и бикомпонентные покрытия на графите. На золоте в результате реакции H и CO образуются адсорбированные частицы HCO, которые в дальнейшем можно окислить кислородом до воды и CO₂. Окисленные наночастицы никеля благодаря взаимодействию с водородом и CO восстанавливаются. Экспозиция золото-никелевого покрытия в водороде и монооксиде углерода также приводит к синтезу частиц HCO. Кислород преимущественно окисляет частицы HCO, адсорбированные на золоте.

Введение

Бикомпонентные катализаторы на основе наночастиц вызывают огромный интерес исследователей и практиков. Это обусловлено возможностью замены части ценного элемента более распространенным без существенной потери каталитических свойств. Кроме того, некоторые реакции успешно протекают только на бикомпонентных катализаторах. Наконец, химические свойства бикомпонентных систем не всегда представляют собой «сумму» свойств входящих в систему компонентов и поэтому нуждаются в дополнительных исследованиях. Цель данной работы – определение результатов взаимодействия H₂, CO и O₂ на поверхности единичных наночастиц золота и никеля, нанесенных на графите в составе моно- и бикомпонентных покрытий.

Эксперименты выполнены на сверхвысоковакуумной установке (давление остаточных газов $P = 2 \times 10^{-10}$ торр), в которую входят сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), Оже-спектрометр, квадрупольный масс-спектрометр и вспомогательное оборудование. Наночастицы Au и Ni нанесены на поверхность графита методом пропитки.

Взаимодействие H₂, CO и O₂ на золотых и никелевых наночастицах

Наночастицы Au находятся преимущественно на краях графеновых листов. Они имеют полусферическую форму с латеральным диаметром d \approx 5 нм и высотой h \approx 1,5-2 нм. Их исходное электронное строение наночастиц близко к электронному строению металла и определено по форме вольтамперных характеристик наноконтактов СТМ,

включающих наночастицу (ниже - ВАХ наночастиц), см. рис. 1, кривая 1. После экспозиции в H₂ в некоторых точках на золоте на ВАХ наночастиц наблюдалось появление запрещенной зоны шириной около 1 В (рис. 1, кривая 2). Это связано с адсорбцией на поверхности наночастиц Аи атомов водорода [1]. После экспозиции в СО на ВАХ наночастиц появились серии расположенных через равные интервалы по напряжению, ΔU, локальных максимумов (рис. 1, кривая 3). Интервалы между ними составляют $\Delta U_1 \approx 0.2$ В и $\Delta U_2 \approx 0.3$ В, которые соответствуют энергии квантов колебательного возбуждения связей H-C и C=O в частицах HCO. В результате экспозиции образца в O₂ на ВАХ наночастиц наблюдались только серии максимумов с $\Delta U_1 \approx 0.2$ B, которые теперь связаны с возбуждением молекул СО2, образовавшихся при окислении HCO.



Рис. 1. Вольт-амперные характеристики золотых наночастиц: 1 – исходная, 2 – после экспозиции в H₂, 3 – после экспозиции в CO, 4 – после экспозиции в O₂

Наночастицы Ni имеют форму близкую к полусфере с диаметром 2-3 нм и высотой около 1-1.5 нм. На ВАХ наночастиц наблюдается запрещенная зона шириной около 1.5 В - частицы окислены. После выдержки в водороде ширина запрещенной зоны уменьшилась до ~ 0.5 В. В результате экспозиции этого же образца в СО произошло исчезновение запрещенной зоны на ВАХ подавляющего большинства (более 80%) наночастиц. Признаков взаимодействия Н и СО, приводящего к образованию частиц НСО, т.е. появления кривых с сериями локальных максимумов, аналогичных описанным выше, не выявлено. Последовавшая затем экспозиция образца в О2 привела к появлению запрещенной зоны шириной ~ 2 эВ на ВАХ наночастиц: произошло повторное окисление наночастиц никеля.

Ранее нами было установлено, что бикомпонентное Au-Ni покрытие состоит из наночастиц Au и Ni [2]. Анализ результатов спектроскопических измерений позволил заключить, что в результате взаимодействие данного покрытия последовательно с H₂, CO и O₂ происходит, соответственно, (1) диссоциативная адсорбция H₂ на золоте и никеле с трансформацией электронного строения золота и восстановлением окисленного никеля, (2) образование в результате взаимодействия атомов H и CO частиц HCO, (3) окисление частиц HCO и наночастиц никеля кислородом. Эффект от добавления никелевых наночастиц к покрытию из золотых наночастиц проявляется в том, что, во-первых, на бикомпонентном покрытии в заметном количестве синтезируется вода и, во-вторых, предотвращается окисление частиц HCO, адсорбированных на никеле. На рисунке 2 представлено изменение соотношения между различными типами BAX наночастиц, содержащих серии локальных максимумов с различными интервалами по напряжению между ними ΔU , после экспозиции в газах. В таблице 1 дано соответствие значения ΔU химическим веществам:

Таблица 1. Соответствие значение ΔU (в вольтах) для различных комбинаций адсорбат/адсорбент

адсорбат/адсорбент	Au	NiO/Ni		
НСО	0.2 и 0.3	0.25 и 0.35		
H ₂ O	0.25 и 0.4-0.45	0.3 и 0.45 – 0.6		
CO, CO ₂	0.2	0.25		

Серии с $\Delta U = 0.1$ соответствуют NiO.



Рис. 2. Соотношения между ВАХ наночастиц, содержащих серии локальных максимумов, после экспозиции в (а) H₂, (б) СО и (в) O₂

Результаты и выводы

Выявлены эффекты химических превращений, протекающих на наночастицах Au и Ni в результате их последовательной экспозиции в H₂, CO и O₂. Наблюдалось формирование частиц HCO, адсорбированных на золоте, и восстановление окисленных наночастиц Ni. Качественно свойства Au-Ni покрытия по отношению к H₂, CO и O₂ совпадают со свойствами покрытия из наночастиц Au: из H и CO также образуются локализованные на золоте и никеле частицы HCO, которые затем окисляются в O₂. Однако на Au-Ni покрытии некоторые адсорбированные на никеле частицы НСО могут сохраняться даже после длительной экспозиции в O₂.

Работа поддержана РФФИ, гранты №№ 16-03-00046, 16-29-05119, 17-03-00275.

- Гришин М.В., Гатин А.К., Дохликова Н.В. и др. // Кинетика и катализ, Т. 56(4), 539 (2015).
- Гришин М.В., Гатин А.К., Дохликова Н.В. и др. // Российские нанотехнологии, Т.11(11-12), 32 (2016).

2D соединение 2×2-InSb/Si(111): атомная структура и электронные свойства

Д.В. Грузнев^{1,*}, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.А. Яковлев¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, С.В. Еремеев^{3,4}, А.В. Зотов^{1,2,5}, А.А. Саранин^{1,2}

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950

3 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021

4 Томский государственный университет, Томск, 634050

5 Кафедра электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, 690600

*gruznev@iacp.dvo.ru

Представлены результаты исследований поверхностной реконструкции 2×2-InSb/Si(111) методами сканирующей туннельной микроскопии (CTM) и фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) вместе с результатами моделирования атомной и электронной структур. Показано изменение периодичности поверхности на 2√3×2√3 при охлаждении до ~ 100 К. Предложены структурные модели для высоко- и низкотемпературных фаз. Расчеты зонной структуры показали, что в низкотемпературной фазе InSb/Si(111) присутствуют особенности, характерные для материала, демонстрирующего квантовый спиновый эффекта Холла.

Двумерные атомарно тонкие слои A₃B₅ являются интересным объектом для современной физики конденсированного состояния. Помимо перспективных квантовых устройств на их основе [1], в подобных структурах предсказано существование квантового спинового эффекта Холла (QSH). Первые численные расчеты зонных структур были проведены для гипотетических свободноподвешенных двойных слоев [2]. В дальнейшем была теоретически показана возможность роста слоев с такими же свойствами на подложках Si(111) [3]. Однако в данных работах в основном моделируются слои, близкие по структуре к гидрированным объемоподобным двойным слоям А₃В₅. Синтез подобных материалов в реальности пока не осуществлен. С другой стороны, существует класс 2D материалов поверхностные реконструкции, которые отличаются огромным разнообразием атомных и электронных структур. Поиск новых 2D материалов, поддерживающих режим QSH, возможно проводить среди этого широкого класса соединений. Так, известно существование поверхностной реконструкции InSb/Si(111) с периодичностью 2×2 [4], однако атомная структура и электронные свойства ее до сих пор не были определены. В настоящей работе поведено исследование этой реконструкции экспериментальными методами (СТМ, ДМЭ, ФЭС) и численными расчетами из первых принципов в рамках теории функционала плотности.

Результаты и обсуждение

Процесс формирования слоя InSb/Si(111) заключается в осаждении 0,75 MC Sb на предварительно приготовленную поверхность Si(111)-*hex*- $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ -In,



Рис. 1. СТМ изображения InSb/Si(111): а – изобра-жение масштаба 400×275 нм², полученное при КТ. б и в – СТМ изображения одного масштаба, полученные при 300 и 110 К, соответственно

покрытие In в которой составляет 1,2 MC, при комнатной температуре (КТ) с последующим кратковременным отжигом при T≈500°С. Покрытие Sb не должно превышать 0,75 MC; при приближении к 1 MC Sb, слой InSb начинает разрушаться с формированием однокомпонентной реконструкции Sb/Si(111), которая наиболее энергетически выгодна в системе (In+Sb)/Si.

На Рис. 1 а и б приведены СТМ изображения поверхности 2×2-InSb/Si(111), записанные при КТ. Поверхность представляет собой гексагональный массив идентичных тримеров двух зеркально симметричных ориентаций (на Рис. 1 показан домен с одной из ориентаций). Поиск возможного структурного устройства этой поверхности привел к модели, показанной на Рис. 2. Модель включает в себя сильно искаженный двойной слой InSb (Рис. 2 б) с равной концентрацией элементов (по три атома In и Sb на элементарную ячейку 2×2) и расположенный на нем тример In. Следует отметить, что хотя на поверхностях объемных образцов InSb(111) также присутствуют реконструкции 2×2, обсуждаемая здесь реконструкция InSb/Si(111) имеет принципиально иное структурное устройство.



Рис. 2. Модель реконструкции 2×2-InSb/Si(111): а – атомная модель, б – схематическое изображение шестигранных колец Si (серые) и двойного слоя InSb без тримеров In (черные). Три ориентации кольца InSb залиты тремя разными цветами

Интересной особенностью реконструкции 2×2-InSb/Si(111), не присущей поверхностям InSb(111), является изменение периодичности при охлаждении до температур порядка 100 К. На СТМ изображениях этот обратимый переход выглядит как «исчезновение» примерно одной трети всех тримеров In (Рис. 1 в). Тримерные вакансии наблюдаются и при КТ (Рис. 1 а), но в существенно меньшем количестве. При охлаждении поверхности эти вакансии выстраиваются в сотовую решетку (honeycomb) $2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}$, при этом два оставшихся на ячейку тримера становятся разными по размерам. Атомная модель низкотемпературной фазы приведена на Рис. 3.



Рис. 3. Модель поверхности 2√3×2√3-InSb/Si(111), наблюдаемой при температуре ~100 К

Уход части тримеров In из реконструкции подтверждается моделированием, при этом структура искаженного двойного слоя не претерпевает существенных изменений. Следует отметить, однако, что в СТМ экспериментах часто наблюдалось исчезновение двух соседних тримеров, из-за чего нарушался дальний порядок в сотовой решетке $2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}$.

Расчетная зонная структура реконструкции 2×2 -InSb/Si(111) находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами, полученными методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Для низкотемпературной структуры $2\sqrt{3}\times 2\sqrt{3}$ -InSb, расчеты с учетом спин-орбитального взаимодействия показали наличие инверсии зон в центре зоны Бриллюэна, т.е. система находится в фазе топологического изолятора.

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-00567.

- 1. V. Mourik, et al. // Science 336, 1003 (2012).
- 2. F.-C. Chuang, et al. // Nano Lett. 14, 2505 (2014).
- 3. L.-Z. Yao, et al. // Sci. Rep. 5, 15463 (2015).
- M. Mori, et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 51 (2) (2012) 02BH03.

Исследования монослойных графеновых покрытий на поверхности SiC методами сканирующей зондовой микроскопии

Е.В. Гущина^{1, *}, М.С. Дунаевский¹, С.П. Лебедев¹, В.Ю. Давыдов¹, А.А. Лебедев¹

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*katgushch@yandex.ru

Методом Кельвин-зонд микроскопии на поверхности термически обработанных подложек 4*H*-SiC и 6*H*-SiC обнаружены области однослойного и двуслойного графена. Экспериментально определены основные параметры роста, позволяющие минимизировать количество двуслойного графена и получать образцы с более однородным распределением однослойного графена на поверхности SiC.

Введение

Уникальные физические свойства графена являются предметом исследований нескольких последних лет [1, 2]. В настоящее время он рассматривается в качестве перспективного материала, в том числе для использования в приборах сенсорики [3]. Для промышленных применений необходимо отработать технологию получения монослойных графеновых покрытий с малым количеством дефектов на пластинах большого размера [2]. Одним из способов приготовления таких пластин является высокотемпературный отжиг подложек карбида кремния (SiC) [2].

Методы

Формирование графена осуществлялось с помощью установки сублимационной эпитаксии карбида кремния [2]. В качестве подложки использовались высокоомные пластины SiC политипа 4*H* с ориентацией поверхности (0001). Рост графена осуществлялся в среде аргона, давление газа в ростовой камере составляло 700-750 Торр. Поиск оптимальной температуры роста, позволяющей получать пленку однослойного графена с минимальным количеством вставок двуслойного графена, осуществлялся в интервале температур от 1700 °C до 1900 °C. Время роста варьировалось от 5 до 20 мин.

Основными методами исследования образцов являлись методы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). Из данных СЗМ топографии невозможно точно определить толщину графенового слоя, сформировавшегося на поверхности. Однако известно, что потенциал поверхности однослойного графена отличается от потенциала двуслойного графена примерно на 100-150 мВ [4]. Метод Кельвин-зонд микроскопии (КЗМ) позволяет идентифицировать потенциал этих областей с точностью до 10 мВ [2]. Для КЗМ исследований использовались зонды NSG 01, все измерения проводились на микроскопе «Р47 PRO» («НТ-МДТ»).

Результаты

На рисунке 1а представлена СЗМ топография подложки 4H-SiC после высокотемпературного отжига, на поверхности которой существует графеновый слой. Профиль вдоль линии, показанной на рисунке 1а, указывает на высоту ступеней порядка 3-4 нм (вставка на рисунке 1а). Для выявления слоев однсослойного и двуслойного графена выполнено измерение поверхностного потенциала (рисунок 1б). На этом КЗМ-изображении видны области, потенциал которых отличается на 100-120 мВ (см. профиль на рис.1б). Области повышенного потенциала соответствуют островкам двуслойного графена. Области, окружающие двуслойный графен, соответствуют однослойному графену. Эти результаты также подтверждались методом локальной Раман-спектроскопии, которая позволяет однозначно определить области однослойного и двуслойного графена [5].

а



Рис. 1. СЗМ топография – (а) и потенциал поверхности – (б) одного и того же участка подложки SiC после высокотемпературного отжига. Вставка на рисунке (а) – это профиль рельефа, а вставка на рисунке (б) – это профиль потенциала вдоль одной и той же указанной линии. Данные представлены для пленки, полученной при 1900 ⁰С и времени роста 5 минут

Температура, ⁰С	t, мин	S1	S2
1900±20	5	55%	45%
1895±20	5	75%	25%
1817±20	5	78%	22%
1750±20	5	95%	5%

Таблица 1. Распределение областей однослойного и двуслойного графена в зависимости от температуры роста

В таблице 1 представлена зависимость площадей, которые занимает однослойный (S1) и двуслойный (S2) графен, от параметров роста (температуры и длительности отжига) пленки. Данные, представленные в этой таблице, указывают на то, что при заданной длительности роста и с уменьшением температуры количество однослойного графена на поверхности увеличивается.

Выводы

Методы КЗМ позволяют идентифицировать и установить однородность распределения областей с однослойным и двуслойным графеном. Выполненные в данной работе исследования показали, что основным технологическим параметром, влияющим на количество островков двухслойного графена, является температура роста. Были определены оптимальные значения технологических параметров, позволяющие минимизировать количество двуслойного графена и получать образцы с более однородным распределением однослойного графена на поверхности: температура роста 1750±20°C, время роста 5-10 мин.

- Geim A. K., Novoselov K.S. // Nature Materials. V. 6, 183–191, (2007).
- 2. Давыдов В.Ю., Усачев Д.Ю. *и др. //* ФТП. Т. 51. вып. 8, 1116-1124, (2017).
- Лебедев А.А., Лебедев С.П. *и др. //* ЖТФ. Т. 86. вып. 3, 135-139, (2016).
- Panchal V., Pearce R., Yakimova R. *et all*. // Sci Rep. V. 3, 2597, (2013).
- 5. Лебедев С.П., Елисеев И.А. *и др. //* Письма ЖТФ. Т.43, вып. 18, 64-72, (2017).

Адсорбция водорода на интерфейсе золото-графит

Н.В. Дохликова, Н.Н. Колченко, М.В. Гришин, Б.Р. Шуб

Институт химической физики РАН, Москва, ул. Косыгина, 119334. dohlikovanv@gmail.com

В приближении функционала электронной плотности исследована адсорбция водорода в системе, представляющей нанесенную на край террасы ВОПГ наночастицу золота. Целью расчетов было сравнение энергии связи адатома в различных позициях, и определение соответствующих изменений локальной плотности состояний системы, формирующих топографические и спектроскопические особенности СТМ-СТС измерений.

Введение

Моделирование адсорбции водорода в системе, представляющей нанесенную на край террасы ВОПГ наночастицу золота, проводилось с целью определения энергии связи адатома в различных позициях, и выявления соответствующих изменений локальной плотности состояний системы, формирующих топографические и спектроскопические особенности СТМ-СТС измерений.

Метод расчета

Расчеты проведены в рамках теории функционала плотности (ТФП) в обобщенном градиентном приближении (GGA) с обменно-корреляционным функционалом РВЕ. Тип используемого псевдопотенциала – ультрамягкий. Учет спиновой поляризации не производился. Для вычислений использовались программные пакеты OpenMX 3.7. и QuantumEspresso 5.1.1. Углеродная часть системы состояла из двух прямоугольных наночешуек графена. В нижнем слое находилось 90 атомов углерода, в верхнем – 48. Структура углеродного кластера соответствовала атомной структуре объемного графита. Положения атомов углерода были фиксированы при расчете, поскольку в настоящей работе роль углеродной подсистемы сводится к имитации воздействия края графенового листа на кластер золота. В качестве исходной структуры модели наночастицы золота был взят икосаэдрический изомер 13-ти атомного кластера золота, так как хорошо известно, что этот изомер метастабилен и легко переходит в более стабильные формы.

Результаты и обсуждение

Оптимизация помещенного на край террасы кластера привела как к изменению атомного строения, в частности – выраженному смещению центрального атома в сторону углеродного кластера, так и к значительной эволюции электронного строения золотого кластера и системы в целом - произошло перераспределение электронной плотности между углеродным и золотым кластерами. Детально этот результат описан в нашей работе [1]. В дальнейшем, при расчетах взаимодействия с атомами водорода, атомная структура полученной системы золото-углерод была фиксирована, кроме нескольких случаев, отмеченных в Таблице 1.

Таблица 1. Энергии и длины атомов водорода на кластере Au₁₃C₁₃₈. В 2-ом случае для адсорбции под графеном рассчитаны 3 варианта поведения соседних атомов золота, для того чтобы оценить вклад подвижности атомов наночастицы. В первом случае – все атомы золота фиксированы (E_{bond1}), во втором – два ближайших атома золота не фиксированы (E_{bond2}), в третьем – все 13 атомов золота не фиксированы (E_{bond3}).

		Eb, eV	Rb, Å
		-3,09	1,57
1. Атом Н на кластере Аш		-2,90	1,58
		-3,19	1,74
2. Атом H на интерфей- се Au ₁₃ C ₁₃₈	Над графеном	-2,59	1,16
		-3,33	1,12
	Под графеном	-3,76*	1,11
		-3,82*	1,10
3. Два атома Н на ин-	Над графеном	-3,56	1,16;1,12
терфейсе Аи13С138	Под графеном	-3,93	1,12;1,12
4. Атом Н на краю С138		-4,54	1,12
5. Атом Н на плоскости С ₁₃₈		-1,49	1,20



Рис. 1. Спроектированная плотность электронных состояний для различных активных центров с системе золотая наночастица – ВОПГ. Атом водорода расположен: а – над интерфейсом золото-графит, б - под интерфейсом золотографит, в - на золотом кластере

Рисунок 1 иллюстрирует обусловленное адсорбцией водорода характерное изменение (в данном случае – уменьшение) локальной плотности состояний вблизи уровня Ферми в окрестности адатома. Показаны суммы плотностей состояний, спроектированных на атомы, обведенные красными кружками, в системах Аи₁₃С₁₃₈ с адсорбированным атомом водорода (красная линия на графиках) и без него (зеленая линия) для различных положений адсорбата. Суммирование по набору проекторов (образованных волновыми функциями атомов вблизи места адсорбции) имитирует типичную для исследований методами СТМ металлических кластеров ситуацию (кривизна зонда << кривизны объекта), когда туннельный ток формируется несколькими атомами кластера, в данном случае матричные элементы ВФ зонда и атомов кластера для простоты предполагаются одинаковыми. Как видно, наибольшее изменение плотность электронных состояний вблизи уровня Ферми претерпевает в первых двух случаях, которым соответствуют и максимальные значения энергии адсорбции атома водорода (таблица 1).

Из таблицы 1 следует, что наибольшее значение энергии связи между атомом водорода и кластерами

соответствует области интерфейса золото-ВОПГ. Заметим, что хотя рассчитанные абсолютные значения энергии связи водорода, по-видимому, заметно превышают реальные, видно, что различие в энергии адсорбции на интерфейсе и на кластере невелико. Таким образом, можно сделать вывод о том, что миграция адатомов водорода связана с переходами через значительный активационный барьер, что подтверждается и установленным ранее экспериментально фактом прочной связи атомарного водорода с золотыми наночастицами на графите, и большим временем (порядка суток) установления необходимого для СТМ-СТС измерений стабильного состояния системы [2].

Оценка влияния подвижности атомов золота на энергию связи с атомом водорода показала, что наибольшее значение играют именно ближайшие атомы золота, поскольку E2 - E1 = 0,43 эB, что меньше чем E3 – E2 = 0,06 эB.

Выводы

Наибольшее изменение плотность электронных состояний вблизи уровня Ферми претерпевает в случае адсорбции на интерфейсе, которым соответствуют и максимальные значения энергии адсорбции атома водорода. При этом различие в энергии адсорбции на интерфейсе и на кластере невелико, из чего можно сделать вывод о значительном активационном барьере миграции адатомов водорода.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты №№ 16-33-0011, 16-03-00046, 17-03-00275.

- Дохликова Н.В., Колченко Н.Н., Гришин М.В., Гатин А.К., Шуб Б.Р. Влияние подложки на адсорбцию водорода на золотом кластере // Российские Нанотехнологии. - 2016. - Т. 11. - N. 11-12. - С. 54-59.
- Гришин М.В., Гатин А.К., Дохликова Н.В., Кирсанкин А.А., Кулак А.И., Николаев С.А., Шуб Б.Р. Адсорбция и взаимодействие водорода и кислорода на поверхности единичных кристаллических наночастиц золота // Кинетика и Катализ. - 2015. - Т. 56. - N. 4. - С. 539-546.

Определение модуля Юнга вюрцитных нанопроводов А^ШВ^V методами сканирующей зондовой микроскопии

M.C. Дунаевский¹ §, П.А. Алексеев¹, P. Geydt², E. Lahderanta², T. Haggren³, H. Lipsanen³

1 ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул.Политехническая, д.26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Lappeenranta University of Technology, P.O. Box 20, Lappeenranta FI-53851, Finland.

3 Aalto University, P.O. Box 15100, Espoo FI-00076, Finland

§ Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Разработан C3M-метод, позволяющий измерять модуль Юнга тонких и гибких нанопроводов, который заключается в измерении профилей прогиба в режиме прецизионного контроля силы. С помощью данного подхода удалось измерить модуль Юнга тонких конических нанопроводов InP (i) с вюрцитной структурой и (ii) структурой цинковой обманки.

Введение

В последнее время актуальны исследования полупроводниковых нанопроводов, на базе которых планируется создание перспективных приборов сенсорики [1], наноэлектроники [2], фотовольтаических устройств [3]. При построении приборных структур на основе нанопроводов важно знать не только их электрофизические свойства, но также и механические свойства. Тонкие нанопровода в силу высокого соотношения длины к радиусу обладают малым коэффициентом изгибной жесткости. Это может приводить к большим изгибам нанопроводов и даже их поломке. Поэтому важно обладать информацией о величине эффективного модуля Юнга нанопроводов. В ряде работ было показано, что эффективный модуль Юнга тонких нанопроводов (ZnO[4], GaAs[5]) может в разы отличаться от табличных значений объемного модуля Юнга. В данной работе изучался размерный эффект зависимости упругих свойств нанопроводов InP от их диаметра. Стоит особо отметить, что тонкие InP NWs с радиусом менее 30 нм могут обладать вюрцитной структурой [6]. Физические свойства ряда А^ШВ^V материалов, обладающих структурой цинковой обманки (GaAs, InP, InAs и др.) исследованы достаточно подробно. Однако свойства тех же материалов А^ШВ^V в вюрцитной фазе практически не изучены. Так, например, неизвестны модули Юнга вюрцитных InP, InAs и ряда других А^{III}В^V материалов. Целью данной работы было экспериментальное определение модуля Юнга вюрцитного InP. Стоит отметить, что вюрцитная структура в объемных материалах А^ШВ^V (кроме нитридов) не наблюдается, но может наблюдаться в достаточно тонких нанопроводах.

Результаты

Исследовались образцы с коническими InP нанопроводами, отличающимися как геометрическими параметрами (длиной L, средним диаметром <D>, углом конусности α) так и кристаллической структурой. Образцы были выращены методами газофазной эпитаксии по механизму пар-жидкосткристалл под каталитическими каплями золота на Si-подложке при температуре T=450 °C. Геометрические параметры нанопроводов определялись с помощью сканирующей электронной микроскопии и затем сканирующей зондовой микроскопии. Тип кристаллической структуры InP нанопроводов определялся по данным электронной дифракции.

Специфическая особенность исследуемых InP нанопроводов заключается в том, что они в силу своих геометрических размеров обладают чрезвычайно малой изгибной жесткостью. Так, например, нанопровод радиусом R=20нм и длиной L=2 мкм (без учèта коничности) будет обладать коэффициентом изгибной жесткости k=0.005 N/m. То есть, при воздействии на кончик нанопровода даже очень маленькой силой F=1nN (характерной для C3M) получаемый изгиб составит величину 200нм. Это означает, что методами обычной сканирующей зондовой микроскопии невозможно получить устойчивое изображение подобных объектов.

Для решения вышеуказанной проблемы в данной работе применялся режим PeakForce. Этот режим

специально создан для минимизации силы воздействия зонда на поверхность и даѐт возможность исследовать "очень мягкие среды", в том числе нанопровода с малой изгибной жѐсткостью. В эксперименте у нас была возможность уменьшить силу воздействия зонда на поверхность до 0.05 nN и поддерживать еѐ в ходе сканирования с высокой степенью точности. Работа со сверхмалыми силами позволила получать незашумлѐнные изображения наклонных нанопроводов InP без их прогиба (Puc.1a). Это был важный этап, необходимый для дальнейшего точного измерения прогибов нанопроводов.



Рис.1. (а) - СЗМ изображение наклонного InP нанопровода; (b) – Профили прогиба наклонного InP нанопровода, полученные при силах 1нH, 2нH и 5нH; (с) – Профиль обратной жèсткости 1/k(x) InP нанопровода

В данной работе нами предложен метод измерения профилей прогиба w(x) на наклонных нанопроводах InP при разных силах воздействия F_{peak} зонда на нанопровод. С увеличением значений величины пиковой силы (F_{peak} =0.05nN, 1nN, 2nN, 5nN, 10nN) будет возрастать прогиб нанопровода, что будет приводить к изменению регистрируемой при сканировании топографии наклонного нанопровода (Рис.1b). Можно считать, что прогиб нанопровода близок к нулю при работе со сверхмалой силой 0.05nN. Поэтому при вычитании из топографического профиля наклонного NW полученного при силе, например, в 5 nN профиля полученного при силе 0.05 nN мы получим профиль прогиба NW w(x) при силе 5nN ($w(x)_{5nN}=h(x)_{5nN}-h(x)_{0.05nN}$). В ходе наших измерений мы наблюдали линейное увеличение профилей прогиба с увеличением значений пиковой силы w~F_{peak}. Это означает, что в диапазоне прилагаемых сил имеет место линейный изгиб нанопровода для которого справедлив закон Гука. После того, как вдоль нанопровода измерен набор профилей прогиба w(x)_{F1}, w(x)_{F2},...w(x)_{Fi} полученные профили делятся на величины соответствующих сил и получаются профили обратной жесткости 1/k(x)=w(x)/F (Рис.1с).

Для анализа профилей обратной жесткости тонких InP нанопроводов конической формы применялась формула, связывающая величину 1/k(x) конического нанопровода и модуль Юнга Е. С помощью данного подхода удалось измерить модуль Юнга конических InP нанопроводов с вюрцитной структурой и структурой цинковой обманки. Измеренное значение модуля Юнга вюрцитных InP нанопроводов составило E_{WZ} =130±30 GPa. Стоит отметить, что экспериментальное измерение модуля Юнга вюрцитного InP было выполнено впервые. Теоретические расчеты величины модуля Юнга в вюрцитном InP (E_{WZ_theory} =120 GPa) достаточно хорошо согласуются с полученными экспериментальными результатами.

- F. Patolsky, C.M. Lieber // Materials Today, 8, 20, (2005).
- 2. C.M. Lieber // Scientific American, 17, 64, (2007)
- P. Krogstrup, H.I. Jorgensen, *et al.* // Nat. Photonics, 7, 306–310, (2013).
- C.Q. Chen, Y. Shi, et al. // Phys. Rev. Lett., 96, 075505, (2006).
- 5. P.A. Alekseev, M.S. Dunaevskii, *et al.* // Semiconductors 46, 641–646 (2012).
- M.De Luca, A. Zilli, et al. // Nano Lett. 15, 998– 1005, (2015).

Квантовый компьютер на основе отдельных атомов примеси в системе ²⁸Si:³¹P. Состояние проблемы и перспективы

К.Н. Ельцов^{1,*}, Т.В. Павлова¹, Е.С. Скороходов^{1,2}

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д.38, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пр., д.9, Долгопрудный, Московская обл., 141701.

*eltsov@kapella.gpi.ru

Представлен анализ состояния исследований в области разработки элементов квантового компьютера на основе отдельных атомов фосфора ³¹P, внедренных в моноизотопную матрицу ²⁸Si, и рассмотрен ряд оригинальных предложений, позволяющих добиться атомной точности установки атомов фосфора в матрице кремния.

Введение

В настоящее время исследования в указанной области ведутся по двум основным направлениям: 1) использование современной технологической нормы 20 нм в микро(нано)электронике и 2) использование сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) для литографии по резисту из монослоя адсорбатов (в основном, водорода) и элементарных химических реакций фосфорсодержащих молекул (в основном, фосфина) с очищенной поверхностью кремния.

В применяемом в настоящее время СТМ-методе внедрения фосфора в поверхность Si(001)-2×1 в качестве резиста используется монослой хемосорбированного водорода, на котором исходная маска создается путем электронностимулированной десорбции отдельных атомов водорода иглой СТМ, после чего проводится адсорбция фосфина (PH₃) [1]. PH₃ адсорбируется только на свободное от водорода место и при нагреве такой поверхности до 350 °С происходит диссоциация молекулы фосфина с внедрением атома фосфора в атомную решетку Si(001)-2×1. Вероятность встраивания фосфора в поверхность при использовании такого метода составляет 70%. Поэтому уже при создании двухкубитового элемента вероятность того, что будут внедрены два атома фосфора составляет 49% (так, в в работе [2] по созданию двух кубитов только один оказался рабочий). Таким образом, существующий на настоящий момент метод должен быть доработан или пересмотрен. При этом крайне желательно чтобы образец подвергался минимальному нагреву для предотвращения диффузии атомов фосфора из мест их внедрения.

Нами предложен метод встраивания атомов фосфора в верхний слой Si(001)-2×1 с атомной точностью, И ключевым отличием от существующего метода является использование резиста из монослоя хлора. Были установлены места адсорбции фосфина на хлорированную поверхность Si(001)-2×1, как идеальную, так и с локальными дефектами-вакансиями Cl, Cl₂, SiCl и SiCl₂. На основе моделирования с использованием теории функционала плотности (ТФП) были определены наиболее выгодные атомные конфигурации, содержащие молекулу PH₃, а также фрагменты ее диссоциации РН2 или РН.

Методы

Спин-поляризованные вычисления выполнены на основе теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP. обобшенное Использовались градиентное приближение (GGA) и обменно-корреляционный функционал РВЕ [15] с учетом Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий по методу Гримме. Поверхность Si(001)-2×1 моделировалась периодически повторяющимися ячейками 4×4, состоящими из восьми атомных слоев кремния, из которых нижние три были фиксированы. Атомы хлора и молекула фосфина помещались на верхнюю часть пластины, а нижняя поверхность была покрыта водородом. Пластины были разделены вакуумным промежутком в 15 Å. Расчет активационных барьеров (E_{act}) проводился с использованием метода NEB (nudged elastic band), реализованного в

VASP. Температура оценивалась по энергии активации с использованием уравнения Вигнера-Поляни.

Результаты

Были изучены возможные пути диссоциации PH_3 и найдены соответствующие активационные барьеры для адсорбции и диссоциации фосфина как на идеальной (бездефектной) поверхности Si(001)-2× 1-Cl, так и при наличии вакансионных дефектов: Cl, Cl₂, SiCl и SiCl₂. Полученные результаты позволяют описать процесс встраивания атома фосфора в решетку кремния при адсорбции фосфина на атомные дефекты в Si(001)-2×1-Cl.

Подлетая к поверхности Si(001)-2×1-Cl с SiClвакансией, молекула фосфина может образовать одну связь либо с атомом кремния нижележащего слоя, либо с оставшимся в разрушенном димере атомом Si (образование связи PH₃ с двумя атомами Si невозможно). Структура, в которой фрагмент PH встроен в решетку кремния с образованием газообразной молекулы H₂ оказалась наиболее выгодной ($E_a = -2.46$ эВ). Молекула PH₃, помещенная в вакансию SiCl₂, может передать один атом водорода атому кремния с оборванной связью, а оставшийся фрагмент PH₂ может образовать две связи с атомами кремния предыдущего слоя. Энергия адсорбции в этом состоянии минимальна.

Таким образом, при комнатной температуре внедрение атома фосфора в виде PH или PH₂ в решетку кремния возможно только при наличии кремниевой вакансии при удалении SiCl или SiCl₂. Получаемая при этом поверхность представляет собой грань (100) кремния, покрытую монослоем хлора, в которой имеются атомы фосфора, внедренные в решетку кремния. С каждым атомом фосфора может быть связан один или два атома водорода.

Для использования указанных атомов фосфора в качестве элементов квантового компьютера (регистры, провода, конверторы и т.п.) необходимо удалить с поверхности водород и хлор и нарастить сверху слой кристаллического кремния достаточной толщины (25-50 нм), чтобы исключить влияние поверхности на работу квантовых элементов. Как следует из практики использования маски из хемосорбированного водорода, для удаления резиста с поверхности (перед осаждением кремния) можно осаждать кремний непосредственно на монослой водорода [3]. Детально такой процесс не изучался, но известно, что водород сегрегирует на поверхность растущей пленки, что позволяет считать, что фосфор остается встроенным в объемную структуру кремния [3, 4]. В рамках данной парадигмы желательно также поступить и в случае маски из хемосорбированного хлора.

Нами проведены ТПФ-расчеты осаждения атома кремния на поверхность Si(100), покрытую монослоем хлора или монослоем водорода и проведено сравнение изученных процессов. Сравнивая процессы осаждения кремния на маску из атомов хлора и водорода, мы установили два основных преимущества эпитаксии кремния на маску из хлора. Первое, это наличие канала удаления остатков резиста (атомов хлора) при десорбции молекул SiCl₂, образующихся при адсорбции адатомов Si. В этом случае десорбция атомов маски (резиста) возможна при комнатной температуре без нежелательного прогрева образца. Дальнейшая адсорбция Si будет происходить на чистую поверхность кремния, и рост кристаллической пленки будет более равномерным, чем в случае адсорбции Si на маску из водорода. Второе, это отсутствие встроенных атомов хлора в кристаллическом слое кремния, в то время как при использовании маски из водорода такое встраивание вполне вероятно.

Данное исследование проведено в рамках проекта РНФ №16-12-00050

- J. L. O'Brien et al., Phys. Rev. B 64, 161401R (2001).
- T. F. Watson et al., Phys. Rev. Lett. 115, 166806 (2015).
- L. Oberbeck et al., Appl. Surf. Sci. 212–213, 319 (2003).
- 4. X. Deng et al., Appl. Surf. Sci. 378, 301 (2016).

Магнитно-силовая микроскопия доменной структуры модифицированных слоев Co/Pt с перпендикулярной анизотропией

О.Л. Ермолаева, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, Е.В. Скороходов, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

Представлены результаты МСМ исследований доменной структуры и особенностей процессов перемагничивания ферромагнитных наноструктур на основе многослойных пленок Co/Pt с перпендикулярной анизотропией. Обсуждаются магнитные состояния наночастиц, полученных методами нанолитографии, а также пространственно неоднородных пленок, модифицированных посредством осаждения на их поверхность дополнительного покрывающего слоя Co, а также посредством облучения ионами He+.

Многослойные тонкопленочные структуры [Со (0,5 нм)/Pt (1 нм)]₅ выращивались методом магнетронного осаждения на подложке Si (100) с буферным подслоем Ta (10 нм)/Pt (10 нм). Кроме того, осаждались дополнительные покрывающие слои Со, которые были паттернированы методом литографии для локального изменения доменной структуры.



Рис. 1. МСМ изображение пленки CoPt с покрывающим слоем Co

Для демонстрации влияния покрывающего слоя Со на доменную структуру Со/Рt был изготовлен образец, представляющий собой пленку, на половину покрытую слоем Со толщиной 1нм. На рис. 1 показано МСМ изображение этой структуры в области вблизи границы слоя Со. Видно, что характерные масштабы доменов Co/Pt с покрывающим слоем Со и без него существенно отличаются.

Также мы исследовали изменение магнитной структуры пленок Co/Pt, покрытых круглыми дисками Co (толщина 1,5 нм и диаметром 2 мкм). На рис. 2 показана последовательность МСМ изображений при перемагничивании данной структуры во внешнем перпендикулярном магнитном поле.





Рис. 2. МСМ изображения этапов перемагничивания пленки дисков Со на поверхности пленки CoPt

Первоначально образец был равномерно намагничен во внешнем поле 500 Э (рис. 2(а).). Перемагничивание этого образца происходила в два этапа. В полях, меньших коэрцитивного поля CoPt (200 Oe) перемагничиваются области Co/Pt под дисками Co (рис. 2(b) и 2(c)). В полях, превышающих 200 Э, перемагничивается и область Co/Pt вне дисков (рис. 2(d) и 2(e)).

Данные эффекты были использованы нами для управления процессами перемагничивания нанопроволок Co/Pt (латеральные размеры 100 × 3000 нм). Нанопроволоки были частично покрыт слоем Co (1,3 нм) (граница слоя Co обозначена стрелками и пунктирной линией на рисунке 3 (а)). Мы исследовали перемагничивание этого образца во внешнем перпендикулярном магнитном поле. В начальном состоянии все нанопроволоки были намагничены однородно (рис. 3 (b)). Затем прикладывалось поле 150 Э в противоположном направлении и наблюдалось частичное перемагничивание участков проволок, покрытых слоем Со (рис. 3 (с)). В поле 200 Ое нанопроволоки перемагничивались целиком. Разница между полями перемагничивания составляла 50 Э, что достаточно для применения в различных устройствах.



Рис. 3. (а) АСМ изображение наноппроволок Co/Pt с покрывающим слоем Co. (b)-(d) МСМ изображения последовательных этапов перемагничивания

Другим методом локальной модификации магнитных свойств пленок Co/Pt является их облучение фокусированными ионными пучками He+ [1]. В зависимости от дозы облучения перпендикулярная магнитная анизотропия может быть уменьшена или даже трансформирована в легкоплоскостную. Этот метод позволяет сформировать субмикронные структуры с различной топологией.



Рис. 4. МСМ изображение пленки Co/Pt локально облученной ионами He+

Мы исследовали пленку Co/Pt с массивом локально облученных областей диаметром 100 нм, упорядоченным в квадратной решетке с периодом 200 нм. Доменная структура образца Co/Pt в размагниченном состоянии вблизи границы между облученными и необлученными областями показана на рис. 4. Видно, что ионное облучение существенно изменяет пространственную структуру намагниченности и позволяет создавать решетки с высокой плотностью противоположно намагниченных доменов.

Мы так же изучили перемагничивание такой структуры под влиянием неоднородного магнитного поля зонда МСМ. Последовательные МСМ изображения процесса перемагничивания представлены на рис. 5. Первоначально облученные области были намагничены противоположно направлению намагниченности зонда (рис. 5(а)), а МСМизображение, было сделано в режиме постоянной высоты с высотой сканирования около 30 нм. На втором этапе мы уменьшили высоту сканирования до 15 нм, чтобы наблюдать переключение намагничивания облученных областей в поле зонда (рис. 5(b)). На рисунке стрелками отмечены участки резкого изменения МСМ контраста во время сканирования. В результате в этих областях мы наблюдали переключение контраста (исчезновение белых точек) (рис. 5 (с)). Манипулируя позицией зонда над образцом, можно осуществлять выборочное переключение намагничивания отдельных облученных областей.



Рис. 5. МСМ изображение перемагничивания МСМ зондом пленки Co/Pt локально облученной ионами He+

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №16-12-10340).

Литература

 Sapozhnikov M.V., Vdovichev S.N., Ermolaeva O.L., *et. all.*, // Appl. Phys. Lett., *109*, 042406 (2016).

Формирование наноразмерных структур на основе ди- и трипептидов под действием термической обработки и органических паров

С.А. Зиганшина ¹, А.С. Морозова ², М.А. Зиганшин ², А.А. Бухараев^{1,2}

1 КФТИ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, г. Казань

2 Казанский федеральный университет, г. Казань

*sufia@mail.ru

Методом атомно-силовой микроскопии визуализирована твердофазная химическая реакция циклизации дипептида L-лейцил-Lлейцин, а также исследована самоорганизация ди- и трипептида на основе глицина в пленках под действием паров органических соединений и воды.

Введение

Интерес к биосовместимым материалам на основе короткоцепных олигопептидов обусловлен их уникальными свойствами и потенциальными преимуществами для использования в различных технологиях [1-3]. Особенностью олигопептидов является их способность к самоорганизации с образованием различных наноструктур: наносферы, наностержни, нанотрубки, нанопузырьки и т. д. [4, 5]. Такие наноструктуры находят практическое применение в оптике, в системах для хранения и преобразования энергии, при изготовлении биосенсоров. Благодаря биосовместимости наноструктуры на основе олигопептидов применяются в здравоохранении [6]. Одним из популярных способов получения наноструктур на основе олигопептидов является термическая обработка их порошков [7, 8]. При этом исследователи зачастую не учитывают возможность протекания химической реакции в твердой фазе олигопептида, а ограничиваются констатацией факта фазового перехода.

Результаты и обсуждение

В настоящей работе исследована самоорганизация дипептида L-лейцил-L-лейцин (LL) из разных растворителей, а также визуализировано влияние температуры на состояние пленки LL. Методом атомно-силовой микроскопии (ACM) установлено, что из растворов в метаноле и гексафторизопропаноле (HFIP) дипептид LL формирует аморфную пленку. При использовании других растворителей (хлороформ, пиридин, дихлорометан) могут быть получены удлиненные кристаллы, плоские октогональные кристаллы или паутиноподобная структура, соответственно.

С помощью АСМ было визуализировано влияние температуры на состояние пленки LL. Для этого были получены АСМ изображения пленок исходного LL из раствора в HFIP и пленок LL после последовательного нагрева до 145 °C и 200 °C.

Аморфная и относительно гладкая пленка дипептида образуется на поверхности высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) после удаления растворителя. После нагревания исходной пленки до 145°С на ее поверхности появились хаотично расположенные объекты, похожие на короткие волоски длиной 240-600 нм. Причиной их образования, возможно, стала самоассоциация молекул дипептида посредством центров, способных к водородному связыванию, освободившихся после ухода сорбционной воды.

В результате дальнейшего нагрева пленки до 200 °С на ее поверхности были сформированы плоские пластины. Подобные пластины были обнаружены при кристаллизации циклического дипептида цикло-L-лейцил-L-лейцин (cLL). Коммерчески доступный cLL из раствора в HFIP самоорганизуется в вытянутые плоские пластины. Аналогичные пластинки сформировались в результате нагревания исходной пленки линейного LL до 200 °С. Возможно, что самоорганизация cLL в плоские пластины обусловлена образованием четырех водородных связей на каждую молекулу дипептида, что приводит к образованию молекулярных цепей в твердой фазе. Продукт нагрева LL до 200 °С был охарактеризован методами спектроскопии ЯМР (¹Н и ¹³С) и ИК-спектроскопии с преобразованием Фурье.

Таким образом, в работе впервые визуализирована твердофазная химическая реакция циклизации дипептида LL при нагревании выше 177 °С. Кроме того, разработанная методика синтеза циклического дипептида со 100% выходом значительно облегчит получение циклических дипептидов в чистом виде.

Методом АСМ исследовано влияние количества аминокислотных остатков на самоорганизацию дипептида L-глицил-L-глицин (GG) и трипептида L-глицил-L-глицин (GGG) в пленке под действием паров органических соединений (спирты, азотсодержащие и хлорпроизводные соединения) и воды на различных подложках. Полученные результаты указывают на то, что толщина пленки GG является важным фактором, определяющим возможность формирования на ее поверхности различных структур. Установлено, что подложка оказывает значительное влияние на морфологию изначальной пленки ди- и трипептида. В зависимости от природы воздействующего парообразного соединения на поверхности пленок ди- и трипептида глицина формируются слоистые нанокристаллы, нанокристаллы, собранные из волокон, а также наносферы. Для примера, на рисунке 1, представлены АСМ изображения пленок дипептида, нанесенных на поверхность ВОПГ (а) и слюды (б, в) после насыщения парами этанола.



Рис. 1. АСМ изображения толстой (а, б) и тонкой (в) пленки дипептида GG, нанесенной на ВОПГ (а) и слюду (б, в) после насыщения парами этанола

Заключение

В настоящей работе с помощью метода ACM впервые визуализирована химическая реакция, протекающая в твердой фазе дипептида L-лейцил-Lлейцин при нагревании, а также изучена морфология поверхности пленок линейного L-лейцил-Lлейцина и цикло(лейцил-лейцина), полученных из различных растворителей. Исследована самоорганизация в пленках ди- и трипептида на основе глицина под действием паров органических соединений и воды. Установлено, что практически во всех случаях формируются плоские кристаллы.

Работа Зиганшина М.А. поддержана грантом Министерства образования и науки РФ (№ 14.Y26.31.0019).

Литература

 E. Busseron, Y. Ruff, E. Moulin, N. Giuseppone // Nanoscale. V. 5. P. 7098. (2013).

- I.W. Hamley // Angew Chem Int Ed. V. 53. P. 6866. (2014).
- H. Ma, J. Fei, Q. Li, J. Li // Small. V. 11. P. 1787. (2015).
- N. Habibi, N. Kamaly, A. Memic, H. Shafiee // Nano Today. V. 11. P. 41. (2016).
- C. Guo, Y. Luo, R. Zhou, G. Wei // Nanoscale. V.
 6. P. 2800. (2014).
- S. Kim, J.H. Kim, J.S. Lee, C.B. Park // Small. V. 30. P. 3623. (2015).
- A. Handelman, N. Kuritz, A. Natan, G. Rosenman // Langmuir. V.32. P. 2847. (2016).
- L. Adler-Abramovich, D. Aronov, P. Beker, M. Yevnin, S. Stempler, L. Buzhansky, G. Rosenman, E. Gazit // Nat. Nanotechnol. V.4. P. 849. (2009).

C₆₀ trilliumenes: необычные двумерные соединения фуллеренов и металлов

А.В. Зотов^{1,2,*}, Д.А. Олянич¹, В.В. Мараров¹, Т.В. Утас¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, Д.В. Грузнев¹, А.А. Саранин^{1,2}

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

*zotov@iacp.dvo.ru

При исследовании взаимодействия фуллеренов С₆₀ с поверхностью подложек Si(111) и Ge(111), покрытых атомными слоями металлов (TI, Pb и двумерного соединения TI-Pb), был обнаружен набор наноструктур с необычным упорядочением фуллеренов. Базовым элементом этих наноструктур является кластер из четырех фуллеренов с одним фуллереном в центре и тремя вокруг него. В результате, кластер имеет форму трилистника и напоминает цветок «white trillium». Поэтому, сам кластер получил название «триллиумон» (trilliumon), а двумерные наноструктуры, образованные этими кластерами, были названы «триллиумен» (trilliumon).

При осаждении фуллеренов C₆₀ на какую-либо поверхность обычно реализуется один из двух сценариев. Если взаимодействие фуллеренов с подложкой сильнее, чем взаимодействие между фуллеренами, то на гомогенных изотропных подложках образуется неупорядоченный молекулярный слой. Когда сильнее взаимодействие между фуллеренами, то фуллерены образуют плотноупакованный молекулярный слой.



Рис. 1. (а) Кластер из четырех фуллеренов C₆₀ («триллиумон») имеет форму цветка (b, c) white trillium. СТМ изображения двумерных наноструктур («триллиуменов»), формирующихся в системах (d) C₆₀/TI/Si(111), (e) C₆₀/TI/Ge(111) и (f) C₆₀/Pb/Ge(111)

В случае адсорбции фуллеренов C_{60} на поверхности Si(111) и Ge(111), покрытых атомными слоями таллия (Tl), свинца (Pb) или их двумерного соединения Tl-Pb, реализуется необычный механизм роста, и формируются массивы C_{60} с необычной структурой. Особенность этой структуры является неплотная упорядоченная упаковка специфических молекулярных кластеров. Каждый кластер состоит из четырех фуллеренов: один фуллерен в середине и три вокруг него, в результате чего кластер имеет симметрию третьего порядка (Рис. 1а). Таким образом, форма кластера напоминает трилистник, например, цветок «white trillium» (Рис. 1b, c). Поэтому, мы назвали этот кластер «триллиумон» (triullimon), а упорядоченные наноструктуры, образованные этими кластреами получили название «триллиумены» (trilliumenes). В результате различной упаковки триллиумонов в разных системах формируются различные триллиумены. Так, в системе C_{60} /Tl/Si(111) формируется сетчатая структура с периодичностью $\sqrt{57} \times \sqrt{57}$ -R±6.5° (Рис. 1d), в системе C_{60} /Tl/Ge(111) структура $\sqrt{37} \times \sqrt{37}$ -R±25.3° (Рис. 1е), в системах C_{60} /Pb/Si(111) и C_{60} /(Pb, Tl)/Si(111) структура $\sqrt{21} \times \sqrt{21}$ -R±10.9° (Рис. 1f).

Примечательно, что все атомные слои металлов (двойной слой Tl и одноатомные слои Pb и Tl-Pb), которые образуют среду для формирования триллиуменов, представляют собой класс двумерных сверхпроводников минимальной толщины [1-4]. С этой точки зрения, триллиумены могут рассматриваться, как наноструктурированные двумерные сверхпроводники, которые могут обладать интересными свойствами.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00577.

- S. Ichinokura *et al.* // 2D Materials, 4, 025020 (2017).
- A.V. Matetskiy *et al.* // Physical Review Letters, 115, 147003 (2015).
- 3. T. Zhang et al. // Nature Physics, 6, 104 (2010).
- M. Yamada *et al.* // Physical Review Letters, **110**, 237001 (2013).

Исследование прямого пьезоэлектрического эффекта в вертикально ориентированных углеродных нанотрубках методом атомно-силовой микроскопии

М.В. Ильина^{*}, О.И. Ильин, А.А. Коньшин, О.А. Агеев

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, корп. «E», Taraнpor, 347922. *mailina@sfedu.ru

В работе представлены результаты экспериментальных исследований методом атомно-силовой микроскопии (ACM) пьезоэлектрического отклика вертикально ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ). Установлено, что при увеличении силы прижима зонда ACM к индивидуальной УНТ от 0 до 0,5 мкН в системе возникает ток величиной от 0 до -24 нА, соответственно. При подводе зонда ACM к пучку УНТ, испытывающем упругие деформации, в системе протекает ток до -15 нА без формирования дополнительной деформации УНТ. Таким образом, экспериментально подтверждено проявление прямого пьезоэлектрического эффекта в углеродных нанотрубках.

Введение

Недавние работы в области исследования электромеханических свойств наноразмерных структур показали возможность проявления пьезоэлектрического эффекта в центросимметричных структурах, таких как графен. Проявление данного феномена, как правило, было вызвано формированием градиента деформации в графене, приводящим к асимперераспределению метричному электронной плотности и поляризации [1]. Результаты исследований графена позволили предположить, что аналогичное нарушение симметрии структуры углеродных нанотрубок (УНТ) также может приводить к наблюдению пьезоэлектрического эффекта в них. Однако исследования в области изучения пьезоэлектрических свойств углеродных нанотрубок носят несистематический характер и находятся на начальном этапе.

Целью работы является исследование пьезоэлектрического отклика вертикально ориентированных УНТ с использованием метода атомно-силовой микроскопии (ACM).

Методика эксперимента

В качестве экспериментальных образцов использовались два массива вертикально ориентированных УНТ, выращенных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы. Диаметр, высота и плотность УНТ в массивах составляли 34±3 нм, 370 ± 40 нм и 47 мкм⁻², соответственно, для первого образца (рис. 1а) и 43 \pm 7 нм, 1,4 \pm 0,2 мкм и 128 мкм⁻² для второго образца (рис. 16).



Рис. 1. РЭМ-изображения экспериментальных образцов массивов вертикально ориентированных углеродных нано-трубок

В качестве нижнего электрода выступала пленка TiN. В качестве верхнего электрода – зонд ACM с платиновым покрытием марки NSG11/Pt.

В ходе предварительного сканирования первого образца в полуконтактном режиме ACM определялся рельеф поверхности массивов УНТ и зонд локализовался над вершиной индивидуальной нанотрубки. В процессе сканирования второго образца за счет высокой плотности УНТ образовывались пучки нанотрубок, сохраняющие упругую деформацию под действием сил Ван-дер-Ваальса.

Последующая деформация УНТ формировалась в режиме силовой спектроскопии ACM путем механического прижима зонда к вершине индивидуальной нанотрубки или пучка нанотрубок. Параллельно процессу деформации УНТ с помощью встроенного осциллографа детектировался ток, протекающий в системе «нижний электрод/УНТ/зонд ACM».

Результаты и обсуждения

В результате проведенных исследований был выявлен воспроизводимый пьезоэлектрический отклик углеродных нанотрубок. Так при подводе зонда ACM к индивидуальной УНТ ток в системе «нижний электрод/индивидуальная УНТ/зонд ACM» не протекал. Далее при увеличении силы прижима зонда от 0 до 0,5 мкН в системе детектировался ток, значение которого изменялось от 0 до -24 нА, соответственно (рис. 2). При последующем снятии нагрузки значение тока уменьшалось обратно до нуля (рис. 2).

При подводе зонда ACM к пучку УНТ в системе регистрировался ток до -15 нА, что связано с исходной деформацией УНТ в пучке. При изменении силы нажима зонда на пучок УНТ ток изменялся от 0 до -16 нА.

Таким образом, экспериментально показано, что под действием механических напряжений в системе «нижний электрод/индивидуальная УНТ/зонд ACM» возникает ток, что может быть связано с формированием внутреннего электрического поля в углеродных нанотрубках в результате проявления прямого пьезоэлектрического эффекта. Полученные данные коррелируют с экспериментальными и теоритическими исследованиями, проведенными нами ранее [2-3]. Полученные результаты могут быть использованы при разработке перспективных элементов нанопьезотроники и наносистемной технике на основе углеродных нанотрубок.



Рис. 2. Ток-временная характеристика процесса исследования пьезоэлектрического отклика индивидуальной УНТ. На вставке – схематическое изображение процесса измерения и график силовой спектроскопии АСМ индивидуальной УНТ

Результаты получены с использованием оборудования Научно-образовательного центра и Центра коллективного пользования «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-29-14023 офи_м) и внутреннего гранта Южного федерального университета (№ ВнГр-07/2017-26).

- Kundalwal S.I., Meguid S.A., Weng G.J., Strain gradient polarization in graphene // Carbon, V. 117, 462 (2017).
- Ilina M.V., Blinov Yu.F., Ilin O.I., Rudyk N.N., Ageev O.A., Piezoelectric effect in non-uniform strained carbon nanotubes // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. V. 256, 012024 (2017).
- Il'ina M.V., Il'in O.I., Blinov Yu.F., Smirnov V.A., Kolomiytsev A.S., Fedotov A.A., Konoplev B.G., Ageev O.A. Memristive switching mechanism of vertically aligned carbon nanotubes // Carbon. V. 123, 514 (2017).

Влияние углеродных фаз на формирование нанодендритных и мезокристаллических структур TiC, при осаждении на МУНТ в условиях термического разложения Cp₂TiCl₂

Б.С. Каверин^{1*}, К.В. Кремлев¹, А.М. Объедков¹, Н.М. Семенов,¹ С.Ю. Кетков¹, С.А. Гусев², Д.А. Татарский², П.А. Юнин², И.В. Вилков^{1, 3}, М.А. Фаддеев³

1 Институт металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*kaverin@iomc.ras.ru

Получены новые гибридные материалы, представляющие собой МУНТ, декорированные нано и микро мезокристаллами TiC. Осаждение осуществлялось методом CVD в условиях термического разложения Cp₂TiCl₂. Методами РФА, РЭМ, ПЭМ, ПЭМВР исследованы структурно-морфологические особенности мезокристаллов TiC на начальных стадиях формирования. Высказано предположение о возможном влиянии промежуточных углеродных фаз на процесс самосборки.

Введение

Ранее нами были доложены результаты исследования гибридных материалов на основе многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) декорированных ТіС при его осаждении на МУНТ методом термического разложения металлоорганических соединений (MOCVD) из Ср₂TiC. Нами впервые наблюдалось образование мезокристаллов карбида титана ТіС весьма совершенной морфологии [1]. Там же рассмотрено определение термина «мезокристалл». Большинство работ посвящено образованию мезокристаллов при гидротермальном синтезе в присутствии ПАВ или каких-либо ориентирующих агентов, например, графена или оксида графена. Механизм формирования мезокристаллов включает три стадии: образование первичных зародышей нанометровых размеров, как правило, стабилизированных оболочкой ПАВ, формирование из этих зародышей нанодендритов или наноскелетных кристаллов и на третьей стадии самосборка с образованием мезокристаллов микронного размера. Совпадение морфологии нанодендритов ТіС образующихся на начальных стадиях роста мезокристаллов с морфологией нанодендритов углерода при их выращивании при термическом разложении C₆H₅CN, описанных в работе [2] (Рис. 3в) указывает на возможное влияние углеродных фаз на формирование мезокристаллов TiC.

В данной работе мы представляем исследование двух начальных стадий формирований мезокри-

сталлов TiC при их осаждении на МУНТ методом термического разложения Cp₂TiCl₂.

Эксперимент

Осаждение ТіС на МУНТ проводилось методом МОСVD в вакууме из паров Cp₂TiCl₂.Температура испарителя МОС 160°С, температура осаждения 910°С. [1]. На рис. 1 а-в представлены стадия нуклеации и начало сборки нанодендритов, а также показана ориентирующая роль МУНТ. На рис 2а хорошо заметно наличие углеродной оболочки и блоков, образующих нанодендрит. Начальные стадии сборки мезокристалла отражены на рис. 26. Наличие углеродной оболочки не позволило исследовать структуру блоков мезокристаллов TiC с атомным разрешением, однако микродиффракция (Рис. 2в) отражает высокую степень упорядоченности блоков на этой стадии. С целью удаления углеродной оболочки образец был отожжен на воздухе при $T = 500^{\circ}C$ в течении двух часов. В результате отжига был удален углерод с поверхности нанодендритов. Углерод, формирующий МУНТ сохранил свою структуру, однако карбид титана практически полностью окислился до TiO₂ (фаза рутил) почти не изменив морфологии исходных мезокристаллов (Рис. 3а).

Заключение

Исследованы начальные стадии процесса термического разложения Cp₂TiCl₂ в газовой фазе в присутствии МУНТ. Найдены условия, при которых TiC образуются в форме мезокристаллов. Показано, что преобладанию процесса «неклассической кристаллизации» способствуют промежуточные углеродные фазы, возможно со структурой графена.

50 nm





В работе использовано оборудование ЦКП "Физика

и технология микро- и наноструктур" (ИФМ РАН).

Рис. 1. Начало формирования нанодендритов ТіС на поверхности МУНТ



Рис. 2. Вторая стадия формирования мезокристаллов ТіС



Рис. 3. а, б – Сравнение нанодендритов TiC полученных нами с углеродными нанодедритами, в – ПЭМВР образца после отжига при 500°C

- Б. С. Каверин, К. В. Кремлев, А. М. Объедков и др. // Труды XIX симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Т. 1, 266 (2015).
- H.D. Beckey, E. Hilt, A. Maas, M. D. Migahed, E. Ochterbecka «Method for strong activation of field ion emitters» // IJMS, 1969, 10, 161-165.

Наночастицы меди: эксперимент и DFT-расчет

А.А. Кирсанкин*, Н.В. Дохликова, С.Ю. Сарвадий

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991. *kirsankin@mail.ru

Методами атомно-силовой микроскопии, сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии изучены морфология и электронная структура наночастиц меди, синтезированных на поверхности высокоориентированного пиролитического графита методами пропитки подложки раствором прекурсора и методом терморезистивного напыления. Методом компьютерного моделирования в приближении функционала электронной плотности было проведено исследование размерных эффектов в гетерогенном нанокластере Cu13Hn (n = 1 – 12).

Введение

Металлическая медь обладает хорошими электропроводностью, теплопроводностью и пластичностью, что обуславливает ее ценность в различных областях практического применения. Наноструктурированная медь также имеет высокий потенциал применения в катализе, производстве функциональных материалов, медицине и энергетике. Широкий диапазон применений обусловлен высокой каталитической и химической активностью наноструктур на основе меди, что было исследовано и показано во множестве работ, как экспериментальных [1-5], так и теоретических [6-8]. Кроме того важно отметить, что синтез медных наночастиц дешевле по сравнению с наночастицами золота и платины. Все это делает наночастицы меди чрезвычайно привлекательными для использования в качестве катализаторов для целого ряда реакций. В данной работе было проведено экспериментальное исследование свойств наночастиц меди, а также DFT-расчет нанокластеров меди.

Эксперимент

Метод пропитки подложки прекурсором позволяет синтезировать на поверхности высокоориентированного пиролитического графита крупные агломерации из наночастиц размером 3–6 нм. Наночастицы имеют полупроводниковую структуру с шириной запрещенной зоны в 1,3 эВ и, по-видимому, состоят из нестехиометрического оксида. Метод терморезистивного напыления позволяет получать равномерные покрытия с различной степенью заполнения поверхности, состоящие из отдельных наночастиц меди, которые под действием атмосферного кислорода покрываются пленкой нестехиометрического оксида. Наночастицы имеют форму "шайб" с характерным диаметром 40 – 50 нм и толщиной 5 – 15 нм. Формирование наночастиц происходит на поверхности высокоориентированного пиролитического графита и, предположительно, по механизму роста Вольмера–Вебера.

DFT-расчет

Для расчетов использовались программные пакеты QuantumEspresso-5.1 с дискретизацией на базисе плоских волн и OpenMX-3.7, использующий для базисного набора атомно-центрированные численные орбитали. В вычислениях использовались учитывающие релятивистский характер движения внешних валентных электронов меди псевдопотенциалы, обобщенное градиентное приближение (GGA) и обменно-корреляционный функционал РВЕ. Модель наночастицы меди представляла собой икосаэдрический изомер кластера Cu13. Расстояние между атомами меди в кластере составляло примерно 2,5 А, энергия связи – -2,4 эВ. Начальная атомная структура кластера была получена с помощью классической молекулярной динамики в потенциале Морзе. Дальнейшие расчеты производились с применением теории функционала плотности в обобщенном градиентном приближении. Для кластеров меди Cu13 было проведено исследование изменения электронного спектра при взаимодействии с атомами водорода. Был произведен расчет энергии и длины связи одного атома водорода с кластером в различных положениях а top (над атомом), bridge (над ребром), hollow (над гранью, образованной тремя атомами). Энергетически наиболее стабильным оказалось положение hollow. Для сравнения стабильное положение атома водорода при взаимодействии с кластером золота bridge. Для того чтобы исследовать локальность вносимого в электронную структуру кластера возмущения, вы-
званного взаимодействием с атомом водорода, было проведено сравнение рассчитанных спроектированных плотностей состояния атомов в кластерах меди Cu13H1 и Cu13. Расчеты показали, что взаимодействие с атомом водорода вызывает снижение плотности состояний в окрестности уровня Ферми непосредственно на атоме, связанном с атомом водорода. При этом плотность состояния соседнего атома практически не изменяется, а на противоположном атоме кластера меди наблюдается небольшое увеличение плотности состояний. Исследование изменений электронного спектра кластеров меди, взаимодействующих с атомами водорода показало, что «центр тяжести» плотности состояний смещается от уровня Ферми в сторону отрицательных значений энергии, что может быть объяснено увеличение числа координационно насыщенных атомов меди.

Литература

1. V.L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov *et al.* // Physical Review B, V. 85, 144418 (2012).

- Yin G., Nishikawa M., Nosaka Y., Srinivasan N., et al. // ACS Nano. V. 9, 2111–2119 (2015).
- A.A. Kirsankin, M.V. Grishin, S.Y. Sarvadii *et al.* // Russ. J. Phys. Chem. B 11: 521(2017).
- S.A. Nikolaev, G.S. Dmitriev, K.L. Zanaveskin *et al.* // Petroleum Chemistry. Vol.57, no.12. 1074–1080 (2017).
- S.A. Nikolaev, A.V. Chistyakov, P.A. Zharova *et al.*// Petroleum Chemistry. Vol.56, no.8.730–737 (2016).
- G.H. Guvelioglu, Ma. Pingping, He. Xiaoyi, *et al.* // Phys. Rev. B 73 155436-1–155436-10(2006).
- V.V. Gogol', D.A. Pichugina, N.E. Kuz'menko // Russian Journal of Physical Chemistry, V. 90, № 12, 2402-2407 (2016).
- J.Li,Y. Liu, J. Zhang *et al.* // Chemical Physics Letters, 651, 137–143 (2016).

Наноразмерное профилирование GaAs структур комбинацией методов локального анодного окисления и плазмохимического травления

В.С. Климин¹, А.А. Резван^{1,*}

1 Южный федеральный университет, ул. Шевченко 2, Taraнpor, 347922 *arezvan@sfedu.ru

Рассмотрено применение метода плазмохимического травления для реализации процессов профилирования поверхностных слоев структур на основе GaAs для дальнейшего эпитаксиального роста. Суть полученной технологии заключается в последовательном применении методов локального анодного окисления и плазмохимического травления. Был сформирован опытный образец с рельефом поверхности, зависящей от толщины окисла и рабочих параметров травления.

Введение

Для современной микро- и наноэлектроники плазмохимическое травление или ПХТ полупроводниковых материалов является одним из основных методов синтезирования наноразмерных структур с достаточно низкими линейными размерами менее100 нм. Данный метод для образования процесса травления использует химически активные частицы, генерируемыми в низкотемпературной плазме высокочастотного (ВЧ) разряда. Это означает, что внутренние характеристики ВЧ-разряда — концентрация и функция распределения электронов и ионов по энергиям, а также сечение соответствующих реакций определяют скорости объемных процессов ионизации, генерации и рекомбинации частиц, участвующих в обработке. Благодаря чему возможно управление изменениями концентраций электронов и ионов в разряде, которое способно существенно повлиять на требуемые характеристики процесса травления. Так ПХТ характеризуется высокой разрешающей способностью, селективностью и анизотропией травления. В связи с чем актуален выбор метода химического травления из высокочастотного (ВЧ) разряда плазмы для процессов модификации поверхностей.

Образцы и методика экспериментов

Экспериментальные макеты представляли собой химически очищенныепластины собственного арседина галия GaAs, имеющие гладкую поверхность после стандартной жидкостной полировки. При помощи кантиливира атомносилового микроскопа производится локальное анодное окисление (ЛАО) поверхности структуры арседина галия, на которой был образован окисел приповерхностного слоя, который использовался в качестве маскирующего слоя для плазмохимического травления. Скорость перемещения зонда составляла 1,5-5 мкм/сек, а относительна влажность 90%.

Для формирования наноразмерных структур на основе арсенида галия GaAs использовались селективные параметры процессов плазмохимического травления для каждой маски. Образцы подвергались ПХТ в высокочастотной индуктивносвязанной плазме на установке «STE ICP E68». Рабочая газовая смесь представляла собой газ боратрихлорид BCl3, который имеет рял преимуществ из хлорсодержащих газов в процессах плазмохимического травления структур на основе АЗВ5. Так, давление рабочей атмосферы газов в реакционной составило 2 Па, мощность источника емкостной плазмы составила W_{RIE} - 35 Вт, при напряжении смещения U_{bias} = 102 В, мощность связанной источника индуктивно плазмы составляла W_{ICP} - 400 Вт, скорость потока буферного газа-транспорта N_{Ar} – 100 см3/мин, скорость потока рабочего хлорсодержащего газа N_{BCl3} – 10 см³/мин.Время воздействия хлоридной плазмы варьировалось от 0,5 до 2 минут.

Дальнейшие исследования структуры поверхности проводилось методами растровой электронной микроскопии и зондовыми нанотехнологиями.



Рис. 1. Линейные структуры, сформированные при данном режиме ПХТ и профиллограмма поперек этих структур

Результаты

По экспериментальным данным были оценены высота и площадь сформированных структур, при различных напряжениях формирования ЛАО и временах травления. Кроме того, изучено влияние времени воздействия плазмы на шероховатость вытравленной поверхности.



Рис. 2. Зависимость высоты получаемых линейных структур от напряжения формирования

На полученных экспериментальных зависимостях показано, что комбинация селективных параметров метода локального анодного окисления (ЛАО) и плазмохимического травления (ПХТ) позволяет произвести процесс модификации приповерхностного слоя арсенид галлиевых структур с заданной степенью точности и шероховатости.

Заключение

В ходе выполнения экспериментальных исследований была разработана и реализована методика наноразмерного профилирования структур на основе арсенида галлия комбинацией методов локального анодного окисления (ЛАО) и плазмохимического травления (ПХТ).



Рис. 3.Зависимость приведенной ширины полученных наноструктур от напряжения формирования и времени травления

- V.S. Klimin, M.S. Solodovnik, V.A. Smirnov, A.V. Eskov, R.V. Tominov, O.A. Ageev et al,, Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 102241Z (2016)
- V.S. Klimin, M.S. Solodovnik, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko et al., Journal of Physics: Conference Series, 741, 012178 (2016)

Атомные дефекты в азотированном графене

С.Л. Коваленко^{1,*}, Т.В. Павлова¹, О.И. Канищева^{1,2}, К.Н. Ельцов¹

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

2 Московский физико-технический институт, Институтский пр. д. 9, Московская обл., Долгопрудный, 141701

*stanislav.l.kovalenko@gmail.com

Предложен способ термопрограммируемогороста однослойного эпитаксиального монокристалла графена, легированного атомами азота.Идентифицирован тип атомов (N, Ni, S) и место их внедрения в структуру графена как для нелегированных, так и для легированных азотом монокристаллов. В азотированныхграфенах атом азота, в основном, замещает атом углерода в решетке графена, а пиридиновых дефектов практически не наблюдается. Идентификация типа дефектов проводилась путем сравнения СТМ-кадров высокого разрешения с СТМ-изображениями, рассчитанными в рамках теории функционала плотности.

Представлено СТМ-исследование азотированного графена, синтезированного на поверхности Ni(111). Цель исследования — разработка технологической карты для эпитаксиального роста N-легированных монокристаллов монослойного графена на поверхности Ni(111) в условия сверхвысокого вакуума; выявление и идентификация атомных дефектов, связанных с внедрением азота в атомную решетку графена.

Все точечные (атомные) дефекты, наблюдаемые в азотированном графене на поверхности Ni(111), можно разделить на четыре группы: структурные (вакансии и дефекты Стоуна-Вэлса), дефекты внедрения атомов никеля, дефекты, связанные с атомами остаточных примесей, и собственно дефекты внедрения атомов азота в решетку графена. Для получения экспериментального критерия идентификации азотных дефектов в графене, исследовался монослой азотированного графена на поверхности Ni(111), синтезированный крекингом пиридина (метод CVD) по процедуре, описанной в работе [1]: C₅H₅N напускался на поверхность при температурах 580, 550 и 500°C в течение 10 мин при давлении 2×10^{-7} Торр, после чего прогрев сразу выключался. Для выделения дефектов, связанных с остаточным загрязнением образца и с внедрением атомов никеля при синтезе, был дополнительно изучен монослой нелегированного графена, синтезированный методом термопрограммируемого роста из пропилена [2]. Термопрограммируемый рост (ТПР) эпитаксиального N-легированного монослойного графена включает в себя: 1) насыщение приповерхностной области образца Ni(111) углеродом с сохранением чистоты самой поверхности; 2) адсорбцию ацетонитрила (C₂H₃N) при температуре от -15°С до 0°С дозой около 2000 Ленгмюр; 3) быстрый (флеш) прогрев образца до 140°С; 4) отжиг образца при 400°С. Все технологические операции,

анализ структуры и элементного состава поверхности проводились в единой сверхвысоковакуумной установке, оснащенной электронным ожеспектрометром (ЭОС), дифрактометром медленных электронов (ДМЭ), сканирующим туннельным микроскоп (CTM), квадрупольным массспектрометром, системой напуска газов и системой прогрева образцов. Для идентификации дефектов в графене снимались СТМ-изображения в широком диапазоне туннельных напряжений U_t=(-1.30 -+1.00) В и затем сравнивались с расчетными изображениями, полученными с использованием теории функционала плотности.

Установлено, что точечных структурных дефектов в нелегированном и азотированном графенах практически нет. На поверхности нелегированного графена, в основном, наблюдаются дефекты внедрения атомов Ni, как одиночные, так и объединенные в цепочки [2]. Помимо никелевых дефектов встречаются дефекты загрязнения в количестве существенно меньшем 1%. Поскольку характерными остаточными примесями в никеле являются С и S, можно полагать, что дефекты загрязнения связаны с атомами серы. На поверхности азотированного графена, полученного методом CVD нами были выявлены новые типы дефектов, отсутствующие на нелегированном графене, которые мы связали с наличием азота в решетке графена. Согласно СТМданным для N-графена, синтезированного при температуре 500°С, доля атомов азота (азотных дефектов) составила 0,7% (в оже-спектре поверхности отчетливо наблюдался пик азота), при 550°С — 0,07% и при 580°С — 0,03%, что согласуется с зависимостью снижения доли азота в графене при повышении температуры синтеза из пиридина [1]. Полученные СТМ-изображения азотных дефектов можно разделить на два типа: дефекты, имеющие вид темной точки в диапазоне туннельных напря-

жений -230 - +480 мВ и сливающиеся с изображениемграфена при $U_t = -1300 - -230$ мВ и $U_t = +230 - -230$ +1000) мВ (тип 1), и яркие дефекты тригональной симметрии, наблюдаемые при всех U_t (тип 2).Сравнение срасчетными СТМ-изображениями позволяет утверждать, что дефекты первого типа являются дефектами замещения атома углерода атомом азота в положении fcc над поверхностью Ni(111). Дефектывторого типа мы предположительно относим к дефектам замещения атома углерода атомомазотав положении on-top над поверхностью Ni(111) несмотря на то, что зависимости электронной плотности в расчетах отличается от экспериментальных. Основанием такого отнесения является наблюдение тригональной симметрии дефекта, что не позволяет отнести данный дефект к пиридиновому типу (атом азота в бивакансии графена), так как пиридиновые дефекты должны обладать зеркальной симметрией.

Крекинг С₅Н₅N при 580°С

Термопрограммируемый синтезиз С₂Н₃N



44.3х44.3 нм, U,=-964 мВ, I,=0.2 нА 78.3х78.3 нм, U,=-1128 мВ, I,=0.2 нА

Рис. 1. СТМ-изображения N-графена на поверхности Ni(111) при синтезе из азотсодержащих углеводородов. (а) результат крекинга пиридина над нагретой поверхностью. Наблюдается несколько доменов графена с характерным размером 5-15 нм, часть из которых развернута (видны гексагональные картины Муара с характерным периодом 1-3 нм); (б) результат ТПР-синтеза из ацетонитрила. Наблюдается один эпитаксиальный монокристалл графена с дефектами, характерными для ТПР-процесса

Как и в случае синтеза нелегированного графена из пропилена, крекинг пиридина приводит к росту поликристаллического графена, включающего в себя как домены эпитаксиального графена, так и домены развернутого графена, что легко определяется по наличию картин муара (рис.1а), в то время в результате TПР-синтеза из ацетонитрила наблюдается только эпитаксиальный графен (рис.1б). Концентрация азота в графене в случае ТПР-синтеза находится на уровне чувствительности ЭОС, но СТМ-исследование показало, что на поверхности присутствуют дефекты, имеющие поведение электронной плотности в зависимости от напряжения как N-дефекты в случае синтеза графена из пиридина, но с концентрацией ~0.05% (рис. 2).

Атом азота в моновакансии над гцк центром Ni (fcc)

Атом азота в моновакансии над атомом Ni (on top)



Рис. 2. СТМ – изображение (18х12нм, U_t=-42 мВ I_t=1.3 нА) поверхности N-графена на поверхности Ni(111), синтезированного методом ТПР из ацетонитрила

Таким образом, на поверхности Ni(111) нами синтезирован монослой азотированного графена с концентрацией азота ~0,05% и установлено, что атомы азота внедрены в решетку графена путем замещения атомов углерода, а пиридиновых дефектов практически не наблюдается.

Благодарности

Данная работа поддержана РФФИ (гранты 15-02-09106а и 16-29-06426) и Программой Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

- R. J. Koch, M. Weser, W. Zhao, F. Vines, and et all // PHYSICAL REVIEW B 86, 075401 (2012)
- С.Л. Коваленко, Т.В. Павлова, Б.В. Андрюшечкин, О.И. Канищева, К.Н. Ельцов // Письма в ЖЭТФ –2017.–том 105.-вып. 3. –стр. 170-174.

Структурные фазовые переходы в слое хемосорбированного йода на поверхности Ni(100)

Н.С. Комаров^{1,*}, Б.В. Андрюшечкин¹

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991. *nikita.voramok@gmail.com

В данной работе представлены результаты исследования адсорбции молекулярного йода на поверхность Ni(100) методами электронной оже спектроскопии (ЭОС), сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов (ДМЭ).

Введение

Адсорбция галогенов на грань г.ц.к. металлов во многих случаях (за исключением Au и Pt) приводит к формированию соразмерной структуры с(2×2) [1]. Исключением является адсорбция йода на грани Cu(100) и Ni(100), для которых ближайшие межатомные расстояния в структуре с(2×2) (3.623Å и 3.52Å) оказываются существенно меньше, чем диаметр Ван дер Ваальса для атома йода (3.9-4.1Å [2]). На примере системы I/Cu(100), было установлено, что в этом случае на начальной стадии адсорбции йода при степени покрытия 0.25 МС (монослоя) формируется соразмерная фаза p(2×2), которая переходит в более плотную фазу с(5×2) при увеличении степени покрытия до 0.4 МС [3]. В случае адсорбции йода на грань Ni(100) на основании имеющихся данных по дифракции медленных электронов, полученных в работах Джонса и Вудруффа [4-5], можно предположить, что система следует сценарию превращений, аналогичному случаю I/Cu(100).

Целью данной работы являлось изучение структу-

ры всех поверхностных фаз йода на поверхности Ni(100) методом сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной микроскопии и сопоставление полученных данных с дифракционными экспериментами, имеющимися в литературе, а также проанализировать особенности фазовых переходов в системе I/Ni(100) в сравнении с системой I/Cu(100).

Эксперимент

Все эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке с давлением остаточных газов не хуже 1.2×10^{-10} Topp. В качестве образца в работе использовался монокристалл Ni(100) (6×6 мм², Surface Preparation Laboratory). Напуск молекулярного йода проводился через капилляр, расположенный на расстоянии 2-3 см от поверхности образца. Температура образца при адсорбции йода и СТМизмерениях составляла 300К. Для оценки количества йода на поверхности использовалось соотношение интенсивностей оже-пиков I_{M4,5VV}/Ni_{L2,3VV}, обозначаемое в дальнейшем как η.



Рис. 1. СТМ-изображения (183 ×183Å²) йодированной поверхности Ni(100), полученные для различных степеней покрытия йодом. (а) η = 0.21; (б) η = 0.24; (в) η = 0.28

Результаты

На рис.1 показаны СТМ-изображения йодированной поверхности Ni(100), соответствующие различной степени покрытия йодом. На первом этапе адсорбции при $\eta \approx 0.16-0.21$, происходит формирование соразмерной структуры $p(2\times 2)$ в виде отдельных антифазных доменов размером 30-60 Å (рис.1а).Увеличение степени покрытия до величины $\eta \approx 0.24$ приводит к сжатию появлению одноосно сжатых структур с(6×2) и с(2×3), сосуществующих с фазойр(2×2). По мере увеличения количества атомов йода площадь поверхности, занятая фазой $p(2\times 2)$, существенно уменьшается, а доля фаз с(6×2) и с(2×3)растет (рис.16).

При η =0.26 на поверхности одновременно появляются две новые группы объектов: светлые линии, параллельные направлениям [011] и [01 $\overline{1}$], а также маленькие яркие объекты (см. рис.1в). Длина светлых полос в СТМ лежит в диапазоне 5-80 Å, а минимальное расстояние между полосами составляет 7.5 Å. Высота островков изменяется в диапазоне от 1.0 до 1.7 Å при изменении напряжения от -500 до +500 мВ.



Рис. 2. (а) СТМ изображение отдельной полосы с атомным разрешением (размер кадра 97×64 Å²); (б) Модель реконструкции. Атомы йода показаны синими кругами, а атомы никеля – серыми и черными

Из СТМ изображения, записанного с атомным разрешением, представленного на рис.2а видно, что белые полосы имеют форму зигзага. Анализ профиля сечения вдоль линии АБ (смотри вставку к рис.2а) свидетельствует о том, что белые полосы выше на 0.2 Å, чем окружающий слой. Наблюдаемое различие в контрасте (светлые и темные полосы) не может быть объяснено в рамках модели одноосного сжатия слоя йода, поэтому мы предполагаем, что формирование светлых полос связано с реконструкцией поверхности. В рамках нашей модели, на поверхности Ni(100) формируется дополнительный ряд атомов никеля (показанный серым цветом на модели). Атомы йода занимают положения между тремя атомами никеля (см. рис.2б).

Яркие объекты могут быть приписаны к отдельным кластерам поверхностного йодида никеля, принимая во внимание, зависимость их высоты от напряжения, а также тот факт, что их формирование предшествует росту пленки йодида никеля.

Выводы

Таким образом, на основании данных сканирующей туннельной микроскопии установлено, что адсорбция йода на поверхность Ni(100) приводит к формированию серии хемосоробированных фаз: $p(2\times2)$, $c(3\times2)$, $c(6\times2)$ на начальном этапе адсорбции и реконструкции поверхности на последующем этапе.

Список литературы

- Andryushechkin, B. V. (2016) Halogen Adsorption on Metals, in Surface and Interface Science, Volume 5: Solid-Gas Interfaces I (ed K. Wandelt), Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany.
- [2] R.S.Rowland, R.Taylor, J.Phys.Chem. 100 (1996) 7384.
- [3] B.V. Andryushechkin, K.N. Eltsov, V.M. Shevlyuga, U.Bardi, B.Cortigiani, Surf. Sci. 497 (2002) 59.
- [4] C. Somerton, C.F. Mcconville, D.P. Woodruff, R.G. Jones, Vacuum 33 (1983) 858.
- [5] R.G. Jones, C.F. Mcconville, D.P. Woodruff, Surf. Sci. 127 (1983) 424.

Механические свойства тонких пленок AlSiN как критерий термической стабильности

Т.А. Кузнецова¹, Т.И. Зубарь¹, В.А. Лапицкая¹, К.А. Судиловская¹, С.А. Чижик¹, В.В. Углов², В.И. Шиманский², Н.Т. Квасов²

1 Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, 220072, Минск, Беларусь

2 Белорусский государственный университет, пр-т Независимости, 4, г. Минск 220030, Республика Беларусь

*kuzn06@mail.ru

Представлены результаты исследования морфологии поверхности, микротвердости (H) и модуля упругости (E) AlSiN пленок толщиной 300 нм в исходном состоянии и после термического отжига при температурах 600 – 900 °C в вакууме и при 400 – 1000 °C на воздухе. Покрытия были сформированы магнетронным распылением с нанокристаллической (6 ат. % Si) и аморфной (30 ат. % Si) структурой. Атомно-силовой микроскопией (ACM) установлено, что шероховатость и нанокристаллических (HK), и аморфных (A) пленок после отжига остается практически без изменений до 800 °C. Наноиндентированием (HИ) установлено, что зависимости E от температуры отжига для A пленок и в вакууме, и на воздухе полностью совпадают, а HK пленок достаточно близки.

Введение

Одним из современных подходов к созданию защитных нитридных покрытий является использование трехкомпонентных систем [1 - 5]. Содержание третьего компонента в определенных количествах может обеспечивать формирование наноразмерных кристаллов в аморфной матрице [6]. Для систем, содержащих Si, таким диапазоном является 6 ат. %, который может смещаться в зависимости от режимов получения пленок [7]. Из-за избыточной поверхностной энергии на межфазных границах и неравновесного состояния основной проблемой наноструктурных материалов является их термическая стабильность [8].

В данной работе рассматривается влияние термического отжига при температурах 400 – 900 °C в вакууме и при 400 – 1000 °C в воздушной атмосфере на морфологию поверхности, Н и Е тонкопленочных покрытий AlSiN с содержанием кремния 6 (HK) и 30 %(A), полученных магнетронным распылением.

Методика эксперимента

Покрытия AlSiN толщиной около 300 нм были сформированы на подложках монокристаллического кремния с преимущественной ориентацией (100) с помощью реактивного магнетронного распыления алюминиевой и кремниевой мишеней в плазме Ar+N₂. Соотношение между Al и Si в покрытиях менялось за счет изменения мощности на соответствующих мишенях при распылении.

Сформированные покрытия подвергались термическому отжигу в течение 1 часа. Одна серия образцов отжигалась в вакуумной печи при температурах 400, 600, 800 и 900 °C, вторую серию отжигали на воздухе.

Исследования морфологии поверхности (Рис.1) проведены с помощью АСМ модели НТ-206 (Беларусь) в контактном режиме с использованием стандартных кремниевых кантилеверов CSC38 балочного типа с паспортным радиусом закругления менее 10 нм с жесткостью 0,08 Н/м производства Микромаш (Эстония). Измерения Н и Е проводились на наноинденторе Hysitron 750 Ubi (США) путем внедрения алмазного индентора Берковича с радиусом закругления 100 нм в поверхность пленки AlSiN с непрерывной регистрацией деформационных кривых зависимости глубины внедрения от приложенной нагрузки. Для каждого образца было выполнено по 100 измерений при нагрузке, возрастающей от 20 мкН до 2 мН, что обеспечивало глубины внедрения от 5 до 40 нм. Применение диапазона нагрузок позволяет построить зависимости значений Е и Н от глубины индентирования.



Рис. 1. Морфология поверхности пленки AlSiN после отжига на воздухе при температуре 1000 °C

Результаты и их обсуждение

Методом ACM изучена морфология поверхности НК и А пленок AlSiN в исходном состоянии и после отжига (Рис.1). Получены зависимости шероховатости, Е и Н пленок AlSiN от температуры отжига в вакууме и на воздухе (Рис.2 – 4). ACM установлено, что шероховатость НК и А пленок после отжига остается практически без изменений до 800 °C (Рис.2). НИ установлено, что зависимости Е от температуры отжига для А пленок и в вакууме и на воздухе полностью совпадают, а НК пленок достаточно близки. При отжиге на воздухе микротвердость снижается от 35,9 ГПа для НК и 36,2 ГПа для А у исходных пленок, до 10 ГПа у отожженных при температурах от 800 до 1000 °C.



Рис. 2. Зависимости шероховатости пленок AISiN от температуры отжига





Рис. 3. Зависимости Е пленок AlSiN от температуры отжига

Рис. 4. Зависимости Н пленок AlSiN от температуры отжига

Заключение

Методом ACM установлено, что шероховатость HK и A покрытий AlSiN практически не увеличивается после отжига до 800 °C. Методом HU определены значения E и H для HK и A покрытий Al-Si-N в исходном состоянии и после отжига. Получены зависимости E и H от температур отжига в вакууме и на воздухе. Установлено, что разные температуры отжига на воздухе снижают H аморфного покрытия до одинаковых значений 400 и 600 °C до 20 ГПа, а 800, 900 и 1000°C до 10 ГПа, что может свидетельствовать об образовании при этих диапазонах температур одинаковых фаз.

Работа выполнена при поддержке ГПНИ «Энергетические системы, процессы и технологии» подпрограммы «Эффективные теплофизические процессы и технологии».

- T.A.Kuznetsova, T.I. Zubar, V.A. Lapitskaya *et al.* // 10-th Symposium on Vacuum based Science and Technology, P15 (2017).
- B. Warcholinski, A. Gilewicz, T.A. Kuznetsova *et al.* // Surface & Coatings Technology 319 (2017) 117–128.
- T. Kuznetsova, T. Zubar, S. Chizhik *et al.* // Journal of Materials Engineering and Performance, V. 25, Issue 12, pp 5450–5459 (2016).
- B. Warcholinski, A. Gilewicz, O. Lupicka *et al.* // Surface & Coatings Technology, V. 309, pp 920-930 (2017).
- Кузнецова Т.А., Андреев М.А., Маркова Л.В. / Трение и износ. 2005. Т. 26. № 5. С. 521-529.
- Т.А.Кузнецова, В.А. Лапицкая, С.А. Чижик и др. // Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии: сб. докл. XII Междунар. конф., с. 66–70 (2016)
- B. Warcholinski, T.A.Kuznetsova, A. Gilewicz *et al.* // 10-th Symposium on Vacuum based Science and Technology, P16 (2017)
- Т.А. Кузнецова, Т.И.Зубарь, В.А. Лапицкая и *др.* // Сборник трудов конференции ВИТТ, с. 256 – 257 (2017)

Зондовая микроскопия в исследовании трибологических характеристик тонких пленок

Т.А. Кузнецова¹, Т.И. Зубарь¹, В.А. Лапицкая¹, К.А. Судиловская¹, С.А. Чижик¹, В.В. Углов², В.И. Шиманский², Д.А. Кузнецов³, Т.Е. Суханова^{3,4}

1 Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, 220072

2 Белорусский государственный университет, пр-т Независимости, 4, Минск, Беларусь, 220030

3 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург, Россия 199004

4 Федеральное государственное унитарное предприятие Научно-исследовательский институт синтетического каучука им. акад. С.В. Лебедева, Санкт-Петербург, Россия 198035

однит-петероург, госсия та

*kuzn06@mail.ru

Представлены результаты определения методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) топологии поверхности, шероховатости, сил и коэффициентов трения (Ктр) тонких пленок модифицированных сополиуретанимидов (соПУИ) с добавками одностенных углеродных нанотрубок (ОСУНТ) и нанокристаллических (НК) пленок AISiN в исходном состоянии и после отжига. Предложена методика определения Ктр при многопроходном сканировании в АСМ. Получены зависимости Ктр от количества проходов. Обнаружено, что при введении 1 вес.% ОСУНТ значения Ктр пленок соПУИ значительно уменьшаются. Отжиг пленок AISiN также приводит к снижению Ктр.

Введение

Трибологические свойства очень важны для тонких пленок, работающих в условиях трения. Сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ) является незаменимым инструментом для таких объектов, позволяя оценить морфологию поверхности в исходном состоянии, осуществить воздействие на поверхность и визуализировать результат воздействия. Существует целый ряд достоинств СЗМ и АСМ при проведении этих испытаний: 1) возможность использования различных скоростей сканирования, 2) осуществление прецизионного силового воздействия на поверхность в диапазоне нагрузок от нН до мН, 3) создание значительного (до 50 ГПа) напряжения в поверхностном слое за счет варьирования радиуса острия зонда, 4) возможность подбора требуемых трибопар, путем закрепления сферических частиц различного состава на консоли. Многочисленные исследования показали, что оценка Ктр АСМ по нескольким полям не отражает реальных изменений поверхности при эксплуатации. Достоверные результаты можно получить только при применении методики многопроходного (до 1000 проходов) сканирования.

В данной работе с помощью ACM определяли микроструктуру, шероховатость поверхности, силы и коэффициенты трения (Ктр) тонких пленок полимеров и износостойких покрытий, существенно различающихся значениями микротвердости, при многопроходном сканировании.

Методика эксперимента

Объектами исследования являлись НК пленки системы AlSiN, содержащие 6 вес.% кремния, полученные магнетронным распылением, в исходном состоянии и после отжига при температуре 900°С на воздухе, а также тонкие пленки нанокомпозитов на основе соПУИ, содержащих 1 вес.% ОСУНТ. Определяли влияние добавок на Ктр двух различных соПУИ [7] на основе диангидрида 1,3-бис(3',4дикарбокси-фенокси)-бензола (диангидрид Р) и диамина СОД-пара с разными эфирными фрагментами (матрицы 45 и 50). Силы и коэффициенты трения определяли непрерывно на одном поле в течении 200 - 600 циклов сканирования. АСМ исследования проводили на приборе HT-206 (Беларусь). Использовали кремниевый зонд типа NSC11 (MicroMasch) с радиусом закругления 100 нм, специально затупленный для эксперимента.

Результаты и их обсуждение

Применение методики многопроходного сканирования для соПУИ показало, что у исходной матрицы 45 Ктр непрерывно изменяется из-за образования вторичных структур в контакте «зонд - поверхность»: первые пять проходов Ктр составляет 0.08, затем за последующие 30 проходов Ктр резко возрастает до 0.90 и снижается за 100 проходов до 0.07. Далее за 100 циклов Ктр снижается до 0.02. Добавка 1 вес.% ОСУНТ формирует микроструктуру нанокомпозита таким образом, что в процессе испытаний на трение АСМ вторичные структуры в зоне контакта «зонд - поверхность» образуются равномерно. На начальном этапе до 250 проходов Ктр составляет до 0.02 и только к 600 проходу Ктр возрастает до 0.06 (рис. 1). Композит на основе матрицы 50 с 1 вес.% ОСУНТ также имеет более высокие трибологические характеристики - Ктр находится в пределах 0.11 (рис. 1). Однако ОСУНТ оказывают более сильное влияние на свойства матрицы 45, по-видимому, из-за более равномерного их распределения в объеме материала.

При исследовании НК пленки AlSiN методикой многопроходного сканирования ACM было установлено, что исходная пленка имеет Ктр 0.18 – 0.30 в течении 50 циклов. Далее Ктр резко снижается до 0.17 и остается таким без изменений до 115 цикла. Пленка, подвергавшаяся отжигу на воздухе при 900°С, в начале эксперимента имеет более низкий Ктр 0.05, который постепенно возрастает до 0.17 и далее остается без изменений.



Рис. 1. Зависимость Ктр от количества проходов по полю 20 x 20 мкм: (а) нанокомпозитов на основе соПУИ с 1 вес.% ОСУНТ; (б).нанокристаллической пленки AISIN с 6 % Si

Таким образом, окисные фазы, образующиеся на поверхности пленки AlSiN вследствие отжига, приводят к формированию вторичных структур в контакте и снижать Ктр. Отжиг на воздухе способствует улучшению трибологических свойств поверхности пленки AlSiN.

Заключение

В работе показана эффективность многопроходных испытаний при исследовании трибологических свойств поверхности тонких пленок методом ACM различных классов материалов – от полимеров до износостойких нитридных покрытий. В результате исследования трибологических свойств поверхности тонких пленок с использованием многопроходного сканирования установлено, что эффективными способами управления этими свойствами могут быть отжиг (для системы AlSiN) или модификация введением ОСУНТ (для соПУИ).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-53-00178 и БРФФИ № Ф16Р-142, а также при поддержке ГПНИ «Энергетические системы, процессы и технологии» подпрограммы «Эффективные теплофизические процессы и технологии».

- V.L Bhushan B. Nanotribology and Nanomechanics, An Introduction. — Springer Scence+Business Media (2005).
- Кузнецова Т.А., Андреев М.А., Маркова Л.В. / Трение и износ. 2005. Т. 26. № 5. С. 521-529.
- B.Warcholinski , A. Gilewicz , T.A. Kuznetsova *et al.* //Surface & Coatings Technology 319 (2017) 117–128.
- S.A. Chizhik, Z. Rymuza, V.V. Chikunov *et al.* // Recent Advances in Mechatronics /Ed.: R. Jabłoński [*et al.*]. – Berlin: Springer, 2007. – P. 541- 545.
- T. Kuznetsova, T. Zubar, S. Chizhik *et al.* // //Journal of Materials Engineering and Performance 2016, Volume 25, <u>Iss. 12</u>, PP. 5450–5459.
- Т. А. Кузнецова, Б. Вархолински, Т.И. Зубарь и др. // Трение и износ. – 2017. – Т.38. –№ 6. – с.503-509.
- T A Kuznetsova, T I Zubar, V A Lapitskaya *et al.* // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 256 (2017) 012022 doi:10.1088/1757-899X/256/1/012022

Исследование локальной фотопроводимости плёнок ZrO₂(Y) с наночастицами Au методом туннельной атомно-силовой микроскопии

Д.А. Лискин^{1, *}, Д.О. Филатов², О.Н. Горшков^{2, 3}, Д.А. Антонов², И.Н. Антонов³, М.Е. Шенина², А.С. Новиков¹

1 Физический факультет, ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия.

2 Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия.

3 Научно-исследовательский физико-технический институт, ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия.

*dmitry_liskin@mail.ru

Приводятся результаты исследования локальной поперечной фотопроводимости (ФП) ультратонких (~ 4 нм) диэлектрических плèнок ZrO₂(Y) со встроенными однослойными массивами наночастиц (НЧ) Au размером ~ 2 нм на стеклянной подложке с прозрачным проводящим подслоем ITO методом туннельной атомно-силовой микроскопии (АСМ). В спектрах оптического поглощения образцов наблюдается пик на длине волны $\lambda \approx 660$ нм, соответствующий коллективному плазмонному резонансу (ПР) в массиве НЧ Au. Измерение фототока между АСМ зондом и подслоем ITO осуществлялось при модулированном освещении на длине волны ПР с синхронным детектированием. Возрастание тока через АСМ зонд при фотовозбуждении связано с автоэмиссией электронов из НЧ Au в зону проводимости ZrO₂(Y) в сильном электрическом поле между АСМ зондом и подслоем ITO с участием фотонов в условиях ПР.

Введение

Диэлектрические плѐнки со встроенными массивами металлических наночастиц (МНЧ) привлекают большое внимание исследователей в последнее время, в частности, в связи с их нелинейными оптическими свойствами. Эти свойства делают подобные нанокомпозитные материалы перспективными для создания на их основе новых устройств интегральной оптоэлектроники [1]. Недавно появились сообщения о наблюдении в таких системах фотопроводимости (ФП), связанной с коллективными плазмонными возбуждениями в плотных массивах МНЧ (см., напр., [2]). Однако многие детали механизма ФП в плѐнках на базе разных диэлектриков остаются неизученными.

В [3] была исследована ФП планарных структур на основе плѐнок $ZrO_2(Y)$ с однослойными массивами НЧ Аu. ФП наблюдалась при фотовозбуждении на длине волны коллективного плазмонного резонанса (ПР) $\lambda \approx 660$ нм в плотных массивах НЧ Au. Исследования кинетики ФП выявили две компоненты: при 300 К ФП была связана с нагревом матрицы $ZrO_2(Y)$ вследствие плазмонного оптического поглощения в НЧ Au (болометрический эффект [2]), при 77 К – с возбуждением электронов с уровня Ферми НЧ Au в вакансионную α -зону в $ZrO_2(Y)$ с последующим транспортом между НЧ. В настоящей работе методом туннельной атомносиловой микроскопии (ACM) исследована локальная поперечная ФП плѐнок ZrO₂(Y) с HЧ Au с целью выяснения микроскопических деталей механизма ФП в подобных нанокомпозитных плѐнках.

Экспериментальная часть

Плѐнки $ZrO_2(Y)$ ($\approx 12\%$ мол. Y_2O_3) толщиной ≈ 4 нм формировались на подложках из стекла с прозрачным проводящим подслоем ITO (рис. 1) методом послойного магнетронного осаждения структур $ZrO_2(Y)(2 \text{ нм})/Au(1 \text{ нм})/ZrO_2(Y)(2 \text{ нм})$ с последующим отжигом в среде Ar в течение 1 ч. при 300°C.



Рис. 1. Схема эксперимента по измерению локальной поперечной ФП плѐнок ZrO₂(Y) с НЧ Аи методом АСМ

Более детально методика формирования образцов и результаты исследований структуры и оптических свойств плѐнок ZrO₂(Y) с НЧ Аи методами просвечивающей электронной микроскопии и спектроскопии оптического поглощения изложены в [4].

Измерения локальной ФП проводились при помощи ACM Omicron UHV AFM/STM LF1 при модулированном фотовозбуждении (частота модуляции 13 Гц) области контакта ACM зонда к поверхности образца излучением полупроводникового лазера мощностью ~ 1 Вт на длине волны ПР $\lambda \approx 660$ нм. Регистрация сигнала ФП осуществлялась при помощи синхронного детектора. Также измерялись вольт-амперные характеристики (BAX) контакта ACM зонда с поверхностью образцов при фотовоз-буждении и в темноте.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены ВАХ контакта АСМ зонда с поверхностью пленки $ZrO_2(Y)$ с НЧ Au – темновая и при фотовозбуждении. Увеличение тока через АСМ зонд I_t при фотовозбуждении связано с внутренней фотоэмиссией электронов с уровня Ферми в НЧ Au в зону проводимости матрицы $ZrO_2(Y)$, усиленной плазмонным резонансом в НЧ Au (см. вставку на рис. 3). Фотоэмиссия связана с туннелированием электронов через треугольный потенциальный барьер в электрическом поле между АСМ зондом и подложкой ITO.

На рис. З приведен участок ВАХ контакта АСМ зонда с поверхностью пленки $ZrO_2(Y)$ с НЧ Аи, измеренный в условиях фотовозбуждения, в координатах Фаулера-Нордгейма $I_t/(V_g)^2 - 1/V_g$.



Рис. 2. ВАХ контакта АСМ зонда с поверхностью плѐнки ZrO₂(Y) с НЧ Аu (темновая и при фотовозбуждении)



Рис. 3. Участок ВАХ контакта АСМ зонда с поверхностью плѐнки ZrO₂(Y) с НЧ Аи при фотовозбуждении в координатах Фаулера-Нордгейма. На вставке: зонная диаграмма контакта АСМ зонда к НЧ Аи в плѐнке ZrO₂(Y)/ITO и схема процесса автоэлектронной эмиссии электронов из НЧ Аи с участием фотонов. *hv* – энергия фотона

Участок ВАХ в области $V_{g} = 4 - 5$ В спрямляется в координатах Фаулера-Нордгейма (рис. 3), что указывает на туннелирование через треугольный барьер в режиме автоэлектронной эмиссии. Высоты барьера, полученная из наклона участка ВАХ на рис. 3, составляет ≈ 0,5 эВ. С другой стороны, энергия фотона hv для $\lambda = 660$ нм составляет ≈ 1.9 эВ, что в совокупности близко к высоте потенциального барьера на границе Au/ZrO₂(Y) между уровнем Ферми в Au и дном зоны проводимости в ZrO₂(Y) (2,5 эВ). Вышеприведенные оценки подтверждают сделанное выше предположение, что наблюдаемое увеличение It в условиях фотовозбуждения обусловлено автоэлектронной эмиссией электронов с уровня Ферми в НЧ Аи в зону проводимости ZrO₂(Y) с участием фотонов в условиях плазмонного резонанса.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№16.7864.2017/БЧ).

- O. Hess, J. B. Pendry, S. A. Maier *et al.* // Nature Mater., V. 11, 573 (2012).
- P. Banerjee, D. Conklin, S. Nanayakkara *et al.* // ACS Nano, V. 4, 1019 (2010).
- D. A. Liskin, D. O. Filatov, O. N. Gorshkov *et al.* // J. Phys.: Conf. Series, V. 816, 012010 (2017).
- 4. О. Н. Горшков, И. Н. Антонов, Д. О. Филатов *и др.* // Письма в ЖТФ, 2016, Т. 42 №1, С. 72.

Зондовая микроскопия: новые возможности для вузов

Б.А. Логинов

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, д. 1, Зеленоград, Москва, 124498. b-loginov@mail.ru

В тезисном виде описываются новые разработанные и апробированные автором методики преподавания зондовой микроскопии, воплощенные в серийном микроскопе CMM-2000 и позволяющие преподавателю лучше заинтересовать, а учащимся лучше освоить и серьезнее использовать эти приборы. Приводятся результаты апробации этих методик.

Сборка микроскопа своими руками

Используется с 2008 года. Приводит к тому, что после курса обучения можно доверить микроскопы



Рис. 1. Микроскоп-конструктор СММ-2000 и получаемые на нем атомы пирографита, кадр 3 x 3 нм

подавляющему большинству учащихся из группы; без сборки можно было доверить единицам. Дает уверенность учащимся в свои силы и в отечествен-



Рис. 2. Аналогия сборки микроскопов и автоматов

ную технику. Собрав прибор, студенты не боятся модернизировать его под эксперимент, например, сканируют раскаляемую током докрасна проволоку с нанесенными наночастицами. Тем самым уходят от работы на стандартных приборах в спецобласти, где работало меньше людей и поэтому вероятнее совершить новые открытия. Простота микроскопаконструктора СММ-2000, состоящего всего из 16 свинчиваемых без пайки деталей, позволила осваивать его школьникам; расчет конструкции и сборка этого микроскопа вошли в предпрофессиональный экзамен школьных инженерных классов [1].

Атомное разрешение на парте

Обучение зондовой микроскопии всегда начинается с истории о получении Нобелевской премии за атомное разрешение, после чего у учащихся всегда возникает желание увидеть это. Созданная специально для атомного разрешения прямо на парте учащихся, уникальная конструкция микроскопа СММ-2000 дает возможность продемонстрировать атомы и получить необходимое доверие учащихся.

Учебный путь в науку

Преподаватель, имея в распоряжении вошедшие в государственный реестр средств измерений России микроскопы СММ-2000, на которых для учебных целей дополнительно достигнуто надежное атомное разрешение в режимах STM и даже AFM, может сообщить знакомым ему ученым, да и любым ученым всего мира, чтобы они по желанию присылали образцы. Что его учащиеся их совершенно бесплатно просканируют и отошлют обратно кадры по электронной почте. 72-х часовая программа курса по зондовой микроскопии вполне вмещает это [2]. Такая новая организация лабораторных работ является вовлечением учащихся в мировую науку. На практике вместе с образцами ученые передают учащимся «искру» своего научного поиска, и чаще всего включают кадры учащихся и их самих соавторами в свои научные публикации, закладывая этим их научный путь. Наличие публикаций позволяет учащимся, например, участвовать в конкурсах на гранты или именные стипендии. Весьма полезным оказывается также, если преподаватель учит отдавать результаты, оформляя их по обычным правилам оформления научных статей [3]. Выпустив сборник лучших из этих статей учащихся в местной типографии, педагог формирует самооценку и профориентацию учащихся.

Проектные исследования

Объяснив суть всех режимов работы зондовых микроскопов, преподаватель может переложить на самих учащихся генерацию тем для их проектных, курсовых и дипломных работ. Направив таким образом их на правильный путь самостоятельного научного поиска, он заодно решает проблему обычной нехватки тем для этих работ. Микроскоп СММ-2000 представляет собой по методикам «маленькую вселенную», включающую кроме базовых режимов STM и контактного, полуконтактного и бесконтактного AFM также более 25 дополнительных режимов [4]. Они с нанометровой точностью в широком диапазоне температур от -40°C до +150°C и выше дают карты распределения на полученном рельефе различных физических свойств: электропроводности, электрических потенциалов, емкости, намагниченности, электролюминесценции, фоточувствительности, электронной плотности, концентрации примесей и других полупроводниковых свойств, теплопроводности, трения, адгезии, упругости, вязкости, акустических свойств, широкого спектра пьезоэлектрических и магнитных свойств, и даже молекулярного состава [5]. Задача учащегося при этом - подобрать для определенного полученного им от ученых образца режим, выявляющий его специфичные качества, с переконструированием микроскопа под этот режим. Умножением количества исследуемых в разных режимах свойств на количество возможных типов объектов исследования как раз и получается практически неограниченное число тематик современного физического эксперимента, например, далеко не исчерпанное автором начиная с его преподавания с 2006 года в МИФИ и с 2008 года в МИЭТ.

Дистанционное управление

Объяснив учащимся возможность дистанционного управления микроскопом СММ-2000, педагог открывает им новую возможность выполнения лабораторных и проектных работ. Быстро установив в учебное время в микроскоп образец [5], учащиеся сканируют его, управляя микроскопом с любого компьютера из дома или с любого другого места, днем или по вечерам. При этом педагог на компьютере микроскопа видит статистику активности учащихся и понимает кто нуждается в индивидуальной помощи. А учащиеся иногда получают первый опыт коммерциализации знаний и умений, выполняя оплачиваемые заказы на сканирование образцов, и это во всех смыслах приносит им пользу.

Компьютерные игры и 3D-принтеры

В настоящее время уделяется внимание профориентации школьников, создаются детские образовательные центры и технопарки. Школы хоть и посылают в них поначалу школьников целыми классами, но в итоге остаются работать только те образовательные программы, которые посещаются из интереса. Микроскоп СММ-2000 с 2017 года имеет уникальные в мировом масштабе [4] опции начального привлечения школьников, хорошо зарекомендовавшие себя на практике; с ними организуются даже платные для учащихся курсы.



Рис. 3. Рельеф из микроскопа СММ-2000 в компьютерной игре и распечатанный на 3D-принтере

Распечатав рельеф полученного в микроскоп кадра «наномира» на 3D-принтере, учащийся буквально прикасается руками к «наномиру», загадочному и непохожему на наш мир. Особенно интересно «пощупать атомы». Интересно и понаблюдать работу 3D-принтера. Есть также возможность [5] транслировать полученный в микроскоп кадр «наномира» в компьютерные игры (Майнкрафт и другие) и поиграть в наномире, как бы уменьшившись до его размеров. Строить, сражаться, летать в «наномире», в том числе в виртуальной реальности с использованием 3D-шлема - привлекает школьников и является мостиком к формированию их профориентации.

- 1. Московский центр качества образования, 2017, http://mcko.ru/pages/m_n_d_pre-professional_exam
- 2. Логинов Б.А. Учебная программа курса «Сканирующая зондовая микроскопия», 2011, http://www.z-proton.ru
- Логинов Б.А., Сканирующая туннельная и атомно-силовая микроскопия: Учебно-методическое пособие. – М.: МИФИ, 2008, 224 стр.
- Логинов Б.А. // Физическое образование в вузах, т.23, №4, 2017, стр. 71-78
- 5. Сканирующий зондовый микроскоп СММ-2000, 2018, www.microscopy.su ; www.микроскоп.su

Статистический учет влияния шероховатости на значения твердости, измеряемые при помощи метода инструментального индентирования

И.И. Маслеников¹, А.С. Усеинов¹, К.С. Кравчук¹, А.А. Косцова¹, В.Н. Решетов²

1 ФГБНУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, ул. Центральная, 7а, г. Москва,г. Троицк, 108840.

2 НИЯУ Московский инженерно-физический институт, Каширское Шоссе, 31, г. Москва, 115409.

*i.i.maslenikov@gmail.com

Рассмотрена возможность корректировки значений твердости шероховатой поверхности, измеряемых при помощи метода инструментального индентирования. Коррекция значений предполагает использование данных о рельефе поверхности, полученных при помощи ACM или иного инструмента. Поверхность описывается при помощи стандартного отклонения распределения высот, а также автокорреляционной функции, которую предлагается аппроксимироватьэкспоненциальной зависимостью с квадратичным или линейным показателем.

Введение

Метод инструментального индентирования [1] широко распространен для исследования механических свойств при нанометровой глубине вдавливания наконечника в поверхность материала. В рамках данного метода измеряется зависимость приложенной нагрузки от заглубления индентора при вдавливании в поверхность. При этом используемая для обработки данных модель предполагает, что поверхность является гладкой и ровной. Вместе с тем, при необходимости измерений снебольшими глубинами индентирования наличие шероховатости приводит не только к увеличению разброса данных, но также и к смещению среднего значения измеряемых величин.

Модели коррекции данных

Основной величиной, подверженной влиянию шероховатости, является расчетное значение проекции контактной площади A(h), являющееся функцией контактной глубины h.Скорректировать эту величину представляется возможным в двух предельных случаях, позволяющих свести ситуацию к модельной[1]. В первом случае предполагается, что углубления достаточно велики: настолько, что в область контакта попадает достаточно много локальных пиков, которые были замяты в плоскую область поверхности. В такой ситуации формально можно рассматривать взаимодействие с плоской поверхностью, которая смещена относительно первоначальной точки контакта на некоторую величи-

ну $\langle dz \rangle$. В этом случае корректировка производится заменой $h \rightarrow h - \langle dz \rangle$.

В другом противоположном случае взаимодействия с частью одного локального пика шероховатости можно считать, что поверхность является локально плоской, но наклонѐнной. В таком случае ситуацию также можно свести к модельной, если провести замену $A \rightarrow m \cdot A$.

Поправочные коэффициенты $\langle dz \rangle$ и *т* являются функциями геометрии индентора, а также статистических параметров рельефаповерхности. В качестве последних можно использовать стандартное отклонение распределения высот σ_z , а также параметр, определяющий размер автокорреляционной функции σ_{xy} , которая в данном случае предполагается изотропной.

В работе [1] указанные вышекоэффициенты были определены в предположении, что автокорреляционная функцияимеет вид: $C_{dr}^{(2)} \sim exp(-dr^2/(2\sigma_{xy}^2))$. Вместе с тем, интерес представляет также автокорреляционная функция с линейным показателем вида $C_{dr}^{(1)} \sim exp(-dr/(\sigma_{xy}))$, для которой спектральная плотность мощности шума имеет лоренцев вид. Как следует из экспериментальных данных, данный вид автокорреляционной функции лучше соответствует поверхностям, полученным при обработке методами шлифовки с использованием абразива (имеющим протяженные линейные дефекты в виде борозд от шлифпорошка или наждачной бумаги) и именно такой вид был рассмотрен в рамках данной работы.

На основе представленной выше зависимости было сгенерировано 7500 шероховатых поверхностей, каждая из которых была перенормирована для получения 26 различных значений σ_z / σ_{xy} . Над центром каждой из представленных поверхностей помещалась пирамида в форме Берковича, которая подводилась до первой точки контакта с поверхностью. По полученным расстояниям от средней плоскости шероховатой поверхности до точки контакта было определено среднее значение $\langle dz \rangle$, являющееся функцией параметра σ_z / σ_{xy} .



Рис. 1.Зависимость смещения точки контакта от параметра *σ_z/σ_{xy}*

Интересным фактом оказалосьпрактическое совпадение функций $f^{(2)}(x)$ и $f^{(1)}(x/2)$: их различие наблюдается только в области малых отношений σ_z/σ_{xy} и не превышает 10% в области $\sigma_z/\sigma_{xy}>0.2$.Данная величина примерно соответствует котангенсу угла между ребром и высотой пирамиды Берковича. При больших значениях параметра σ_z/σ_{xy} автокорреляционныефункции $C_{dr}^{(2)} \sim exp($ $dr^2/(2\sigma_{xy}^2))$ и $C_{dr}^{(1)} \sim exp(-dr/(2\sigma_{xy}))$ определяют практически одинаковую коррекцию точки контакта.

Результаты экспериментального исследования

Предложеннаямодель была использована для коррекции экспериментальных данных, полученных на поверхностях с различной шероховатостью.Для измерения твердости использовался нанотвердомер «НаноСкан 4Д» [3]. Параметр σ_z был определен как среднеквадратическое отклонение всех вершин профиля поверхности. На каждом образце было выполнено не менее 100 измерений.

Таблица 1.Результаты измерения твердости поверхности поликорбаната с различной шероховатостью.

Параметр зернисто- сти	σz/σxy	F, мН	H(<h>) без коррекции, ГПа</h>	<h>(<h>) с коррекцией, ГПа</h></h>
180	0.37	100	0.08	0.38
		1400	0.15	0.23
320	0.23	100	0.12	0.21
		1400	0.17	0.2
800	0.28	100	0.13	0.2
		1400	0.16	0.18

В целом можно отметить, что полученная модель для автокорреляционной функции $C_{dr}^{(l)}$ улучшает значения твердости, вычисляемые методом инструментального индентирования. Для большинства поверхностей, полученных в данной работе шлифовкой связным абразивом,вид автокорреляционной функциисоответствует $C_{dr}^{(l)}$, а не $C_{dr}^{(2)}$. Таким образом, зависимости, полученные в рамках данной работы,являются важным дополнением к известным ранее модельным подходам.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках соглашения № 14.577.21.0274(уникальный идентификатор проекта RFMEFI57717X0274).

- Oliver W.C., Pharr G.M. Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation: Advances in understanding and refinements to methodology // J. Mater. Res. 2004. Vol. 19, № 1. P. 3–20.
- Maslenikov I., Useinov A., Birykov A., Reshetov V. Reducing the influence of the surface roughness on the hardness measurement using instrumented indentation test // IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2017. Vol. 256. 012003.
- Кравчук К., Усеинов С., Маслеников И., Перфилов С. Автоматизированный контроль параметров композитных изделий с помощью нанотвердомера "НаноСкан" // Наноиндустрия. 2016. Т. 65, № 3. С. 54–58.

Возможности магнитно-силовой микроскопии и микромагнитных расчетов в исследовании свойств феррои антиферромагнитных эпитаксиальных микро и метаструктур

Г.М. Михайлов^{1,*}, Л.А. Фомин¹, И.В. Маликов¹, А.В. Черных¹, С.В. Пяткин¹, Д.П. Рай^{2, §}, Б.Н. Чичков^{3,†},

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

2 Department of Physics, Pachhunga University College, Aizawl, 796001, India

3 Laser Zentrum Hannover e.V., Hollerithallee 8, 30419 Hannover, Germany.

*mikhailo@iptm.ru, §dibyaprakashrai@gmail.com, †b.chichkov@lzh.de

Рассматриваются возможности магнитно-силовой микроскопии и микромагнитных расчетов для исследований магнитного строения и токовых эффектов в эпитаксиальных микроструктурах ФМ/АФМ, сплавов Гейслера, а также метаматериалов в виде 2d массивов из ферромагнитных частиц.

Введение

В последние годы исследования микро- и наноструктур из ферромагнетиков (ФМ) и антиферромагнетиков (АФМ) представляют большой интерес в связи с использованием их в устройствах магнитоэлектроники. Интерес также представляют метаматериалы в виде 3d массивов частиц нанометровых размеров, включенных в объемную матрицу, либо 2d массивов на подложке. В частности они используется для обработки оптических сигналов.

В цикле работ исследовалось магнитное строение и токовые эффекты в эпитаксиальных микроструктурах ФМ/АФМ, выращенных на поверхности сапфира. Были также исследованы метаматериалы из частиц Fe на сапфире.

Методики экспериментов

Эпитаксиальные пленки Fe, Ni, FeMn, а также сплава Гейслера Fe₂CoAl выращивались методом импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме на R-плоскости сапфира с подслоем W или Мо толщиной 10 нм с ориентацией (001) и без подслоя. Из пленок Fe, выращенных на полированных с двух сторон пластинах сапфира без подслоя методом лазерного трансфера [1], изготавливались 2d массивы частиц Fe в форме эллипсоидов вращения с латеральным диаметром, который был отличным в разных массивах и менялся в диапазоне 200-300 нм. Для исследований магнитного строения микроструктур, ФМ/АФМ, изготавливаемых из пленок методом субтрактивной микроструктуризации в виде различных по форме фигур - круг, квадрат, прямоугольники, кресты, применялся метод магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Во время МСМ измерений к образцу можно было подводить внешнее магнитное поле, а также подавать на него ток и мерить напряжение.

Методы расчетов

Для интерпретации МСМ измерений, а также предсказания их результатов использовались микромагнитные расчеты с использованием программы OOMMF [2]. Моделирование свойств сплавов Гейслера Co₂FeAl и Fe₂CoAl. было основано на использовании теории функционала плотности. Был проведен расчет из первых принципов для поверхностей (001). Обменно-корреляционные потенциалы учитывались в обобщенно-градиентном приближении Perdew-Burke и Ernzerhof с учетом кулоновского взаимодействия (PBE-GGA+U) [3].

Результаты и обсуждение

Впервые были изготовлены эпитаксиальные микроструктуры Fe₅₀Mn₅₀/Fe/Mo/R-sapphire. MCM измерения позволили интерпретировать магнитное состояние АФМ по магнитному контрасту ФМ. Они показали, что ось обменной анизотропии направлена вдоль магнитного поля, приложенного при отжиге структур. Был произведен микромагнитный расчет образцов с реальной шероховатой поверхностью, полученной из измерений методом атомно-силовой микроскопии (ACM). По результатам расчета был получен усредненный параметр обмена АФМ/ФМ. Он сравнивался с подгоночным параметром, в используемой ранее модели замороженных спинов АФМ.

АСМ измерения массивов эллипсоидов Fe на сапфире показали, что дисперсия латерального диаметра в одном массиве составляет менее 8%, а отношение вертикальной и латеральной осей эллипсоида — около 0,67. МСМ измерения и микромагнитные расчеты показали, что магнитное состояние частиц вихревое с кором, направленным вдоль нормали к подложке. Моделирование взаимодействия между двумя соприкасающимися частицами показало, что они притягиваются как в состояниях с одинаково направленными корами, так и с противоположно направленными в результате модификации их распределения намагниченности. Величина притяжения превышает гравитационную силу, действующую на частицу, приблизительно на 5 порядков. Этим можно объяснить то, почему протяженные метаструктуры из ферромагнитных частиц более механически устойчивы, чем те, которые состоят из немагнитных частиц.



Рис. 1. МСМ изображение (а) и его симуляция (б) круглой микроструктуры из Fe₂CoAI

Было исследовано магнитное строение микроструктур из сплава Гейслера Fe₂CoAl. МСМ измерения микроструктур, изготовленных из пленок Fe₂CoAl, выращенных с подслоем W показали, что пленки, полученные при оптимальной температуре имеют одноосную анизотропию в плоскости. Микромагнитные расчеты с подбором малой константы анизотропии подтвердили результаты МСМ измерений. Расчеты из первых принципов показали половинно-металлическое поведение спиновой поляризации на (001) поверхности.

Исследования сплавов Гейслера поддержаны граном РФФИ 17-57-45024 ИНД-а, а метаматериалов грантом РФФИ 16-07-45024.



Рис. 2. АСМ изображения массива частиц Fe на сапфире (а), одной частицы в массиве (б) и результат расчета ее магнитного строения, поперечное сечение по диаметру, вид сбоку (в), а также смоделированный МСМ контраст (г)

- A.I. Kuznetsov, A.B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel, R. Kiyan, W. Cheng, A. Ovsianikov, B.N. Chichkov // J. Opt. Soc. Am. B26, B130-B138 (2009).
- 2. http://math.nist.gov/oommf.
- D.P. Rai, J. Maibam, B.I. Sharma, A. Shankar, R.K. Thapa // Journal of Alloys and Compounds, V. 589, 553-557 (2014).

Исследование влияния оптического излучения на резистивное переключение в пленках ZrO₂(Y) с наночастицами Au методом туннельной атомно-силовой микроскопии

А.С. Новиков^{1, *}, Д.О. Филатов², Д.А. Антонов², И.Н. Антонов³, М.Е. Шенина³, О.Н. Горшков^{2, 3}

1 Физический факультет, ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия.

2 Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия.

3 Научно-исследовательский физико-технический институт, ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия.

*nsv3333@yandex.ru

Экспериментально обнаружен и исследован эффект влияния оптического поглощения на резистивное переключение в тонких пленках $ZrO_2(Y)$ с массивом наночастиц (HЧ) Au. Образцы изготовлялись методом послойного магнетронного осаждения тонких пленок Au между слоями $ZrO_2(Y)$ на стеклянные подложки, покрытые прозрачным проводящим слоем ИТО, с последующим отжигом. Резистивное переключение изучалось методом атомно-силовой микроскопии (ACM) с проводящим зондом путèм измерения циклических вольт-амперных характеристик (BAX) контакта зонд-образец. Обнаружено увеличение площади гистерезиса в BAX, связанного с биполярным резистивным переключением в плèнке $ZrO_2(Y)$, при фотовозбуждении на длине волны коллективного плазмонного резонанса (ПР) в массиве HЧ Au (660 нм). Эффект связан с автоэлектронной эмиссией электронов из HЧ Au в матрицу $ZrO_2(Y)$ с участием фотонов в условиях ПР, что стимулирует зарождение и рост проводящих филаментов в $ZrO_2(Y)$.

Введение

Эффект резистивного переключения (РП) в тонких диэлектрических пленках интенсивно изучался в последнее десятилетие в связи с возможностью применения в устройствах энергонезависимой памяти [1]. В последние годы повышенное внимание привлекает использование электромагнитного излучения как способа управления РП [2, 3]. В настоящей работе с использованием метода атомносиловой микроскопии (АСМ) исследовано влияние оптического излучения на эффект локального резистивного переключения в тонких (толщиной ≈40 нм) пленках ZrO₂(Y) с массивами наночастиц (HЧ) Аи. Ранее влияние оптического излучения на эффект резистивного переключения был обнаружено в структурах металл-оксид-полупроводник (МОП) Au/ZrO₂(Y)/Si [4]. Эффект был связан с возникновением фотоЭДС на границе ZrO2(Y)/Si, в дополнение к внешнему напряжению между Аи контактом и подложкой n-Si, стимулирующего резистивное переключение. Целью настоящей работы было исследование влияния плазмонного оптического поглощения в НЧ Аи на резистивное переключение в плѐнке $ZrO_2(Y)$.

Экспериментальная часть

Плѐнки ZrO₂(Y) (\approx 12% мол. Y₂O₃) толщиной \approx 40 нм формировались на подложках из стекла с прозрачным проводящим подслоем ITO (рис. 1) методом послойного магнетронного осаждения структур ZrO₂(Y)(20 нм)/Au(1 нм)/ZrO₂(Y)(20 нм) с последующим отжигом в Ar при 300°C.



Рис. 1. Схема эксперимента по изучению локального резистивного переключения плѐнок ZrO₂(Y) с HЧ Au методом ACM

Более подробно методика формирования образцов и результаты исследований структуры и оптических свойств пленок методами просвечивающей электронной микроскопии и спектроскопии оптического поглощения изложены в [5].

Измерения локального РП проводились при помощи ACM Omicron UHV AFM/STM LF1 при фотовозбуждении области контакта ACM зонда к поверхности образца излучением полупроводникового лазера мощностью ~ 1 Вт на длине волны ПР $\lambda \approx 660$ нм. В эксперименте измерялись циклические вольт-амперные характеристики (ВАХ) контакта ACM зонда к поверхности образцов при фотовозбуждении и в темноте.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены циклические ВАХ контакта ACM зонда с поверхностью пленки $ZrO_2(Y)$ с HЧ Au – темновая и при освещении излучением полупроводникового лазера. Наблюдаемый в циклических ВАХ гистерезис обусловлен биполярным РП в $ZrO_2(Y)$ под действием электрического поля между ACM зондом и подслоем ITO. Фотовозбуждение приводит к увеличению площади петли гистерезиса, что связано с возбуждением коллективных плазмонных колебаний в массиве НЧ Au.

Влияние оптического возбуждения на РП может быть связано с действием следующих факторов:

1) нагрев матрицы ZrO₂(Y) вблизи HЧ Au под действием плазмонноо оптического поглощения в HЧ;



Рис. 2. Циклические ВАХ контакта АСМ зонда с поверхностью плѐнки ZrO₂(Y) с НЧ Аи (темновая и при фотовозбуждении). На вставке: зонная диаграмма контакта АСМ зонда к НЧ Аи в плѐне ZrO₂(Y)/ITO и схема процесса автоэлектроной эмиссии из НЧ Аи с участием фотонов. *hv* – энергия фотона

2) внутренней фотоэмиссии электронов с уровня Ферми в HЧ Au в зону проводимости $ZrO_2(Y)$, усиленной ПР.

Была сделана оценка температуры нагрева НЧ Аи под действием излучения лазера путем решения одномерного уравнения теплопроводности. Расчѐты показали, что при максимальной мощности используемого лазера (1 Вт) изменение температуры НЧ Аи не превышает 10 °C. Такого нагрева недостаточно для существенного изменения подвижности ионов кислорода в ZrO₂(Y).

С другой стороны, энергия фотона hv для $\lambda =$ 660 нм составляет ≈ 1,9 эВ, в то время как высота потенциального барьера на границе Au/ZrO₂(Y) между уровнем Ферми в Аи и дном зоны проводимости в ZrO₂(Y) составляет ≈2,5 эВ [6]. Можно предположить, что фотоэмиссия электронов из электронов с уровня Ферми в НЧ Аи в зону проводимости ZrO₂(Y) происходит с туннелированием электронов через треугольный потенциальный барьер на границе Au/ZrO₂(Y) (см. вставку на рис. 2). Далее электроны разгоняются в сильном электрическом поле между АСМ зондом и подложкой ИТО и отдают избыточную энергию при взаимодействии с кристаллической решеткой ZrO₂(Y), стимулируя, тем самым, зарождение и рост проводящих филаментов в $ZrO_2(Y)$.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№16.7864.2017/БЧ).

- D. Ielmini and R. Waser. Resistive Switching: From Fundamentals of Nanoionic Redox Processes to Memristive Device Applications / Wiley-VCH, 2016.
- W. Wang, G. N. Panin, X. Fu *et al.* // Nature Sci. Rep., V. 6, 31224 (2016).
- B. Sun, J. Wu, X. Jia *et al.* // J. Sol-Gel Sci. Technol., V. 75,664 (2017).
- 4. С. В. Тихов, О. Н. Горшков, М. Н. Коряжкина *и др.* // Письма в ЖТФ, 2016, Т. 42, № 10, С. 78.
- 5. О. Н. Горшков И. Н. Антонов, Д. О. Филатов *и др.* // Письма в ЖТФ, 2016, Т. 42, №1, С. 72.
- D. Filatov, D. Guseinov, I. Antonov *et al.* // RSC Advances, V. 4, 57337 (2014).

МСМ исследования влияния механического напряжения на доменную структуру пермаллоевой микрочастицы

Н.И. Нургазизов^{1,*}, Д.А. Бизяев¹, А.А. Бухараев^{1,2}

1 Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская 18, Казань, 420008. *niazn@mail.ru

Проведены исследования планарных пермаллоевых микрочастиц находящихся под воздействием механического напряжения. Частицы имели квадратную форму со стороной 25 мкм и высотой 20 – 50 нм изменяющейся от образца к образцу. Показано, что механические напряжение в частице можно обнаружить и оценить МСМ методами.

В работе исследуется возможность использования эффекта Виллари (или магнитоупругого эффекта, при котором магнитные свойства твердого тела изменяются при механическом воздействии) для детектирования механических напряжений, возникающих в микрочастице. Такие планарные микрочастицы могут использоваться для обнаружения и измерения локальных механических напряжений в приповерхностном слое подложки, на которой они расположены. При этом пространственное разрешение такого подхода будет сопоставимо с размерами частиц. В данной работе было проведено исследование доменной структуры планарной пермаллоевой (Ру) микрочастицы в зависимости от внешних механических напряжений методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ) и компьютерного моделирования и найдена оптимальная высота планарных частиц размером 25×25 мкм² для детектирования механических напряжений.

МСМ исследования пермаллоевых частиц

Для исследования использовались планарные Ру частицы, сформированные на стеклянной подложке толщиной 150 мкм. Частицы были сформированы на поверхности подложки напылением через плотно прижатую металлическую сетку в условиях сверхвысокого вакуума (установка -Multiprobe P", Omicron) методом распыления твердотельной мишени электронным лучом. Размер подложки составлял 12×4 мм², область с Ру (79HM) частицами располагалась в центре подложки и имела размер 5×4 мм². Для создания разной степени сжатия частиц перед проведением напыления подложка неравномерно изгибалась за счет крепления в держателе. После напыления подложка распрямлялась, что приводило к созданию механического напряжения в частицах. Одновременно готовился образец с частицами без механического напряжения.

Для исследования образцов использовались C3M Solver P47 и Solver HV (HT-MДТ) и магнитные кантиливеры MFM10 (HT-MДТ). Согласно полученным MCM изображениям ненапряженные частицы имеют классическую четырех доменную структуру с доменами, равными по размерам, с направлением намагниченности параллельным стороне частицы. У механически сжатых частиц наблюдается увеличение размера доменов, намагниченность которых параллельна оси сжатия (Рис. 1в), что связано с отрицательным значением коэффициента магнитострикции использованного Ру. В центральной части образца, где находились частицы с большой степенью сжатия, у Ру частиц наблюдается семи доменная структура (Рис. 1г).

Для того чтобы установить распределение намагниченности в частицах использовалось компьютерное моделирование при помощи OOMMF [1]. При этом варьировались параметры: высота частицы и эффективная константа анизотропии (параметр, который характеризует магнитоупругую анизотропию, наведенную механическим напряжением). Для полученного распределения намагниченности рассчитывалось МСМ изображение частицы [2] и сравнивалось с экспериментальным, при этом основным критерием было совпадение размеров доменов и длины перемычки образующейся между увеличившимися доменами.



Рис. 1. Зависимость плотности полной энергии Ру частицы высотой 30 нм (E₃₀) и 35 нм (E₃₅) от величины эффективной константы анизотропии для 4-х и 7-ми доменных структур (а). Расчетная зависимость длины перемычки между доменами от значения механического напряжения в Ру частице размером 25×25×0.03 мкм³ (б). МСМ изображения Ру частиц в состоянии механического напряжения в четырех (в) и семи доменном (г) состоянии

Моделирование проводилось для случая четырех и семи доменных структур (это связано с необходимостью начального ввода при ООММF расчетах предполагаемой доменной структуры). Из двух полученных структур предполагалось, что наиболее вероятной будет структура с наименьшим значением полной энергии частицы. Распределение намагниченности рассчитывалось для частиц высотой 20 – 50 нм, с шагом 5 нм. Моделирование показало, что для частиц высотой до 25 нм энергетически выгодным является четырех доменное состояние. Для частиц высотой от 35 нм и выше четырех доменное состояние энергетически выгодно только при низких значениях эффективной константы анизотропии (и соответственно, низком значении механического напряжения). Увеличение силы сжатия частицы приводит к образованию семи доменного состояния (рис. 1а). Для частиц высотой 30 нм при низких значениях эффективной константы анизотропии выгодно четырех доменное состояние, а при увеличении нагрузки частицы могут оказаться как в четырех, так и в семи доменом состояниях (рис. 1а), так как значения полной энергии частицы примерно одинаковы. При больших значениях эффективной константы анизотропии преобладающим становиться семи доменное состояние.

В первом приближении механическое напряжение, которое создается в частицах при распрямлении подложки после приготовления образца, можно считать одноосным. В этом случае напряжение в частице — σ будет равно: $\sigma = -2 \cdot F_{me}/(3 \cdot \lambda_s)$, где F_{me} — плотность магнитоупругой энергии, λ_s — константа магнитострикции. F_{me} рассчитывалась

при моделировании в программе ООММF и полученному значению сопоставлялось значение длинны перемычки между увеличившимися доменами по виртуальному МСМ изображению. Зависимость длины перемычки от механического напряжения в частице (при $\lambda_s = -2 \cdot 10^{-6}$) представлены на рис. 16. Согласно полученным данным наиболее оптимальным для определения значения механического напряжения в частице оказывается четырех доменное состояние частицы, т.к. при таком состоянии оказывается более широким диапазон определяемых значений и выше чувствительность частицы к механическому напряжению (за счет большего угла наклона).

Заключение

Согласно полученным результатам с помощью МСМ изображения планарной ферромагнитной микрочастицы можно получить информацию о механическом напряжении в ней и оценить его величину. Для квадратных Ру частиц размером 25×25 мкм² оптимальная высота для детектирования механических напряжений составляет 25 - 30 нм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-08-00915).

- 1. M.J. Donahue, D.G. Porter // OOMMF, http://math.nist.gov/oommf.
- Д.В. Овчинников, А.А. Бухараев // ЖТФ. Т. 71, В 8, с. 85, (2001).

Механизм интеркаляции золота под монослой графена на поверхности Ni (111)

Т.В. Павлова^{1,2,*}, С.Л. Коваленко¹, К.Н. Ельцов^{1, 2}

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия.

2 Физический факультет Высшей школы экономики, Москва, Россия.

*pavlova@kapella.gpi.ru

Методами сканирующей туннельной микроскопии и теории функционала плотности изучен механизм внедрения атомов золота под монослой графена на поверхности Ni(111). Установлено, что процесс интеркаляции золота в монослой графена на Ni(111) происходит через точечные дефекты, содержащие атом Ni в бивакансии углерода. Предложено два механизма: через прохождение атомов золота поочередно через бивакансию и через расширение вакансии графена (при растворении углерода в никеле) и прохождения всей капли золота на поверхность никеля.

Введение

Хорошо известно, что графен является очень прочным материалом. Для удаления одного атома углерода из свободного графена (Gr) требуется энергия не менее 15.8 эВ (это разница между идеальным Gr и графеном с вакансией с атомом С в вакууме, без учета энергии активации отрыва атома С). Если графен находится на Ni(111), энергия отрыва одного атома углерода уменьшается до 5.8 эВ. Существенное уменьшение энергии создания вакансии обусловлено тем, что атомы углерода графена с разорванными связями создают дополнительные связи с атомами никеля подложки, а оторванный атом углерода растворяется в никеле, что является более предпочтительным, чем нахождение в вакууме. Если на поверхности графена есть атом золота, который модифицирует электронную структуру графена, активационный барьер разрыва графена уменьшается до 5.0 эВ. Но даже в этом случае энергия, необходимая для разрушения графена, намного превышает активационный барьер проникновения атомов золота под графен в условиях эксперимента (температура, при которой проводится интеркаляция, примерно соответствует энергии активации 2.5 эВ). Поэтому процесс интеркаляции монослоя графена на Ni(111) не может быть объяснен таким простым механизмом, как образование вакансий (в идеальном Gr) и прохождением атома Аи сквозь вакансию на поверхность Ni(111).

Метод расчета

Спин-поляризованные вычисления выполнены на основе теории функционала плотности (ТФП), реализованной в программном пакете VASP [1]. Ис-

пользовались обобщенное градиентное приближение (GGA) и обменно-корреляционный функционал PBE [2]. Поверхность Ni(111) моделировалась периодически повторяющимися ячейками 6х6, состоящими из четырех атомных слоев никеля, из которых нижние два слоя были зафиксированы. Атомы углерода и золота помещались на верхнюю часть пластины и могли релаксировать. Пластины были разделены вакуумным промежутком в 15 Å.

Расчет активационных барьеров проводился с использованием метода NEB (nudged elastic band) [3], реализованного в VASP.

Результаты и обсуждение

Графен размером 6х6 мм был синтезирован на Ni(111) [4] методом термо-программируемого роста, который позволяет выращивать эпитаксиальный графен без развернутых доменов. Единственными дефектами, наблюдаемыми в таком монослое графена, были точечные дефекты, которые были идентифицированы как атомамы Ni в моно или бивакансиях углерода. В результате интеркаляции золота при 450°С монослой графена отрывается от никеля без повреждений, а точечные дефекты исчезают. Электронная дисперсия системы Gr/Au/Ni(111), измеренная с использованием фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), показала идеальный конус Дирака, соответствующий квазисвободному графену. Эксперимент по интеркалированию графена описан в работе [5].

Сначала было определено местоположение атомов золота под графеном. На основе ТФП-расчета полной энергии установлено, что для одного атома золота находиться под слоем графена на поверхности Ni(111) менее выгодно (на 1.2 эВ), чем находиться на графене. Расположение атома Au в поверхностном слое Ni(111), если атом Ni выброшен на графен, тоже не выгодно (на 1.2 эВ). Выгодным по энергии положением оказывается атом золота в слое никеля, когда выброшенный атом никеля находится на террасе под слоем графена (выгоднее на 1.1 эВ) или встроен в атомные ступени (выгоднее на 2.0 эВ). Пристраивание атомов золота к атомной ступени Ni(111) является наиболее предпочтительным (выгоднее на 2.5 эВ), в согласии с СТМ-изображениями, на которых края атомных ступеней всегда покрыты интеркалятом.

В поисках механизма интеркаляции, активационный барьер которого был бы вдвое меньше чем в случае отрыва атома углерода от графена и растворения его в никеле (~5.0 эВ), мы обратили внимание, что на СТМ-изображениях островки интеркалята почти всегда находятся вблизи ярких цепочек. Из предыдущего исследования процесса формирования графена [4] нам известно, что это цепочки дефектов. Дефекты представляют из себя атомы Ni в моно или бивакансиях углерода в графене. Нахождение атома Ni в моновакансии углерода в графене невыгодно по сравнению с положением Ni в бивакансии, при этом активационный барьер растворения одного атома С в никеле (и соответственно переход атома Ni из моно в бивакансию) составляет порядка 1.5 эВ. Такой барьер может быть легко преодолим в процессе синтеза графена, следовательно наблюдаемые дефекты в графене – атомы Ni в бивакансиях.

На основе наблюдений, что интеркаляция происходит вблизи дефектов, предложено два механизма попадания атома золота на поверхность никеля: через бивакансию с удалением из нее атома Ni (рис. 1) и при растворении углерода вблизи бивакансии с созданием участка поверхности без графена с последующим прохождением атомов золота в верхний слой никеля. Рассчитанные активационные барьеры (~ 2.5 эВ) двух рассмотренных процессов проникновения соответствуют температуре, при которой проводилась интеркаляция в эксперименте (450°С). Энергии активации проникновения атома золота в слой никеля через одиночную вакансию в графене и через графен без вакансий гораздо больше и соответствуют значительно более высокой температуре.



Рис. 1. Энергетическая диаграмма прохождения атома золота через дефект (атом Ni в бивакансии). На первом этапе атом золота занимает место в бивакансии, атом Ni выталкивается под Gr (барьер 2.28 эВ). На втором этапе следующий атом Au проталкивает первый атом Au в слой Ni(111), при этом атом Ni выталкивается (барьер 0.23 эВ)

Заключение

Проведенные расчеты позволили обосновать механизм интеркаляции золота в монослой графена на Ni(111) через точечные дефекты, содержащие атом Ni в бивакансии углерода.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант 16-12-00050). Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

- G. Kresse and J. Hafner // Phys. Rev. B 47, 558 (1993).
- J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof // Phys. Rev. Lett. 77, 3865 (1996).
- H. Jonsson, G. Mills, K. W. Jacobsen, Classical and Quantum Dynamics in Condensed Phase Simulations; World Scientific: Singapore (1998).
- С.Л. Коваленко, Т.В. Павлова, Б.В. Андрюшечкин, О.И. Канищева, К.Н. Ельцов // Письма в ЖЭТФ, т. 105, с. 170 (2017).
- К.Н. Ельцов, Т.В. Павлова, С.Л. Коваленко, Б.В. Андрюшечкин // Материалы XX Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», т.1, с. 293 (2016).

Использование квантовых точек в качестве сенсоров первичных датчиков информации при АСМ исследованиях поверхности твердых тел

А.Б. Петров^{1,*}, Р.З. Бахтизин¹, С.С. Гоц¹

1 Башкирский Государственный Университет, ул. З.Валиди, 32, Уфа, 450074. *abpetrov@ufacom.ru

В работе предложена конструкция атомно-силового микроскопа, позволяющая проводить измерения аналогично обычному флуоресцентному микроскопу. Благодаря тому, что оптические свойства КТ могут зависеть от широкого круга условий на поверхности образца, появляется возможность существенно расширить возможности АСМ. Проведена оценка чувствительности такого флуоресцентного АСМ по сравнению с флуоресцентным микроскопом.

В настоящее время флуоресцентная микроскопия [1] широко используется в научных исследованиях. Различные флуоресцентные зонды применяются для визуализации разнообразных составляющих живых клеток, как индикаторы наличия химических компонентов и т.д. С другой стороны, при проведении АСМ исследований актуальным остаётся вопрос о получении дополнительных сведений об исследуемой поверхности. Совмещение люминесцентного анализа и АСМ методики исследования поверхности позволяет с одной стороны получить дополнительную информацию, которую может дать люминесцентный анализ, а с - осуществить точную привязку активных центров флуоресценции к топографическим особенностям поверхности.

Квантовые точки как сенсоры информации

Флуоресцентные методы ввиду относительной простоты реализации и высокой чувствительности занимают одно из ведущих мест в индустрии сенсорных КТ [2]. В качестве примера можно рассмотреть, например, КТ-сенсоры, разработанные для измерения температуры, напряженности электрического поля, КТ позволяющие различать белки.

Технология изготовления кантилевера

Важный вопрос - как разместить КТ с требуемыми свойствами на острие иглы кантилевера. Методы решения такой задачи исследовались многократно в связи с задачей получения иглы кантилевера с заданным хорошо воспроизводимым радиусом скругления острия иглы кантилевера в работах как российских ученых, так и в работах зарубежных ученых, например, [3].

В общих чертах метод выглядит так. На исследуемой плоскости перед кантилевером есть две области, в одной находится капелька клея, в другой наночастицы-сферы заданного радиуса (в нашем случае это КТ). Кантилевер сначала опускается в область с капелькой клея, а потом в область, где сосредоточены КТ, причем желательно выбрать место где находится одиночная КТ. После высыхания клея мы получаем кантилевер с КТ закрепленной на острие иглы кантилевера.

Конструкция микроскопа

Схема разработанного нами устройства для АСМ исследования поверхности с помощью флуоресцентных квантовых точек [4] изображена на рисунке 1. Оно включает в себя лазер 1, кантилевер 2, иглу кантилевера 3, острие иглы кантилевера 4, квантовую точку 5, закрепленную на острие иглы кантилевера 4, исследуемый образец 6, систему регистрации флуоресцентного излучения 7. Сам способ исследования поверхности работает следующим образом: лазер 1 генерирует импульс, который возбуждает квантовую точку 5, закрепленную на острие иглы кантилевера 4 и прижатую к исследуемому образцу 6. Возбужденное состояние квантовой точки высвечивается в виде флуоресцентного излучения, которое регистрируется системой регистрации 7. Благодаря тесному механическому контакту квантовой точки 5 с исследуемым образцом 6, характеристики флуоресцентного излучения будут определяться свойствами поверхности, на которые настроена квантовая точка. Перемещая квантовую точку из одного места в другое (сканируя) с помощью кантилевера, мы можем получить изображение поверхности для соответствующего свойства, в том числе в жидкости. Возможен синтез квантовых точек с заданными свойствами, реагирующих на специфические ионы, химический состав, температуру, pH, давление и т.д.



Рис. 1. Схема устройства АСМ для исследования поверхности с помощью флуоресцентных квантовых точек

Оценка чувствительности

Оценка чувствительности может быть сделана по аналогии с обычным флуоресцентным микроскопом [1]. Чувствительность определяется количеством фотонов, попадающих в систему регистрации на одну вспышку. Для обычного флуоресцентного микроскопа это количество определяется следующим образом. Максимальная скорость, на которой флуоресцентная молекула может излучать, в пренебрежении вынужденным излучением, обратно пропорциональна времени жизни возбужденного состояния. Поэтому максимальное количество фотонов, излученных за время вспышки, примерно равно времени транзита частицы поделенному на время жизни возбужденного состояния. Для времени транзита 1 мс и времени жизни 1 нс число фотонов равно 10^6. Однако тушение ограничивает это число примерно 10^5 фотонов на вспышку. Эффективность детектирования для специально сконструированных оптических систем с большой апертурой примерно 1%, поэтому мы не можем детектировать более чем 1000 фотонов на вспышку.

Для предлагаемого метода исследования время транзита частицы должно быть заменено на время прохождения острия иглы кантилевера мимо исследуемой наночастицы. По порядку величины это время может быть в диапазоне от 0.1 с до 1 с т.е. в 10^2-10^3 раз больше. Во столько же раз больше будет зарегистрировано больше фотонов от наночастицы при обычном сканировании, т.е. во столько же раз возрастет чувствительность.

Заключение

В работе предложена конструкция атомно-силового микроскопа, позволяющая проводить измерения аналогично обычному флуоресцентному микроскопу. Благодаря тому, что оптические свойства КТ могут зависеть от широкого круга условий на поверхности образца, появляется возможность существенно расширить возможности АСМ. Проведена оценка чувствительности такого флуоресцентного АСМ по сравнению с флуоресцентным микроскопом.

- Prof. Dr. Bernard Valeur and Prof. Mário Nuno Berberan-Santos. Molecular Fluorescence: Principles and Applications, Second Edition. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012.
- John Callan and Françisco M. Raymo. Quantum Dot Sensors: Technology and Commercial Applications. CRC Press, 2013.
- Александр Витальевич Анкудинов. Диагностика наноустройств методами Сканирующей Зондовой Микроскопии. Диссертация док.ф.м.н., С.-Петербург, 2015.
- Способ исследования поверхности на атомносиловом микроскопе с помощью флуоресцентных квантовых точек: пат. 2631529 Рос. Федерация /Петров А.Б., Бахтизин Р.З., Гоц С.С. патентообладатель БашГУ – заявка № 2016110060; приор.18.03.2016.

Зондовая технология профилирования поверхности подложки кремния для создания элементов наноэлектроники

В.В. Полякова

Южный федеральный университет, институт нанотехнологий электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922 *vik5702935@yandex.ru

Проведены экспериментальные исследования профилирования подложки кремния методом локального анодного окисления с помощью атомно силового микроскопа, при различных технологических параметрах. Показана перспективность использования данного метода для создания элементов наноэлектроники.

Введение

Современный уровень создания элементов наноэлектроники предъявляет новые требования к технологии, что связано прежде всего, с ограничением существующих методов фотолитографии, для которых необходимо использование дорогостоящих шаблонов и специализированных источников света. Зондовая нанолитография с использованием атомно силового микроскопа (ACM) в сочетании с жидкостным травлением, позволяет упростить технологию формирования элементов наноэлектроники. Метод локального анодного окисления (ЛАО) может быть использован при создании каталитических центров для активации роста нитевидных наноструктур, мемристорных структур, элементов наноэлектроники, а также лабораторий на кристалле [1]. Однако, для создания данных элементов необходимо детальное исследование всех параметров, которые могут влиять на процесс ЛАО.

Методика эксперимента

Для проведения экспериментальных исследований в качестве образцов использовались подложки кремния марки КЭФ-0,1, которые проходили стандартную процедуру очистки от природного оксида [2]. Затем, с использованием зондовой нанолаборатории (ЗНЛ) Ntegra («НТ-МДТ», Россия) проводилась нанолитография методом ЛАО поверхности кремния в контактном режиме АСМ, с использованием кантилеверов марки NSG 11 с проводящим покрытием из Pt. Формирование оксидных наноразмерных структур (ОНС) методом ЛАО проводилось при следующих технологических параметрах: амплитуда импульсов напряжения при ЛАО изменялась от 5 до 20 В, длительность импульсов напряжения составляла 100 мс, частота колебаний зонда составляла 0,03 Гц, ток цепи обратной связи (в программе управления ЗНЛ параметр Set Point) составлял 0,3 нА. Относительная влажности воздуха при локальном анодном окислении контролировалась с использованием измерителя влажности Oregon Scientific ETHG913R и изменялась от 30 ± 1 до $90\pm1\%$. В результате на поверхности подложки кремния формировались матрицы ОНС. Полученные ОНС подвергались травлению в HF - для определения глубины роста оксида, а также травлению в KOH+IPA - для исследования маскирующих свойств полученного оксида.



Рис. 1. Зависимости геометрических параметров наноструктур от амплитуды напряжения при ЛАО при различной относительной влажности (1, $1' - 30\pm1\%$; 2, $2' - 50\pm1\%$; 3, $3' - 70\pm1\%$; 4, $4' - 90\pm1\%$): высоты ОНС (1-4) и глубины ПНС (1'-4')



Рис. 2. Зависимости геометрических параметров наноструктур от амплитуды напряжения при ЛАО при различной относительной влажности (1, 1' – $30\pm1\%$; 2, 2' – $50\pm1\%$; 3,3' – $70\pm1\%$; 4, 4' – $90\pm1\%$): диаметров ОНС (1-4) и ПНС (1'-4')

Результаты и обсуждение

Статистическая обработка полученных АСМ- изображений проводилась с помощью пакета программ Image Analysis 2.0 по разработанной методике выполнения измерений [3], аттестованной в соответствии с ГОСТ Р8.563-96. В результате этого получены зависимости геометрических параметров ОНС и профилированных наноразмерных структур (ПНС) кремния от амплитуды напряжения ЛАО при различных значениях относительной влажности. Данные результаты представлены на рис. 1, 2.

Увеличение приложенного напряжения от 5 до 20 В приводит к увеличению размера получаемых оксидных наноразмерных структур, что можно объяснить увеличением плотности потока ионов кислорода к реакционной области вследствие увеличения напряженности электрического поля в зазоре зонд – подложка.

Заключение

В результате проведенных исследований разработана методика и изучены закономерности наноразмерного профилирования поверхности кремния на основе метода ЛАО. Установлено, что увеличение амплитуды импульсов приложенного напряжения при ЛАО приводит к увеличению высоты и диаметра ОНС, а также увеличению глубины и диаметра ПНС на поверхности кремния.

Таким образом, полученные результаты могут быть использованы при разработке и формировании элементов наноэлектроники и наносистемной техники с использованием методов зондовой нанолитографии.

Выражаем благодарность Центру коллективного пользования «Нанаотехнологий» Южного федерального университета за предоставленное оборудование.

- V.I. Avilov, O.A. Ageev, V.A. Smirnov, M.S. Solodovnik and O.G. Tsukanova Studying the Modes of Nanodimensional Surface Profiling of Gallium Arsenide Epitaxial Structures by Local Anodic Oxidation // Nanotechnologies in Russia, 2015, Vol. 10, Nos. 3–4, pp. 214–219
- Radmila Panajotović Cleaning silicon and goldcoated substrates for SPM measurements. // European network on applications of Atomic Force Microscopy to NanoMedicine and Life Sciences, 2013. www.afm4nanomedbio.eu.
- О.А. Агеев, В.А. Смирнов // Методика выполнения измерений геометрических параметров массивов оксидных наноразмерных структур методом атомно-силовой микроскопии. МВИ 2009. Т. 2. № 94. С. 43-50 (2009)

Атомная структура, электронные и транспортные свойства двумерного соединения Si(111)√7×√7-(TI, Au)

А.А. Саранин^{1,2,*}, Д.В. Грузнев¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.В. Матецкий¹, С.М. Wei³, С.R. Hsing³, А.Н. Михалюк^{1,2}, А.В. Зотов^{1,2,4}

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

2 Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

3 Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, Taipei, Taiwan

4 Владивостокский университет экономики и сервиса, Владивосток

*saranin@iacp.dvo.ru

В настоящей работе исследовали атомную структуру электронные и транспортные свойства двумерного соединения Si(111) $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ -(Tl, Au). На основе данных сканирующей туннельной микроскопии, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и расчетов на основе теории функционала плотности установлена структурная модель этого соединения. В зонной структуре соединения Si(111) $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ -(Tl, Au) имеются две металлические спин-расщепленные зоны. Металлические свойства этого двумерного соединения сохраняются до температур вплоть до 1.7 К.

Введение

Спиновое-расщепление, обусловленное эффектомРашбы [1], в двумерном электронном газе на поверхности полупроводниковых кристаллов может служить основой создания низкоразмерных структур с уникальными электронными свойствами для потенциального применения в спинтронике.В ряде недавних работ было показано, каким образом можно создать такие двумерные соединения на поверхности кремния на основе элементовс сильным спин-орбитальным взаимодействием, которые обладают металлическимхарактером [2].

Результаты

Напыление золота проводили на поверхность Si(111)1×1-Tl, которая содержала некоторое избы точное количество атомов таллия, при комнатной температуре, что приводило к формированию гомогенного сплава Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ -(Tl, Au) (Рис. 1) о чем свидетельствуют как данные СТМ так и картины ДМЭ.

Так как исходная поверхность Tl/Si(111) содержала в общей сложности примерно 1.5 МС таллия, а завершение формирования сплава происходит примерно при 1.5 МС Au, то для данного состава были проведены поиски атомной структуры с помощью AIRSS. В результате была получена наиболее энергетически выгодная конфигурация, которая приведена на Рис. 2.



Рис. 1. СТМ изображения (400×400 nm2) (а) исходной поверхности TI/Si(111) с суммарным покрытием таллия составляющим ~1.5 МС и (b) той же самой поверхности после нанесения 1.5 МС золота. На вставках представлены СТМ изображения с атомным разрешением поверхности 1×1-TI (5×5 nm2) и √7×√7-(TI, Au) (15×15 nm2), соответственно. (с) и (d) картины ДМЭ от поверхностей, представленных на (а) и (b), соответственно

Рассмотрим модель поверхностной реконструкции Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ -(Tl, Au) более подробно. Она состоит из 12 атомов Tl и 10 атомов Au (в сумме, из 22 атомов) на элементарную ячейку $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$, то есть ~1.71

MC Tl и ~1.43 MC Au (суммарное покрытие, ~3.14 MC). Качественно, модель можно представить себе, как состоящую из кластера Au в форме усеченной пирамиды с атомом Tl на еè вершине (как вишенка на торте) в то время как остальные атомы Tl образуют двойной слой, окружающий этот кластер.



Рис. 2. – Структурная модель поверхностной реконструкции Si(111)√7×√7-(TI, Au) (вид сверху и сбоку). Элементарные ячейки √7×√7 и 1×1 и кристаллографические направления им соответствующие показаны красным и голубым цветом, соответственно

Для проверки предложенной модели были выполнены сравнения моделированных и экспериментально полученных СТМ изображений, а также расчетной зонной структуры с данными ФЭСУР. В силу того, что на поверхности Si(111) существуют два эквивалентных зеркальных домена структуры Si(111) $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$ -(Tl, Au) повернутых на ± 19.1° относительно основного кристаллографического направления [1-10] экспериментальные измерения спектров ФЭСУР проводили вдоль основных кристаллографических направлений поверхности Si(111), а именно [1-10] и [11-2], вдоль которых вклады от двух зеркальных доменов структуры $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ совпадают. Было получено очень хорошее соответствие с экспериментальными данными.

Была исследована Ферми поверхность поверхностной реконструкции Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ -(Tl, Au). Несмот-

ря на то, что карта интенсивностей выглядит достаточно сложной и запутанной, данные эксперимента и расчетов находятся в прекрасном соответствии друг с другом. Такое ясное совпадение электронной структуры для предложенной модели с данными эксперимента является достаточно убедительным аргументом в пользу еѐ корректности.

Были проведены предварительные исследования транспортных свойств этой двумерной металлической системы, которые показали, что величина слоевого сопротивления имеет достаточно малую величину, которая составляет примерно 90 Ом при температуре 1.7 К. Кроме того, обнаружено уменьшение магнитосопротивления в диапазоне температур 1.7 – 10 К.

Заключение

Синтезировано двумерное соединение (Tl, Au) на поверхности Si(111) с периодичностью $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ и исследованы его состав, структура и электронные свойства с помощью сканирующей туннельной микроскопии, ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и расчетов в приближении теории функционала плотности. Установлена модель этой структуры, которая состоит из 12 атомов Tl и 10 атомов Au (в сумме, из 22 атомов) на элементарную ячейку $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$, то есть ~ 1.71 MC Tl и ~1.43 MC Au (суммарное покрытие, ~ 3.14 МС). Качественно, модель можно представить себе, как состоящую из кластера Аи в форме усеченной пирамиды с атомом Tl на еè вершине в то время как остальные атомы Tl образуют двойной слой, окружающий этот кластер. Двумерное соединение (Tl, Au)/Si(111) √7×√7 имеет хорошо выраженные металлические свойства, которые сохраняйся вплоть до температур ~2 К.

Благодарности

Работа поддержана Грантом РНФ № 14-12-00479-П.

- Y. Bychkov and E. Rashba, JETP Letters V. 39, 78 (1984).
- 2. D.V. Gruznev*et al.*, Scientific Reports V. 4, 4742 (2014).

Наблюдение хемосорбции водорода на поверхности единичных наночастиц золота методами СТМ и СТС

С.Ю. Сарвадий^{1, §}, А.К. Гатин¹, М.В. Гришин^{1, *}, Б.Р. Шуб¹

1 Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

§sarvadiy15@mail.ru, *mvgrishin68@yandex.ru

В работе методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии было установлено, что образование слоя хемосорбированного водорода на поверхности наночастиц золота, нанесенных на поверхность высокоориентированного пиролитического графита, начинается с интерфейса графит-золото. При малых экспозициях в водороде (200 Л) у границы графит-золото наблюдается появление области, практически заполненной хемосорбированным водородом. С увеличением экспозиции размер этой области растет, до тех пор пока наночастицы полностью не покрываются слоем хемосорбированного водорода.

Введение

Механизмы элементарных актов большинства реакций с участием нанокатализаторов на основе золота до сих пор остаются невыясненными. Известно, что важную роль здесь играют диссоциативная адсорбция молекулярного водорода, а также адсорбция и десорбция атомарного водорода. В работе [1] говорится, что центрами адсорбции и диссоциации водорода могут быть низкокоординированные атомы золота или дефекты. Возможно, более вероятным местом адсорбции является интерфейс НЧ-подложка [2]. Также местами адсорбции водорода могут являться низкокоординированные атомы золота, не связанные напрямую с подложкой [3].

Проблема определения активных центров адсорбции водорода на поверхности наночастиц золота может быть решена с использованием методов сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (СТМ и СТС), пространственное разрешение которых позволяет исследовать химическое взаимодействие между газообразными реагентами и поверхностью твердого тела с разрешением в одну молекулу на один дефект.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились на установке, в которую входят сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), Оже-спектрометр, квадрупольный массспектрометр и вспомогательное оборудование, при давлении остаточных газов $P = 2 \times 10^{-10}$ торр и T = 300 К. Наночастицы (НЧ) наносились на поверхность высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) методом пропитки по стандартной процедуре с последующим прокаливанием в условиях сверхвысокого вакуума при T = 500 - 750 К в течение нескольких часов. Морфологию и электронное строение поверхности образцов на уровне единичных НЧ, а также их модификацию за счет взаимодействия с молекулярным водородом определяли с помощью топографических и спектроскопических измерений в СТМ. Взаимодействие водорода с поверхностью НЧ детектировалось по появлению характерного участка нулевого тока на кривых вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельного наноконтакта, образованного НЧ и иглой СТМ.

Результаты и обсуждения

Анализ топографических и спектроскопических данных показывает, что по большей части НЧ золота, распределенные на поверхности ВОПГ, входят в состав скоплений, группирующихся на дефектах поверхности графита, однако встречаются и изолированные частицы. НЧ имеют округлую форму с латеральными размерами 4 – 8 нм при высоте 1.5 – 2 нм. Спектроскопические измерения показали, что ВАХ НЧ и ВАХ графита близки и имеют Sобразную форму кривой без участка нулевого тока.

Экспозиция образца в водороде привела к значительному возмущению локальной электронной плотности НЧ. После экспозиции образца 200 Л на внешнем краю НЧ появилась область, в которой величина туннельного тока ниже величины тока, измеряемого на графите (зона пониженной проводимости).



Рис. 1. Топографическое изображение (а) и ВАХ (б) золотых наночастиц и графита после экспозиции в водороде 200 Л

Туннельный ток в центре НЧ превосходит ток, измеряемый на графите. В отдельных точках на краю НЧ наблюдаются ВАХ, содержащие участок нулевого тока. Наличие таких кривых не фиксировалось до экспозиции образца. Характерные изменения электронного строения НЧ после экспозиции в водороде 200 Л представлены на Рисунке 1. Топографическое изображение участка поверхности ВОПГ с нанесенными на нее НЧ и точками, в которых измерялись ВАХ, изображено на Рисунке 1(а). На Рисунке 1(б) приведены усредненные ВАХ, измеренные в точках, указанных на топографическом изображении (кривые: А – на чистом участке графита, В – область D – центральная наночастиц, периферийная область наночастиц). По мере увеличения экспозиции до 800 Л увеличивается и размер области пониженной проводимости на периферии частицы, одновременно растет и число точек, которым соответствует ВАХ с участком нулевого тока. Центральная часть НЧ сохраняет свои свойства. После экспозиции в водороде 1400 Л в центральной области НЧ начинают появляться точки, ВАХ которых содержит участок нулевого тока, однако в усреднении по прежнему проводимость центральной области несколько выше проводимости графита. Наконец, при достижении экспозиции порядка 2000 Л число точек на поверхности НЧ, в которых ВАХ имеет участок нулевого тока, составило примерно треть от общего числа точек, в которых проводились измерения ВАХ. Стало невозможно выделить зоны с повышенной и пониженной проводимостью в разных участках поверхности НЧ. В каком-то смысле она стала однородной. ВАХ с участком нулевого тока и ВАХ без таковой стали более или менее хаотично распределены по всей

поверхности НЧ. Формальное усреднение по ВАХ, измеренным в центре частицы и на ее периферии, показывает, что проводимость центральной и периферийной областей НЧ ниже проводимости графита. Характерные изменения электронного строения НЧ после экспозиции в водороде 2000 Л представлены на Рисунке 2. Аналогично случаю экспозиции 200 Л на Рисунке 2(б) приведены усредненные ВАХ, измеренные в точках, указанных на топографическом изображении, на Рисунке 2(а). Наблюдаемый эффект имеет место для изолированных НЧ и для их агломератов.



Рис. 2. Топографическое изображение (а) и ВАХ (б) золотых наночастиц и графита после экспозиции в водороде 2000 Л

Выводы

Экспериментально исследована адсорбция водорода на НЧ золота, нанесенных на поверхность ВОПГ. Установлено, что при малых экспозициях предпочтительным местом адсорбции водорода является интерфейс золото-графит; по мере увеличения экспозиции и заполнения центров адсорбции на интерфейсе атомы водорода могут покрывать всю поверхность НЧ.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты № № 16-29-05119, 16-03-00046, 18-03-00060, 17-03-00275.

- E. Bus, J.T. Miller, J.A. van Bokhoven // J. Phys. Chem. B, V. 109, 14581 (2005).
- T. Fujitani, I. Nakamura, T. Akita *et al.* // Angew. Chem. Int. Ed., V. 48, 9515 (2009).
- M. Boronat, P. Concepción, A. Corma // J. Phys. Chem. C, V. 113 (38), 16772 (2009).

Магнитно-резонансная силовая спектроскопия массива микрополосок пермаллоя

Е.В. Скороходов^{1,2*}, М.В. Сапожников^{1,2}, А.П. Володин³, В.Л. Миронов^{1,2}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

3 KU Leuven, Afdeling Vaste-stoffysica en Magnetisme, Celestijnenlaan 200D, BE-3001 Leuven, Belgium.

*evgeny@ipmras.ru

Приводятся результаты исследований ферромагнитного резонанса (ФМР) в массиве микрополосок пермаллоя размером 3000 x 500 x 30 nm, упорядоченных на прямоугольной решетке 3 x 6 µm, методом магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ). Анализируются зависимости МРСМ спектров от расстояния зонд-образец и направления намагниченности зонда.

Введение

Исследование высокочастотных свойств тонкопленочных ферромагнитных наноструктур привлекают большое внимание в связи с перспективностью их применения в приборах СВЧ электроники. Характеристики ФМР в таких системах существенно зависят как от формы и размеров отдельных элементов, так и от пространственной архитектуры всего ансамбля, а также от способов возбуждения. В последнее время получила развитие новая методика регистрации локальных СВЧ свойств материалов и наноструктур – магнитно-резонансная силовая микроскопия. [1-3]. Основной идеей МРСМ является регистрация локального силового взаимодействия зонда магнитно-силового микроскопа с магнитным образцом, в условиях СВЧ накачки. При возбуждении ФМР величина статической намагниченности образца изменяется, что приводит к изменению сил, действующих на зонд со стороны образца. В настоящей работе проведены МРСМ исследования ФМР в массиве микрополосок пермаллоя в продольном подмагничивающем поле. Основное внимание уделяется эффектам воздействия поля зонда на ФМР отдельных полосок.

Эксперимент

Массив микрополосок из пермаллоя (Ni₈₀Fe₂₀) был изготовлен методами взрывной литографии (рис. 1). Исследования спектров ФМР проводились с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа, изготовленного в ИФМ РАН на базе вакуумного сканирующего зондового микроскопа «Solver HV» (компания «НТ-МДТ», г. Зеленоград). В качестве зондового датчика использовался стандартный кантилевер NSG-1 (резонансная частота 9.2 кГц, жесткость консоли 0.03 Н/м), на который

наклеивалась частица SmCo магнита размером 10 мкм. Для СВЧ накачки образцов использовался перестраиваемый генератор "SPS-20" (компания «Спектран», г. Саратов), излучение которого модулировалось по амплитуде на частоте, соответствующей резонансной частоте механических колебаний кантилевера. Мощность СВЧ накчки равнялась 20 dBm. Образец располагался на планарной закороченной полосковой линии в пучности магнитного СВЧ поля. При этом магнитная составляющая поля накачки была направлена вдоль короткой оси полосок. Внешнее подмагничивающее поле создавалось с помощью электромагнита постоянного тока (с рабочим диапазоном полей до 3 кГс) и было направлено вдоль длинной оси полосок. Измерения проводились в вакууме (10⁻³ Тор), при этом добротность механических колебаний кантилевера составляла 950.



Рис. 1. СЭМ изображение участка массива микрополосок NiFe

Результаты и обсуждение

МРСМ измерения проводились с применением двух зондов. У первого зонда магнитный момент был направлен преимущественно вдоль нормали к поверхности образца, а у второго преимущественно перпендикулярно к нормали образца. Зонды располагались над центральной областью одной из микрополосок. МРСМ сигнал снимался в зависимости от величины подмагничивающего поля. На рис. 2 приведены МРСМ спектры, полученные для случая, когда зонд намагничен перпендикулярно поверхности образца для расстояний L=3; 1.5; 1; 0.5 мкм. Как видно из рисунка, при больших L в спектре МРСМ наблюдается три пика в области полей 15, 45 и 80 мТ. По мере сближения зонда и образца наблюдается сдвиг этих пиков в область больших полей и одновременно формирование провала в 10 мТ.



Рис. 2. МРСМ спектры ФМР микрополосок NiFe для случая, когда зонд намагничен по оси x, зарегистрированные при различных расстояниях между зондом и образцом. Цифрами пронумерованы наблюдаемые резонансы

На рис. 3 представлены экспериментальные МРСМ спектры массива микрополосок, полученные с применением зонда, у которого магнитный момент был направлен преимущественно вдоль поверхности образца и совпадал с длинной стороной микрополоска. Из рис. 2 видно, что когда зонд располагается высоко над образцом (L = 3 мкм), в спектре наблюдается широкий провал вблизи значения поля 30 мТл. При уменьшении расстояния L до 1 мкм наблюдается расщепление резонанса на два - в области 33 мТл и в области поля 17 мТл. Кроме того, в данном спектре начинают проявляться два дополнительных резонанса, которые становятся хорошо

видны при дальнейшем приближении зонда к образцу.



Рис. 3. МРСМ спектры ФМР микрополосок NiFe для случая, когда зонд намагничен вдоль поверхности образца, зарегистрированные при различных расстояниях между зондом и образцом равных (снизу вверх) 0.5 мкм, 1 мкм и 3 мкм. Спектры сдвинуты по вертикальной оси для удобства сравнения. Цифрами пронумерованы наблюдаемые резонансы.

Сложная форма спектра в обоих случаях связана с тем, что подмагничивающее поле, в котором находится микрополоска, и величина которого определяет условия ФМР, складывается из поля электромагнита и поля магнитного зонда. Для понимания формы спектра нужно также учитывать знак градиента магнитного поля, определяющий знак магнитной силы. Градиент магнитного поля может быть разным в различных областях образца, соответственно ФМР этих областей может проявляться в спектре, как в виде пика, так и в виде провала.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10254).

- 1. F. Guo, L. M. Belovs and R. D. McMichael // Physical Review Letters, **110**, 017601 (2013).
- 2. O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletov *et. al.* // Physical Review B, **78**, 144410 (2008).
- 3. G.R. Aranda G.N. Kakazei, J. González, K.Y. Guslienko // Journal of Applied Physics, **116**, 093908, (2014).

Магнитно-резонансный силовой микроскоп на базе C3M комплекса "Solver HV"

Е.В. Скороходов¹, М.В. Сапожников¹, А.Н. Резник¹, В.В. Поляков², В.А. Быков², А.П. Володин³, В.Л. Миронов¹*

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680, Россия. 2 NT-MDT Spectrum Instruments, проезд № 4922, 4 стр. 3, г. Москва, Зеленоград, 124460, Россия 3 KU Leuven, Afdeling Vaste-stoffysica en Magnetisme, Celestijnenlaan 200 D, BE-3001 Leuven, Belgium *mironov@ipmras.ru

Обсуждаются конструкция и принципы работы магнитно-резонансного силового микроскопа (MPCM), созданного на базе вакуумного сканирующего зондового микроскопа "Solver-HV". Данный прибор предназначен для исследования локальных CBЧ свойств ферромагнитных и наноструктур в диапазоне частот 0.1 – 20 ГГц и во внешнем магнитном поле до 0.35 Тл.. Приводятся результаты исследований ферромагнитного резонанса в микрополосках пермаллоя.

Базой разработанного нами МРСМ является вакуумный сканирующий зондовый микроскоп «Solver HV» («NT-MDT Spectrum Instruments», Зеленоград) [1]. Схема измерительной части МРСМ и еè сопряжение с вакуумной камерой приведена на внешний вид измерительной рис. 1, части изображен на рис. 1. Микроскоп расположен в вакуумной камере (1) цилиндрической формы с возможностью откачки турбовакуумным насосом до остаточного давления 10⁻⁵ Торр. На нижнем фланце вакуумной камеры (2) на основании (3) установлен электромагнит (4) с магнитопроводом подковообразной формы (5). Вокруг магнита расположена платформа (6), выполненная из дюралюминия. Платформа установлена на трех опорах, позволяющих регулировать положение платформы по вертикали (7). В зазоре магнита расположен держатель образца (8), представляющий собой короткозамкнутую полосковую линию, служащую для СВЧ накачки СВЧ мощность подводится образца. к микрополосковой линии с помощью коаксиального кабеля (9) через боковой фланец (10) с уплотнением из вакуумной резины. В МРСМ используется модифицированная измерительная головка «SFV102NTF/М» («NT-MDT Spectrum Instruments») (11), выполненная из немагнитных Размер максимальной материалов. области сканирования 100×100 мкм². Динамический диапазон перемещений по оси z составляет ± 6 мкм. Головка установлена на платформе (6), с возможностью перемещения в плоскости образца с помощью шаговых двигателей (12),расположенных под опорами (13) головки.



Рис. 1. Схема конструкции установки МРСМ



Рис. 2. Внешний вид измерительной части МРСМ. Нумерация элементов соответствует нумерации на рис. 1
Диапазон перемещений головки в плоскости ± 2 мм, минимальный шаг позиционирования – 0.1 мкм. Наблюдение рабочего промежутка МРСМ осуществляется через стеклянное окно (14) в верхнем фланце вакуумной камеры с помощью длиннофокусной оптической системы «ОРТЕМ 125» («QIOPTICS», ZOOM NY, USA) с видеокамерой и монитором «Sony». Вакуумная камера с микроскопом размещается на виброизолирующей платформе «Halcyonics» («HALCYONICS» GmbH, Germany), обеспечивающей активное подавление вибраций в полосе частот 0.6-100 Гц.

MPCM Нами были проведены тестовые исследования ΦΜΡ массива планарных пермаллоя (Ni80Fe20, микрополосок далее обозначается как NiFe), изготовленных методом взрывной литографии [1,2]. Полоски имели размеры 3000 × 500 × 30 нм³ и были упорядочены на прямоугольной решетке с периодом 6 мкм в направлении длинной оси и 3.5 мкм в направлении короткой оси полосок. В качестве МРСМ датчика использовался стандартный кантилевер NSG-1 (резонансная частота 9.2 kHz, жесткость консоли 0.03 Н/м), на который наклеивалась магнитная частица CoSm диаметром 10 мкм. Образец располагался на планарной полосковой линии так, что магнитная составляющая СВЧ поля накачки была направлена вдоль короткой оси полосок. Внешнее подмагничивающее поле Η было ориентировано вдоль длинной оси полосок, перпендикулярно полю накачки. В качестве МРСМ спектров регистрировались зависимости амплитуды колебаний кантилевера от внешнего поля. Накачка образца производилась на частоте $f = 5.8 \ \Gamma \Gamma \mu$ с мощностью 20 дБм. СВЧ поле модулировалось по амплитуде на резонансной частоте кантилевера 9.2 кГц. Измерения проводились в вакууме (10⁻³ Торр). Добротность кантилевера составляла 1000. Магнитный момент зонда был направлен вдоль поверхности образца параллельно длинной стороне полосок. Зонд располагался над центральной областью одной из микрополосок. Пример экспериментального МРСМ спектра приведен на рис. 3. В спектре наблюдается широкий провал вблизи значения поля 30 мТл, соответствующий квазиоднородному ΦΜΡ микрополоске. MPCM изображение участка массива микрополосок приведено на рис. 4.



Рис. 3. МРСМ спектр ФМР микрополоски NiFe



Рис. 4. МРСМ изображение участка массива микрополосок. Пунктирными линиями показаны положения микрополосок. Размер кадра 11 × 4 мкм

Параметры эксперимента были выбраны соответствующими резонансу микрополоски. Частота накачки составляла 5.8 ГГц, подмагничивающее поле –30 мТл, расстояние между зондом и образцом - 1 мкм.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-02-10254).

- Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, А.Н. Резник, В.В. Поляков, В.А. Быков, А.П. Володин, В.Л. Миронов, Приборы и Техника Эксперимента (направлена в печать).
- Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников,
 В.Л. Миронов, Письма в ЖТФ, 44(5), 49 (2017).

Возможности АСМ по оценке морфологии продуктов MH/ALD

Е.А. Соснов^{*}, А.С. Кочеткова

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Московский пр., 26, Санкт-Петербург, 190013. * sosnov@lti-gti.ru

На базе авторских экспериментальных и литературных данных проведен анализ возможностей ACM по исследованию протекания процессов MH/ALD и оценке морфологии и свойств тонких покрытий, формирующихся на поверхности матриц различной химической природы и строения.

Активно разрабатываемые с 1960-х годов технологии направленного синтеза твердых веществ по методу Молекулярного Наслаивания (МН) (в англоязычной литературе – Atomic Layer Deposition (ALD)) позволяют формировать на поверхности материалов различного состава и пространственного строения наноструктуры и покрытия наноразмерной толщины с заданным строением, физикохимическими и эксплуатационными свойствами. Экспериментальное подтверждение факта протекания процесса синтеза и оценка состава формирующихся на поверхности матрицы покрытий базировались только на результатах химико-аналитических исследований, либо, в случае плоских подложек, – на основе данных эллипсометрии.

Появление зондовой микроскопии, – в первую очередь атомно-силовой микроскопии (ACM), обладающей высокой чувствительностью и разрешающей способностью в нанометровом диапазоне и широким спектром исследуемых физико-химических характеристик, вызвало активное применение этого метода для анализа морфологии поверхности сформированных в ходе MH/ALD покрытий.

В данном сообщении на базе авторских экспериментальных и литературных данных проведен анализ возможностей ACM по исследованию протекания процессов MH/ALD и оценке морфологии и свойств тонких покрытий, формирующихся на поверхности матриц различной химической природы и строения (плоские моно-/поликристаллические или аморфные матрицы, дисперсные материалы, высокопористые материалы с регулярной и нерегулярной структурой пор). Особенность процесса МН – проведение попеременного химического модифицирования поверхности твердотельной матрицы, содержащей активные функциональные группы, низкомолекулярными реагентами в условиях максимального удаления от химического равновесия. В процессе синтеза проявляются четыре структурно-размерных эффекта (монослоя, перекрывания подложки, многокомпонентной системы и эффект взаимного согласования структуры поверхности подложки и наращиваемого слоя), возникающие при различном числе циклов обработки и использовании различных низкомолекулярных реагентов и приводящие к изменению физико-химических свойств матрицы [1, 2].

В работе рассмотрены особенности пробоподготовки и ACM-исследования высокодисперсных и высокопористых материалов, проанализирована практика и оценена информативность применения ACM для исследования продуктов MH/ALD, синтезированных на поверхности матриц с различными структурными характеристиками. Рассмотрена взаимосвязь эффектов MH/ALD с аналитическими возможностями ACM и показаны возможности ACM по выявлению механизмов протекающих в ходе MH/ALD процессов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (проект 16.1798.2017/4.6)

- 1. В.Б. Алесковский, Стехиометрия и синтез твердых соединений. Л.: Наука, 1976, 140 с.
- А.А. Малыгин, А.А. Малков, Е.А. Соснов // Известия Академии наук. Серия химическая, N 11, 1939 (2017).

АСМ исследование биоразлагаемых полимерных наноконтейнеров и наночастиц, загруженных фотосенсибилизаторами

Т.Е. Суханова^{1,2*}, М.Э. Вылегжанина¹, С.В. Валуева¹, Т.К. Мелешко¹, И.А. Иванов¹, Е.Р. Гасилова¹, А.П. Филиппов¹, А.В. Якиманский¹, М.Л. Гельфонд³

1 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт высокомолекулярных соединений РАН, В. О. Большой пр., д. 31, Санкт-Петербург, 199004.

2 Федеральное государственное унитарное предприятие «Научно-исследовательский институт синтетического каучука имени академика С.В. Лебедева», ул. Гапсальская, д.1, Санкт-Петербург, 198035.

3 Институт онкологии имени Н.Н.Петрова, Министерство здравоохранения РФ, Санкт-Петербург, 197758.

*tat_sukhanova@mail.ru

Методами АСМ и динамического светорассеяния (ДСР) изучены новые водорастворимые амфифильные полимерные «щетки» с полиимидной основной цепью и с гомо- илидиблоксополимерными боковыми цепями на основе полиметакриловой кислоты. Обнаружено, что в зависимости от состава, размеров и плотности прививки боковых цепей водные растворы этих систем обладают разной способностью к самоорганизации, приводящей к формированию наноструктур различной морфологии – плотных сферических мицелл, червеобразных цилиндрических мицелл, или везикул, которые могут быть использованы для создания наноконтейнеров или нано- и микрокапсул. При «загрузке» таких структур фотосенсибилизаторами (ФС), синтезированные материалы приобретают свойства, необходимые для диагностики и лечения онкологических заболеваний методом фотодинамической терапии. В докладе представлены результаты определения молекулярно-конформационных и морфологических характеристик как самих сополимерных «щеток», так и бинарных систем «щетки»/ФС или «щетки»/наночастицы.

Введение

Полимерные «щетки» представляют интерес в нанобиотехнологических разработках для создания на их основе наноконтейнеров и нано- и микрокапсул в целях солюбилизации гидрофобных препаратов, адресной доставки лекарственных веществ и пролонгации их воздействия на организм. Возможность «загружать» такие системы фотосенсибилиза-торами (ФС), обладающих способностью к избирательному накоплению (тропностью) в опухолевой ткани и/или наночастицами (НЧ), позволяет получать материалы, обладающие фоточувствительными свойствами, необходимыми при лечении методом фотодинамической терапии (ФДТ). Метод основан на возбуждении ФС каким-либо видом излучения, приводящему к образованию цитотоксических агентов - синглетного кислорода и свободных радикалов, вызывающих разрушение опухолевой ткани [1].

Одними из наиболее эффективных ФС являются хлорины, которые характеризуются сильным возрастанием интенсивности длинноволновой полосы и ее смещением в красную область по сравнению с порфиринами. Наиболее перспективными являются водорастворимые отечественные препараты Фотодитазин и Радахлорин (см. схему 1). Целью работы было исследование молекулярноконформационных и морфологических характеристик сополимерных «щеток» и бинарных систем «щетки»/ФСили «щетки»/НЧ методами АСМ и ДСР.



Схема. 1. Химическая труктурафотосенсибилизатора Радахлорин

Материалы и методы

Синтез образцов водорастворимых амфифильных полимерных щеток с полиимидной (ПИ) основной цепью и боковыми цепями полиметакриловой кислоты (ПМАК) осуществляли через промежуточное образование регулярно привитого сополиимида с боковыми цепями поли-*трет*-бутилметакрилата (ПИ-прив-ПТБМА). Применяли способ «прививка от» в сочетании с методом радикальной полимеризации с переносом атома (ATRP) в присутствии каталитических комплексов на основе хлорида меди. В результате полного кислотного гидролиза *трет*-бутилметакрилатных звеньев боковых цепей ПТБМА получали соПИ с гидрофильными звеньями ПМАК в боковых цепях. Были получены образцы с различной плотностью прививки и длиной боковых цепей [2].

Морфологические исследования проводили на атомно-силовом микроскопе NanotopNT-206 (ОДО «Микротестмашины», Беларусь). Измерения выполняли в контактном режиме в атмосферных условиях с использованием кремниевых кантилеверов NSC11/AlBS с коэффициентом жесткости k = 3.0 H/м и радиусом кривизны кончика острия 10 нм. Гидродинамические радиусы наноструктур ($R_{\rm h}^{*}$) определяли методом ДСР на корреляционном спектрометре PhotoCorComplex (на длине волны λ =632.8 нм). Величину гидродинамических радиусов R_h^* (таблица 1) рассчитывали из значений коэффициентов диффузии (D^{*}) по уравнению Эйнштейна – Стокса $R_h^* = kT/6\pi \eta_0 D^* (\eta_0 - \eta_0)$ вязкость растворителя, к-константа Больцмана, Ттемпература).

Результаты и обсуждение

В качестве примера на Рис. 1 приведены ACM изображения топографии поверхности пленок ПИприв-ПТБМА со степенью прививки 78% (1), 49% (2) и 100% (3). Для образцов 1 и 2 характерны сферические образования диаметром 80-250 нм. В случае 100% прививки (3) наблюдается сетчатая морфология. При образовании комплексов с Радахлорином морфология наносистем кардинально изменяется (4-6), что обусловлено различным характером процесса самоорганизации в зависимости от степени прививки боковых цепей в соПИ «щет-ках».

Таблица1. Молекулярно-конформационные характеристики «щеток» (1-3) и бинарных систем «щетки»/Радахлорин

(4-0).							
N⁰	R _h ,	R _{g,}	ρ*	N⁰	R _h ,	R _{g,}	ρ*
обр.	HM	HM		обр.	HM	HM	
1	41.3	66.2	1.6	4	33	43	1.3
2	41.3	66.2	1.6	5	38	35	0.9
3	193.5	185.7	1.0	6	44	47	1.1

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 17-53-61026 Египет_а.

- T.E.Sukhanova, M.L.Gelfond, V.A.Bershtein, *et al.*, Ch. 9 in «Photodynamic Therapy: Fundamentals, Applications and Health Outcomes». Nova Science Publishers, Inc., New York. USA. Ed. A. G. Hugo. P. 207-224 (2015).
- Т.Е. Суханова, С.В. Валуева, И.В. Иванов, и др. // Нанотехнологии: наука и производство. № 4 (2017).



Рис. 1. АСМ изображения топографии поверхности тонких пленок, полученных из водных растворов соПИ «щеток» (1-3) и комплексов «щетки»/Радахлорин (4-6)

Исследование перемагничивания пленок CoPt. Бесконтактная MCM микроскопия. Магнитная и токовая перестройка доменной структуры

М.П. Темирязева^{1*}, А.В. Здоровейщев^{2§}, О.В. Вихрова², Е.Н. Миргородская¹, А.Г. Темирязев¹

1 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190 2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950. *mtemiryazeva@gmail.com, §zdorovei@nifti.unn.ru

Представлена методика однопроходной бесконтактной магнитно-силовой микроскопии, позволяющая контролируемым образом менять расстояние между зондом и образцом. Приведены результаты экспериментов по изменению под действием импульсов тока магнитных и электрических параметров структуры: пленка CoPt на сапфировой подложке.

Бесконтактная МСМ микроскопия.

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) является весьма эффективным инструментом исследования свойств магнетиков. Особенностью МСМ является возможность воздействия магнитного поля зонда на изучаемый объект. Такое воздействие может приводить к существенной перестройке доменной структуры. В ряде случаев этот эффект можно использовать для целенаправленного локального перемагничивания, однако в общем случае он является паразитным и приводит к искажению получаемых данных. Особенно важно учитывать это при исследовании магнитно-мягких материалов. Пленки CoPt, как правило, обладают достаточно низкой коэрцитивностью, поэтому этот вопрос особенно актуален при использовании МСМ для визуализации доменных структур в таких пленках.

Отметим, что для уменьшения влияния зонда часто вместо стандартной для MCM двух-проходной методики используют одно-проходную, т. е. выполняют сканирование по плоскости (или поверхноти второго порядка), расположенной над поверхностью образца. При стандартной реализации однопроходной методики требуется предварительно получить информацию о расположении (наклоне) плоскости образца, для чего выполняется обход исследуемой площади в полуконтактном режиме. Зонд при этом приближается близко к поверхности, что может уже на этом этапе привести к искажению исходной доменной структуры. Рис. 1 иллюстрирует подобную ситуацию. Представлено MCM изображение пленки CoPt, которая была предварительно насыщена во внешнем магнитном поле. При выполнении одно-проходного сканирования можно видеть следы перемещения зонда в полуконтактном режиме.



Рис. 1. След от прохода зонда на магнитном изображении пленки CoPt

Очевидно, что одним из способов избежать подобных паразитных эффектов может быть сканирование, при котором зонд никогда не приближается близко к поверхности. Мы предлагаем использовать в этих целях режим, основанный на дальнодействующем электростатическом взаимодействии зонда с образцом. Создав разность потенциалов между зондом и пленкой, можно по резонансной частоте (или фазе) колебаний кантилевера достаточно точно контролировать расстояние до поверхности. Подобный подход позволил получить серию МСМ изображений перехода пленки CoPt из начального практически насыщенного состояния (рис. 2(a)) в почти размагниченное (рис. 2(b)) и далее в намагниченное в обратную сторону. В данном случае изменение доменной структуры происходило под воздействием поля зонда, постепенно приближавшегося к поверхности. Меняя расстояние до поверхности, можно было с помощью одного и того же зонда (имеющего относительно большой магнитный момент) либо перестраивать доменную структуру, либо регистрировать эту перестройку. Если же нет цели — перемагнитить образец зондом, то при исследовании магнитно-мягких пленок целесообразней использовать зонды с очень малым магнитным моментом. Данный подход мы применили в экспериментах по изучению влияния тока на доменную структуру пленок CoPt.



Рис. 2. Перемагничивание пленки CoPt зондом

Перестройка доменной структуры под действием тока.

На рис. 3 представлена экспериментальная структура. С помощью фотолитографии и плазменного травления в атмосфере Ar из сплошной пленки CoPt на подложке из сапфира была сформирована полоска шириной 20 мкм — рис. 3(а). Далее алмазным зондом атомно-силового микроскопа были сделаны две прорези на расстоянии в 1 мкм рис.3(b). Спецификой структур, сделанных таким способом, является возможность одновременно наблюдать за изменением доменной структуры как в области большой плотности тока (между прорезями), так и вне ее.



Рис. 3. Токоведущая структура. Область, выделенная белым прямоугольником на фотографии (а), представлена на ACM скане (b). Черным квадратом выделена область сканирования, представленная на рис. 4

Приведем некоторые предварительные результаты экспериментов по воздействию импульсов тока на магнитную структуру. Одиночные импульсы длительностью 30 мкс с плотностью тока порядка 10⁸ А/см² приводят к локальной, зависящей от направления тока, перестройке доменов в отдельных областях одно-микронной полоски. Кардинальное изменение магнитной структуры наблюдается после подачи длительной серии импульсов. На рис. 4 видно, что в центральной области скана размеры доменов существенно меньше исходных (слева и справа от полоски). Отметим, что авторы работы [1] использовали серию импульсов для зарождения скирмионов, объясняя механизм воздействия особенностями перемагничивания при нагреве. В нашем случае преобразование доменной структуры связано, видимо, с изменением магнитных параметров пленки, в частности, ее коэрцитивности. При этом данный эффект крайне локализован домены вне полоски, отстоящие от нее на несколько десятков нанометров никак не меняются.



Рис. 4. Топография (а) и магнитная структура (b)

Исследование структуры методом зонда Кельвина выявило еще один, достаточно неожиданный результат. Было обнаружено, что после прохождения импульса тока меняется потенциал поверхности. Механизм подобного явления требует дальнейшего исследования. На данном этапе мы можем лишь констатировать, что под действием тока большой плотности происходят изменения не только магнитных, но и электрических характеристик структуры.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания - проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (грант 16-07-01102_а).

Литература

[1] W. Legrand et al. Nano Lett. 2017, 17, 2703–2712

Наблюдение фазового перехода в кристаллах триглицинсульфата *in situ* методом микроскопии пьезоэлектрического отклика

А.Л. Толстихина, Р.В. Гайнутдинов, Н.В. Белугина

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский просп. 59, Москва, 119333. alla@ns.crys.ras.ru

Приведены результаты исследования фазового перехода сегнетоэлектрического кристалла триглицинсульфата (TGS) методом сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика *in situ* в контактном режиме. В критической области фазового перехода – в пределах одного градуса вблизи температуры Кюри впервые обнаружено образование метастабильной одномерной квазипериодической поляризованной структуры в виде ламелей почти одинаковой ширины. Расчет двумерных корреляционных функций позволил определить период структуры и проанализировать температурную динамику кристалла TGS в критической области.

Введение

Монокристалл триглицинсульфата (TGS) - хорошо известный классический одноосный сегнетоэлектрик, испытывающий фазовый переход второго рода (температура Кюри $Tc \approx 49^{\circ}$ C) с изменением симметрии. Несмотря на большое количество работ по исследованию фазового перехода в TGS, до сих пор еще не полностью понятен механизм, посредством которого создается спонтанный дипольный момент, остаются неизученными на наноскопическом уровне процессы возникновения полярного состояния при охлаждении и разрушения сегнетоэлектрических доменов при нагреве. Наименее изученной осталась узкая область вблизи Тс. В настоящей работе мы представляем результаты исследования начальных стадий процесса образования поляризованной структуры на поверхности (010) кристалла TGS непосредственно при переходе из параэлектрической в сегнетоэлектрическую фазу в узкой области - в пределах одного градуса вблизи Тс методом сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (МПО) in situ.

Методика эксперимента

Кристаллы TGS (номинально чистые – химического состава (NH₂CH₂COOH)₃·H₂SO₄) были выращены в парафазе в Институте кристаллографии РАН. Перед проведением экспериментов кристаллы сначала отжигали на воздухе при T = 110 °C в течение 2-х часов для гомогенизации структуры. Исследовали поверхность (010), полученную свежим сколом в воздушной среде. Температуру фазового перехода Tc = 49.5 °C определяли по данным измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости.

Поверхность изучали в контактном режиме при приложении переменного электрического поля V_{ac} .с амплитудой 1 В и частотой 371 кГц к проводящему зонду (радиус закругления острия 20 нм) кремниевого кантилевера (марка SCM-PIT, частота f = 75 кГц, постоянная жесткости k = 2.8 Н/м, Bruker; максимальная сила взаимодействия зондового датчика с поверхностью 270 нН) путем измерения сигнала электромеханического отклика Н_ω материала. Температурную динамику доменной структуры при охлаждении в интервале температур 50 – 47 °C изучали на микроскопе NTEGRA Prima (НТ-МДТ) с помощью температурного столика. В течение 30 мин температура поддерживалась постоянной, а затем опускалась, и через равные интервалы фиксировались происходящие изменения.

Результаты и обсуждение

Методом МПО *in situ* получены изображения, отражающие эволюцию поверхностной структуры TGS в процессе фазового перехода. Образование поверхностной поляризованной структуры в виде вытянутых тонких ламелей зафиксировано при $T \approx$ 49.5 °C в условиях медленного охлаждения и выдержки образца перед сканированием (рис.1). Ши-

рина ламелей $w \approx 50 \pm 10$ нм (светлый контраст). При снижении температуры до 49.2 °С ламели укрупняются, их ширина и ее разброс увеличиваются до $w \approx 150 \pm 47$ нм. Фурье-преобразование фазовых изображений вертикального пьезоотклика показало, что в непосредственной близости к точке фазового перехода $Tc - l^{\circ} < T < Tc$ образуется квазипериодическая одномерная поляризованная структура, которая характеризуется повторяемостью полос одинаковой ширины с небольшим случайным разбросом вокруг среднего значения. При удалении от точки фазового перехода на градус и более пропадают явные признаки квазипериодичности структуры, значительно увеличиваются ширина полос и разброс значений ширины от среднего (идет образование обычных сегнетоэлектрических 180° – доменов и их рост).



Рис. 1. Метастабильная квазипериодическая поляризованная структура, проявляющаяся на поверхности (010) кристалла TGS при фазовом переходе

По МПО-изображениям для различных температур был проведен расчет двумерных корреляционных функций, из которых был определен период поляризованной структуры в направлении, перпендикулярном длинной оси ламелей. Двумерная корреляционная функция квазипериодической структуры обнаруживает осцилляции сигнала, интенсивность которых максимальна вблизи центрального пика. Аналогичный вид функции наблюдается в случае ACM-изображения калибровочной решетки – тестовой двумерной периодической структуры. Расстояние между максимумами центрального и соседнего пиков соответствует среднему значению периода структуры, который представляет собой суммарную ширину светлой и темной ламели. Отклонение от периодичности оценено из отношения интенсивностей центрального и соседнего пиков. При снижении температуры в пределах одного градуса вблизи Тс период полосчатой структуры увеличивается от 124 до 866 нм почти пропорционально изменению температуры. Квазипериодическая структура – метастабильная – существует только в узком температурном диапазоне в непосредственной близи точки фазового перехода. Наиболее четко квазипериодичность структуры проявляется в температурном диапазоне $T \approx Tc - 0.2^{\circ}$.

Наблюдаемый на поверхности (010) в диапазоне температур $Tc - l^{\circ} < T < Tc$ фазовый переход на наноскопическом уровне можно описать как процесс спонтанного образования в параэлектрической фазе поляризованных областей, обладающих элементами ближнего порядка, их рост и формирование промежуточной квазипериодической одномерной структуры в виде ламелей с одинаковой шириной. Этот результат согласуется с данными по рентгеновскому и нейтронному диффузному рассеянию, которые указывают на образование в TGS при фазовом переходе структуры ближнего порядка, предшествующей зарождению низкотемпературной сегнетоэлектрической фазы (точечная группа симметрии 2) [1].

Работа выполнена в рамках бюджетного финансирования и частично при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Наноструктуры, физика, химия, биология, основы технологий».

Литература

 J. M. Hudspeth • D. J. Goossens • T. R. Welberry, M. J. Gutmann. // J Mater Sci 48:6605–6612 (2013).

Туннельная интерферометрия и измерение толщины ультратонких плёнок Pb(111)

С.С. Уставщиков¹, А.В. Путилов¹, А.Ю. Аладышкин^{1,2,*}

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина 23, Россия.

*aladyshkin@ipmras.ru

Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (CTM) и спектроскопии (CTC) изучены спектры дифференциальной туннельной проводимости для ультратонких пленок свинца, выращенных на монокристаллах кремния Si(111)7×7, с толщиной от 9 до 50 монослоев. Для подобных систем характерно существование локальных максимумов туннельной проводимости, причем положение максимумов дифференциальной проводимости определяется спектром размерно-квантованных состояний электронов в металлическом слое и, следовательно, локальной толщиной слоя. Показано, что особенности микроструктуры подложек, такие как ступени моноатомной высоты, дефекты структуры и инородные включения, покрытые слоем свинца, могут быть визуализированы методом модуляционной СТС.

Введение

В данной работе [1] исследована возможность определения толщины Рb плèнок и визуализации особенностей микроструктуры подложки (ступени моноатомной высоты, инородные включения) под Рb слоем методом низкотемпературной модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии.

Экспериментальная методика

Подготовка поверхности подложек, термическое осаждение Pb и исследование электрофизических свойств Рb наноструктур были проведены на сверхвысоковакуумном измерительном комплексе UHV LT SPM Omicron Nanotechnology. Рельеф сформированных структур был исследован методом СТМ при температуре 78 К в режиме удержания заданного туннельного тока I при постоянном потенциале образца V относительно зонда (W иглы). Электронные свойства Pb наноструктур были исследованы методом СТС, заключавшемся в измерении локальных *I-V* характеристик при фиксированном положении иглы. Кроме этого методом модуляционной туннельной спектроскопии были получены карты локальной дифференциальной проводимости dI/dV как функции координат для заданного среднего напряжения путем выделения переменной компоненты I на частоте модуляции потенциала зонда *f*₀=11.111 кГц.

Термическое осаждение Рb выполнялось в два этапа. Сначала на предварительно подготовленную поверхность Si(111)7×7 с помощью электроннолучевого испарителя EFM3 напыляли свинец (производитель Alfa Aesar, чистота 99.99 %) при давлении 2×10^{-10} мбар со скоростью порядка 0.01 нм/мин при комнатной температуре в течение 6 мин. Такая процедура обеспечивала формирование аморфного смачивающего Pb-слоя без островков, что было подтверждено последующим CTM-анализом. Затем для получения двумерных Pb-островков на смачивающий слой осаждали свинец при давлении 6×10^{-10} мбар со скоростью порядка 0.5 нм/мин при комнатной температуре в течение 4 мин.

Основные результаты

На рис. 1а представлено типичное топографическое изображение ультратонкого Pb островка. Минимальное изменение высоты террас следует отождествить с толщиной монослоя (monolayer, ML) атомов свинца: $d_{\rm ML} = 0.28 \pm 0.01$ нм. Хорошо известно, что зависимость дифференциальной туннельной проводимости dI/dV от V для ультратонких Pb пленок характеризуется наличием хорошо определенных пиков, причем положение этих пиков зависит от локальной толщины Pb слоя. Такая взаимосвязь интерпретируется в терминах резонансного туннелирования электронов через уровни размерного квантования в квазидвумерном электронном газе.

На рис. 1 представлены результаты исследования топографии и локальной дифференциальной проводимости Pb наноостровков с использованием методики модуляционной СТС. Сравнивая топографическое изображение (рис. 1а) и карты локальной плотности состояний на различных энергиях (рис. 1с-d), легко заметить, что участки с одинаковой толщиной Pb слоя соответствуют участкам одинаковой интенсивности на картах дифференциальной проводимости. Этот факт позволяет идентифицировать террасы Pb островков с одинаковой толщиной в даже том случае, когда островок располагается на сложной системе моноатомных ступеней подложки или когда выбранная область сканирования не полностью захватывает островок с окружающим его смачивающим слоем. Например, сканирование при V~+0.6 В позволяет выявить террасы с нечетным числом монослоев относительно уровня смачивающего слоя, поскольку именно для таких террас один из пиков проводимости лежит вблизи +0.6 В [1]. Следует отметить, что метод модуляционной СТС позволяет выявлять скрытые детали изображения (например, ступени в подложке и дефекты), полностью закрытые слоем металла и потому невидимые на топографическом изображении.



Рис. 1. (а) СТМ-изображение участка поверхности Pb/Si(111)7×7 размером 690×690 нм², полученное при V=+0.40 В и *I*=300 пА. (b) Схематическое представление структуры исследованного участка поверхности, тонкими сплошными и пунктирными линиями показаны ступеньки моноатомной высоты в подложке Si(111), цифры указывают номинальную толщину Pb в единицах d_{ML} . (c)–(e) карты дифференциальной проводимости *dl/dV* (средний туннельный ток *I*=300 пА, амплитуда модуляции потенциала иглы 50 мВ, частота 11.111 кГц) при различных смещениях: +0.90 B (c), +0.60 B (d) и +0.30 B (e); более яркие (темные) области на рисунках соответствуют большей (меньшей) туннельной проводимости

Положение уровней размерного квантования E_n для электронов в одномерной потенциальной яме определяется правилом квантования Бора — Зоммерфельда, поэтому для ямы с бесконечно высокими стенками и для состояний с энергиями вблизи уровня Ферми получаем

$$E_n \approx E_F + \hbar v_F \cdot \left(\frac{\pi}{d_{ML}} n - k_F\right), \tag{1}$$

где v_F и k_F – фермиевская скорость и импульс, n – номер уровня. Легко показать, что отношение λ_F/d_{ML} близко к 4/3, где $\lambda_F \approx 0.394$ нм. Следовательно, для электронных состояний с $E \approx E_F$ справедливо утверждение: энергия состояния с индексом n для пленки толщиной N монослоев должна быть близка к энергии состояния с индексом n+3 для пленки толщиной N+2 монослоев. Используя (1), запишем энергию состояний для целочисленного индекса p=2n-3N:

$$E_p \approx E_F + \hbar v_F \cdot \left(\frac{3}{2} \frac{\pi}{d_{ML}} \frac{(N+p/3)}{N} - k_F\right). \quad (2)$$

Следовательно, в этой модели энергия состояний с p=9 не должна зависеть от толщины

$$E_{p=9} - E_F = \frac{\hbar^2 k_F}{m^*} \cdot \left(\frac{3}{2} \frac{\pi}{d_{ML}} - k_F\right) \approx 0.7 \text{ B.}$$
 (3)

Положение наблюдаемых для Pb пленок с нечетнымчислом монослоев относительно уровня смачивающего слоя пиков проводимости, лежащих в интервале от 0.6 эВ до 0.7 эВ, хорошо согласуется с оценкой (3).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 15-42-02416 и 16-02-0727) и Российского научного фонда (проект 15-12-10020).

Литература

1. Уставщиков С.С., Путилов А.В., Аладышкин А.Ю. // Письма в ЖЭТФ, т. 106, 476 (2017).

Наблюдение с помощью СТМ связанных состояний дираковских электронов на поверхности Bi₂Se₃

Н.И. Федотов*, С.В. Зайцев-Зотов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009. *nfedotov89@mail.ru

С помощью СТМ демонстрируется формирование связанных состояний двумерных безмассовых дираковских электронов в квантовых ямах, образующися вблизи ступеней и других протяженных дефектов на поверхности топологического изолятора Bi₂Se₃. Экспериментальные выводы подтверждаются численными расчетами на основе модельного гамильтониана для поверхностных состояний топологического изолятора.

Введение

Bi₂Se₃ относится к классу топологических изоляторов [1] — материалов, характеризующихся наличием топологически защищенных поверхностных состояний на фоне запрещенной зоны в объеме. В случае Bi₂Se₃ спектр этих состояний представляет собой конус, вершина которого находится в запрещенной зоне объема. Такие состояния можно описывать двумерным безмассовым гамильтонианом Дирака.

Безмассовые дираковские электроны обладают рядом экзотических свойств. Например, они могут проходить без отражения через потенциальную ступеньку (клейновское туннелирование). В одномерном случае это приводит к невозможности ограничения безмассовых электронов с помощью одного лишь электрического поля. Для двумерной системы возможно существование связанных состояний не только в ямах, но и внутри барьеров [2].

В настоящей работе представлены результаты исследования таких состояний на поверхности Bi₂Se₃ методами низкотемпературной сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии.

Методы

Кристаллы Bi₂Se₃ скалывались in situ в сверхвысоком вакууме (< 10⁻¹⁰ Topp) и помещались в камеру СТМ, поддерживаемую при температуре жидкого гелия. Для измерений использовались туннельные зонды из Pt-Rh проволоки, полученные механическим срезом. Качество зондов проверялось на золотой фольге.

Нормировка кривых дифференциальной туннельной проводимости и определение локального потенциала производились способом, описанным в работе [3].

Численные расчеты производились на основе модельного гамильтониана $H = A\sigma k + U(x)$, где $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y)$ — вектор матриц Паули, k — волновой вектор дираковских электронов, а A = 0.41 эВ·нм для Bi₂Se₃ [1]. Использовался метод конечных разностей.

Результаты

Как было ранее показано [3], на поверхности Bi_2Se_3 вблизи ступеней и других протяженных дефектов происходит изгиб зон, что означает образование потенциальных ям для поверхностных электронов.

На рис. 1 представлены результаты сканирующей туннельной спектроскопии с пространственным разрешением в потенциальной яме вблизи линейного дефекта, представляющего собой выступ высотой 0,12 нм и шириной ~10 нм. Подобные дефекты, по-видимому, являются проявлением захороненных в объеме образца границ зерен (см., например, [4]). Белыми пунктирными линиями обозначены положение точки Дирака поверхностных состояний и примерные положения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны объема. Вблизи V = -0,18 В виден горизонтальный максимум, локализованный в яме, что соответствует наличию связанного состояния.

Аналогичные состояния наблюдаются и вблизи краѐв ступеней. Для выяснения природы этих состояний произведены численные расчеты локальной плотности состояний безмассовых дираковских электронов в потенциальных ямах примерно с теми же параметрами (глубина и ширина), что и в эксперименте.



Рис. 1. Нормированная туннельная дифференциальная проводимость вдоль линии, пересекающей линейный дефект в виде выступа высотой 0,12 нм и шириной ~10 нм. Белые пунктирные линии — положение точки Дирака поверхностных состояний и примерные положения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны объема

На рис. 2 изображены экспериментальная кривая туннельной дифференциальной проводимости *dI/dV*, снятая вблизи ступени на поверхности Bi₂Se₃, а также полученная из численного моделирования кривая локальной плотности состояний для этого случая.

Основные особенности туннельных спектров вблизи ступени — возникновение максимума плотности состояний, образование плато на месте v-образного минимума, соответствующего точке Дирака, а также резкий рост на его краю — воспроизводятся в численном моделировании, причем пик в плотности состояний соответствует состоянию, локализованному в квантовой яме.

Таким образом, в потенциальных ямах, образующихся вблизи дефектов на поверхности топологического изолятора Bi₂Se₃ возникают связанные состояния безмассовых дираковских электронов, проявляющиеся в виде максимумов в СТС-спектрах. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 16-12-10335).



Рис. 2. (а) Туннельный спектр в потенциальной яме вблизи ступени на поверхности Bi_2Se_3 ; (b) результат численного моделирования локальной плотности состояний для ямы, имеющей форму гауссиана $E = E_0 \exp(-x^2/2x_0^2)$ ($E_0 = 0.15$ эB, $x_0 = 7$ нм)

- В качестве обзора см.: Topological Insulators: Fundamentals and Perspectives, Eds.: Frank Ortmann, Stephan Roche, Sergio O. Valenzuela, Laurens W. Molenkamp, Wiley (2015).
- V.A. Yampol'skii *et al.* // New J. Phys., V. 10, 053024 (2008).
- N.I. Fedotov, S.V. Zaitsev-Zotov // Phys. Rev. B V. 95, 155403 (2017).
- Y. Liu, Y. Y. Li, D. Gilks, V. K. Lazarov, M. Weinert, and L. Li // Phys. Rev. Lett., V. 110, 186804 (2013).

Изучение процессов локальной аккумуляции заряда в плѐнках ZrO₂(Y), HfO₂(Y), SiO₂ с наночастицами Au методом Кельвин-зонд микроскопии

Д.О. Филатов¹, И.Н. Антонов², М.Н. Коряжкина^{2,*}, М.А. Рябова¹, М.С. Дунаевский³

1 Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Научно-исследовательский физико-технический институт, ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*mahavenok@mail.ru

Методом сканирующей Кельвин-зонд микроскопии исследована временная динамика пространственного распределения электронов, локально инжектированных из зонда атомно-силового микроскопа в тонкие (толщиной < 10 нм) плѐнки ZrO₂(Y), HfO₂(Y) и SiO₂ с внедрѐнными наночастицами Au на подложках Si. Получены и проанализированы профили потенциала поверхности плѐнок, наведѐнного инжекцией счѐтного (1 – 10) числа электронов в наночастицы Au в зависимости от времени, прошедшего после инжекции.

Введение

В последние годы значительное внимание привлекают исследования наночастиц (НЧ) металлов в диэлектрических матрицах [1, 2]. Это связано с тем, что традиционная флеш-память приближается к пределам своего масштабирования [3]. Внедрение НЧ металлов позволяет создать дискретные области захвата заряда. Считается, что такие устройства имеют большую надежность, меньший размер и энергопотребление по сравнению с флешпамятью на основе плавающих затворов.

В настоящей работе методом сканирующей Кельвин-зонд микроскопии (КЗМ) [4, 5] исследована динамика аккумуляции заряда, локально инжектированного при помощи зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) в тонкие (< 10 нм) пленки ZrO₂(Y), HfO₂(Y) и SiO₂ с внедренными HЧ Au.

Экспериментальная часть

Плѐнки с однослойными массивами НЧ Au формировались на подложках n^+ -Si (100) методом послойного магнетронного осаждения. Плѐнки Au (толщиной ~ 1 нм) осаждались между слоями диэлектрика (толщиной 2 – 8 нм) и отжигались в Ar в течение 1 часа при 450 °C. Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии [6] показали, что в процессе отжига плѐнки Au трансформируются в сферические НЧ диаметром 2 – 3 нм. Исследования процессов аккумуляции заряда

в НЧ Аи проводилось при помощи ACM «Solver Pro» (NT-MDT). Инжекция заряда в НЧ проводилась в контактном режиме путем приложения напряжения ($V_g = 1 - 3$ В) между ACM зондом и n^+ -Si подложкой. Результаты зарядовой модификации изучались методом КЗМ в двухпроходном режиме.



Рис. 1. КЗМ изображения зарядового пятна на поверхности плѐнки ZrO₂(Y) с НЧ Au, полученные в различные моменты времени после инжекции заряда *t*, дней: 0 (а), 1 (б), 2 (в), 3 (г), 4 (д), 5 (е)

Результаты и обсуждение

На рис. 1 а представлены КЗМ изображения поверхности структуры $ZrO_2(Y)$ (8) нм)/Аи (1 нм)/ZrO₂(Y) (2 нм)/Si после точечной инжекции электронов из подложки в НЧ Au при $V_g = 3$ B. После инжекции на КЗМ изображении наблюдается особенность, связанная с электростатическим взаимодействием АСМ-зонда с электронами, локализованными в НЧ Au (зарядовое пятно). На рис. 1 $\delta - e$ приведены КЗМ изображения зарядового пятна на поверхности пленки ZrO2(Y) с НЧ Аи, полученные через равные промежутки времени (1 сутки) после инжекции заряда, а на рис. 2 – профили зарядового пятна. Уменьшение потенциала, наведенного зарядом в НЧ Аи, с течением времени связано с уходом электронов из НЧ Аи в подложку Si через дефекты в слое ZrO₂(Y). Заметим, что ширина профилей зарядового пятна (на уровне 1/2 максимума) практически не зависит от времени, т. е. растекание заряда в плоскости слоя НЧ в данном образце не наблюдалось (в отличие от других образцов). Как следует из рис. 3, величина потенциала Ф_k в максимумах профилей зарядового пятна уменьшалась со временем экспоненциально, время удержания заряда τ составляло для данного образца ≈ 3 дня.

Из величины Φ_k в максимумах профилей потенциала была сделана оценка величины заряда, локализованного в НЧ Аи по методике, изложенной в [7]. При этом учитывалось, что в исследуемых образцах НЧ Аи находились в толще слоя диэлектрика на конечной глубине. Результаты оценки приведены на рис. 3. Из полученных оценок следует, что наблюдаемые на КЗМ изображениях (рис. 1 a - d) зарядовые пятна обусловлены счётным количеством электронов, локализованных в НЧ Аи.



Рис. 2. Динамика профиля потенциала Φ_{κ} зарядового пятна



Рис. 3. Динамика заряда, локализованного в НЧ Аи в плèнке ZrO₂(Y), Q и максимального значения профиля потенциала зарядового пятна Φ_k

Заключение

Результаты настоящей работы экспериментально демонстрируют принципиальную возможность создания в перспективе одноэлектронной нано-флеш памяти, в которой индивидуальные металлические НЧ встроены в подзатворные диэлектрические слои МДП-транзисторов. При размерах канала транзистора ~ 10×10 нм² возможно кодирование битов информации путем инжекции в НЧ единичных электронов. Однако, для практической реализации подобных приборов требуется дальнейшая оптимизация структур с целью увеличения времени удержания заряда в НЧ до ~ 10 лет (параметр, характерный для современной флэш-памяти).

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№ RFMEFI58717X0042).

- 1. Е. В. Гущина, М. С. Дунаевский, П. А. Алексеев *и др. //* ЖТФ, Т. 84, 122, (2014).
- М. С. Дунаевский, П. А. Алексеев, П. А. Дементьев и др. // ЖТФ, Т. 85, 50 (2015).
- 3. J.-S. Lee // Gold Bulletin, V. 43, 189 (2010).
- E. Escasain, E. Lopez-Elvira, A. M. Baro *et al.* // Nanotechnology, V. 22, 375704 (2011).
- M. S. Dunaevskiy, P. Alekseev, P. Girard *et al.* // J. Appl. Phys., V. 110, 084304 (2011).
- O. Gorshkov, I. Antonov, D. Filatov *et al.* // Adv. Mat. Sci. Eng., 2017, 1759469.
- 7. P. Girard // Nanotechnology, V. 12, 485 (2001).

Наблюдение квантоворазмерных эффектов при исследовании резистивного переключения в диэлектрических пленках с наночастицами Au методом туннельной атомно-силовой микроскопии

Д.О. Филатов^{1, *}, И.А. Казанцева², Д.А. Антонов¹, И.Н. Антонов³, М.Е. Шенина¹, О.Н. Горшков^{1,3}

1 Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Физический факультет, ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Научно-исследовательский физико-технический институт, ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

dmitry_filatov@inbox.ru

Методом туннельной атомно-силовой микроскопии (ACM) исследовано резистивное переключение в тонких (5-10 нм) плѐнках в плѐнках ZrO₂(Y), HfO₂(Y), SiO_x (x < 2) и Si₃N₄ с наночастицами (HЧ) Au. В вольт-амперных характеристиках (BAX) индивидуальных филаментов, сформированных под действием потенциала ACM зонда, наблюдались участки отрицательного дифференциального сопротивления (OДC), связанные резонансным туннелированием электронов через размерно-квантованные электронные состояния в HЧ Au с дискретным энергетическим спектром, встроенных в филаменты.

Введение

В настоящее время ведутся интенсивные исследования эффекта резистивного переключения (РП) в тонких пленках диэлектриков, направленные на создание элементов энергонезависимой памяти [1]. Механизм РП в оксидах связан с образованием в слое диэлектрика проводящих шнуров - филаментов из вакансий кислорода (V₀). В [2] методом туннельной атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследовано РП в тонких (3-6 нм) пленках ZrO₂(Y)/Si. В вольт-амперных характеристиках (ВАХ) контакта АСМ зонда к индивидуальным филаментам были обнаружены участки отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), связанные с резонансным туннелированием электронов через дискретные энергетические состояния (изолированные V₀, кластеры V₀ и т. п.), встроенные в фиаламенты.

В настоящей работе методом туннельной ACM исследовано РП в тонких плѐнках $ZrO_2(Y)$, $HfO_2(Y)$, SiO_x (x < 2) и Si_3N_4 с наночастицами (HЧ) Au, встроенными в плѐнки диэлектрика с целью улучшения параметрорв РП. Известно, что НЧ металла являются концентраторами электрического поля в диэлектрических плѐнках, что инициирует зарождение филаментов вблизи НЧ [3].

Экспериментальная часть

Плѐнки диэлектриков толщиной 5–10 нм с однослойыми массивами НЧ Au на подложках n^+ -Si(001) сформированы методом послойного магнетронного осаждения с последующим отжигом [4]. Исследования РП методом АСМ проводились в сверхвысоком вакууме (CBB) при 300 К при помощи АСМ Omicron® UHVAFM/STM LF1 в составе CBB комплекса Omicron MultiProbe RM. Использовали зонды марки NT MDT NSG-11 DLC.

Результаты и обсуждение

На рис. 1а приведено токовое изображение поверхности пленки $ZrO_2(Y)$ с НЧ Аи при напряжении между АСМ зондом и образцом $V_g = -4$ В. Предварительно был проведен форминг данного участка поверхности путем 3-кратного сканирования при $V_g = -6$ В. Участки с повышенными значениями тока через АСМ зонд I_t (токовые каналы) на рис. 1а связаны с протеканием тока через филаменты в пленке $ZrO_2(Y)$, возникшие в ходе предварительного форминга. Латеральные размеры токовых каналов на рис. 1а по порядку величины соответствуют радиусу кривизны острия используемых АСМ зондов $R_p \approx 70$ нм. В. Как показано в [5], размеры токовых изображений дефектов в диэлектрических пленках,

Материалы XXII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»



Рис. 1. Токовое изображение ($V_g = -4$ В) участка поверхности структуры $ZrO_2(Y)$ с НЧ Аu после форминга трехкратным сканированием при $V_g = -6$ В (*a*); циклическая ВАХ контакта АСМ зонда к филаменту (*б*); схема филамента в плèнке $ZrO_2(Y)$ с НЧ Au (*b*); зонная диаграмма НЧ Au в плèнке $ZrO_2(Y)/Si$ (*c*)

полученных методом туннельной ACM, определяются размерами области контакта острия ACM зонда с поверхностью пленки и не зависят от размера самих дефектов.

На рис. 1б показана ВАХ контакта АСМ зонда к филаменту в плѐнке $ZrO_2(Y)$ с НЧ Аu. Наряду с гистерезисом, связанным с РП в плѐнке $ZrO_2(Y)$, на ВАХ наблюдаются участки ОДС, связанные с туннелированием электронов между АСМ зондом и n^+ -Si подложкой через размерно-квантованные состояния в НЧ Au размерами ≈ 2 нм, встроенную в филамент (рис. 1в). Как уже упоминалось выше, НЧ Au являющиеся концентраторами электрического поля в диэлектрической плѐнке, инициируют формирование филаментов [3], поэтому высока вероятность того, что филаменты, сформированные в плѐнке $ZrO_2(Y)$ с НЧ Au в ходе предварительного форминга, будут проходить через НЧ Au.

На рис. 1г приведена расчетная зонная диаграмма контакта АСМ зонда к пленке ZrO2(Y) с НЧ Аи, встроенными вблизи границы с подложкой n^+ -Si, покрытой слоем естественного окисла SiO₂ толщиной ≈3 нм. Как видно из рис. 1г, контакт АСМ зонда к исследуемой нанокомпозитной пленке представляет собой асимметричную двухбарьерную структуру, подобную структуре резонанснотуннельного диода [6], в которой оконечность филамента, ближайшая к НЧ Au, играет роль эмиттера, роль первого туннельно-прозрачного потенциального барьера играет прослойка ZrO₂(Y) между оконечностью филамента и НЧ Аu, а второго слой естественного окисла SiO2 на поверхнотси подложки n^+ -Si. Также на рис. 1г показаны уровни размерного квантования в сферической НЧ Аи диаметром 2 нм в матрице ZrO₂(Y), рассчитанные по модели сферической квантовой точки с барьером конечной высоты. Расчет показывает, что

средний энергетический зазор между уровнями размерного квантования в исследуемых НЧ Аи составляет ~1 эВ, что свидетельствует о возможности проявления в исследованных структурах эффекта резонансного туннелирования при 300 К.

Количество резонансных пиков на ВАХ определяется количеством уровней размерного квантования, которые пройдет уровень V_0 ($E_c - 0.3$ эВ, где $E_c -$ дно зоны проводимости в ZrO₂(Y)) в ходе развертки V_g . Следует отметить, что большая часть V_g падает на слое SiO₂ и области пространственного заряда (ОПЗ) на границе SiO₂/Si, так что в условиях эксперимента, проводимого в рамках настоящей работы, уровень энергии филамента проходит всего 1–2 уровня квантованных состояний в НЧ Au.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№ RFMEFI58717X0042).

- D. S. Jeong, R. Thomas, R. S. Katiyar *et al.*// Rep. Prog. Phys., V. 75, 076502 (2012).
- D. Filatov, Filatov, D. Antonov, I. Antonov *et al.* // J. Mater. Sci. Chem. Eng., V. 5, 8 (2017).
- W. Guan, S. Long, R. Jia *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 91, 062111 (2007).
- O. Gorshkov, I. Antonov, D. Filatov *et al.* // Adv. Mat. Sci. Eng., 2017, 1759469.
- М. А. Лапшина, Д. О. Филатов, Д. А. Антонов // Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2008, №8, С. 35.
- L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsu // Appl. Phys. Lett., V. 24, 593 (1974).

Управление запрещенной зоной в топологических изоляторах, легированных редкоземельными и переходными металлами для квантового аномального эффекта Холла

С.О. Фильнов^{1*}, И.И. Климовских¹, О.Е. Терещенко², Д.А. Естюнин^{1#}, А.М. Шикин¹

1 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

*sfilnov@gmail.com, #estyunin@gmail.com

Экспериментально изучены электронная структура и топография поверхности магнитно-легированных топологических изоляторов. Полученные результаты свидетельствуют о влиянии примесей магнитных металлов на электронную и поверхностную структуру топологических изоляторов, а именно, на неоднородное распределение электронной плотности поверхностных состояний и открытие запрещенной зоны вблизи точки Дирака.

Введение

Топологические изоляторы представляют собой уникальный класс материалов, характеризующихся диэлектрическим объемом И проводящей поверхностью [1,2]. Поверхностные состояния в таких материалах обладают исключительными особенностями. Во-первых, данные состояния располагаются в объемной запрещенной зоне и характеризуются конусом Дирака. Во-вторых, они являются спин-поляризованными, и противоположно направленным волновым векторам соответствуют противоположно направленные спины. Также данные состояния являются топологически защищенными от рассеяния назад. Недавно было показано, что легирование топологических изоляторов магнитными примесями приводит к нарушению симметрии обращения времени и открытию запрещенной зоны вблизи точки Дирака [3]. При этом поверхность топологических изоляторов переходит В фазу квантового аномального эффекта Холла, позволяя реализовать на их основе бездиссипативные каналы спинового транспорта, а также фермионы Майорана[4]. В настоящее время исследованы транспортные свойства ряда магнитно-легированных систем, в которых было обнаружено квантование проводимости в отсутствии внешнего магнитного поля. Однако для реализации и эффективного применения в устройствах необходимо детальное прямое изучение электронной структуры конуса Дирака и условий формирования запрещенной зоны в данных системах. В этой работе была исследована электронная структура топологических изоляторов с различной стехиометрией, концентрацией и типом магнитной примеси. Измерения проводились при помощи метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением с использованием синхротронного излучения. Морфология и атомная структура чистой поверхности образцов с наличием примесей и дефектов измерялась с помощью метода сканирующей туннельной микроскопии.

Результаты и обсуждения

На рис.1 показаны дисперсионные зависимости с EDC (energy distribution curve) спектрами в точке Дирака. Снизу представлены вторые производные $\partial^2 N(E)/\partial E^2$. Для всех образцов точка Дирака находится в приблизительно одинаковом положении по энергии связи — 0.4 eV. Ветви конуса Дирака четко различимы и находятся преимущественно в запрещенной зоне, величина которой различна для всех трех образцов и составляет величину порядка 0.35 eV, 0.3 eV, и 0.25 eV, для Мп_{0.3}Вi_{1.7}Te_{1.5}Se_{1.5} и Вi_{1.12}Sb_{0.82}Te₃Dy_{0.06}, соответственно. Различны и места пересечения конуса Дирака с уровнем Ферми: $|k_1(|)| = 1.2 \text{ Å}^{-1}, 1.5 \text{ Å}^{-1},$ 1.4 Å⁻¹ для тех же стехиометрий соответственно. Для Мп-легированного образца видно, что конус Дирака полностью лежит в запрещенной зоне. Заметны также состояния нижнего конуса, что делает



Рис. 1. Дисперсионные зависимости электронных поверхностных состояний измеренных в $\overline{\Gamma} - \overline{K}$ и $\overline{\Gamma} - \overline{M}$ направлениях, при температуре 25К и энергии фотонов 26, 27, и 32 eV для трех магнитно-легированных топологических изоляторов: а – Bi_{1.12}Sb_{0.82}Te₃Dy_{0.06}, b – Bi_{1.97}V_{0.03}Te_{2.4}Se_{0.6}, c – Mn_{0.3}Bi_{1.7}Te_{1.5}Se_{1.5} соответственно. Снизу представлены вторые производные $\frac{\partial^2 N(E)}{\partial E^2}$



Рис. 2. Изображения, полученные методом сканирующей туннельной микроскопии в условиях сверхвысокого вакуума для $Bi_{1.2}V_{0.04}Sb_{0.66}Te_{2}$. Перед измерениями образец сколот *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума, при комнатной температуре

данный материал наиболее актуальным для изучения вопроса квантового аномального эффекта Холла, так как открытие запрещенной зоны ожидается между нижним и верхним конусом Дирака [3]. Анализируя расстояние между пиками на EDC спектрах, отвечающих конусу Дирака и валентной зоне, можно заметить, что для топологического изолятора $Mn_{0,2}Bi_{1,7}Te_{1,5}Se_{1,5}$ это значение наибольшее — 60 meV. На рис.2 видно, что поверхностная структура магнитно-легированного топологического изолятора $Bi_{1,2}V_{0,0,4}Sb_{0,6,6}Te_{2}$ является периодической, с гексагональной двумерной решеткой. Заметна также неоднородность электронной плотности поверхностных состояний, что может свидетельствовать о наличии примесей легированных металлов в приповерхностном слое [5].

Вывод

Методами фотоэлектронной спектроскопии и сканирующей туннельной микроскопии были изучены соединения Bi-Sb-Te-Se с различным положением уровня Ферми относительно зонной структуры и легированием переходными (V, Mn) и редкоземельными (Dy) магнитными металлами. Показано, что такое легирование может приводить к открытию запрещенной зоны вблизи точки Дирака.

- M. Z. Hasan, C.L. Kane// Reviews of modern physics, V. 82, 3045 (2010)
- A. M. Shikin et al.// Physical Review B, V.89, 125416 (2014)
- 3. Y. L. Chen et al.// Science, V.329, 659-662 (2010)
- Qing Lin He et al.// Science, V.357, 294-299, (2017)
- 5. Taishi Chen, Qian Chen et al.// Nature communications, V.5, 5022 (2014)

Морфология двухкомпонентных наноструктурированных покрытий на основе платиновых и борорганических наночастиц

В.А. Харитонов^{1, *}, С.А. Уласевич², М.В. Гришин¹, С.Ю. Сарвадий¹, Б.Р. Шуб¹

1 Институт химической физики РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

2 Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова 9/1, Минск, 220072.

*vch.ost@mail.ru

Средствами сканирующей туннельной микроскопии и атомно-силовой микроскопии установлены морфология и строение двухкомпонентных покрытий образованных борорганическими наночастицами и наночастицами платины. Методом сканирующей туннельной спектроскопии установлены электронное строение и проводимость наночастиц в покрытиях.

Введение

Известно, что использование нескольких наноразмерных компонентов в одном функциональном покрытии позволяет как комбинировать полезные свойства однокомпонентных покрытий, так и получать качественно новые физико-химические свойства, связанные со взаимодействием компонентов. В частности, в гетерогенном катализе компоненты покрытия могут ускорять разные стадии реакций, уменьшать деактивацию активных центров других компонентов, инициировать новые каналы реакции, и пр., то есть, вообще говоря, приводить к синергетическому эффекту в катализе. Это открывает перспективы создания эффективных каталитических покрытий с высокой селективностью, активностью и управляемостью физико-химическими свойствами.

Ранее была обнаружена способность борорганических наночастиц (БОН) состава (C2B10H4)_n проявлять каталитические свойства в реакциях разложения аммиака и гидрирования этилена. Кроме того, было установлено, что физические свойства БОН находятся в тесной связи с размерными характеристиками наночастиц, а химические свойства системы в реакции разложения аммиака определяются не только непосредственно наночастицами, но и их взаимодействием с подложкой. Было показано, что влияние подложки в этой реакции связано с заряжением наночастиц, и что каталитическими свойствами наноструктурированной системы также можно управлять приложением к подложке внешнего электрического потенциала. Среди распространенных в промышленности катализаторов на основе металлических наночастиц, качественно схожими свойствами обладают покрытия, образованные наночастицами платины. Наночастицы платины катализируют гидрирование этилена и разложение аммиака, и подобно БОН способны испытывать влияние приложенного к подложке потенциала на их каталитические свойства, с той разницей, что для наночастиц платины ненулевой потенциал любой полярности, приложенной к подложке с наночастицами, приводит к увеличению каталитической активности, тогда как БОН увеличивают свою активность только в случае положительного потенциала. При этом наночастицы платины, являясь более распространенными и изученными гетерогенными нанокатализаторами, обладают рядом недостатков по сравнению с БОН. В частности в реакции взаимодействия с аммиаком наночастицы платины склонны покрываться продуктами взаимодействия, что со временем приводит к снижению их каталитической активности. В связи с этим интересным представляется исследование свойств двухкомпонентных систем на основе наночастиц платины и БОН.

Методика эксперимента

Двухкомпонентные покрытия получали последовательным нанесением обоих компонентов на поверхность атомно-ровного носителя – высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ). Покрытия наночастиц платины формируется путем нанесения водного раствора прекурсора $H_2[PtCl_6]$ на подложку с последующим прогревом подложки с нанесенным раствором до 700 К в сверхвысоком вакууме 2 × 10⁻¹⁰ Торр. Синтезированные борорганические наночастицы в двухкомпонентном покрытии наносятся на поверхность подложки из коллоидной дисперсии БОН в CCl₄.

Результаты и обсуждение

В данной работе средствами сканирующей туннельной микроскопии и атомно-силовой микроскопии установлены морфология и строение двухкомпонентных покрытий на основе БОН и наночастиц платины. Методом сканирующей туннельной спектроскопии установлены электронное строение и проводимость наночастиц в покрытиях.

Предварительно были получены и исследованы морфология и электронное строение компонентов покрытия по отдельности.

Для этого были получены покрытия наночастиц платины на ВОПГ и борорганических наночастиц на ВОПГ. Полученные при заданных параметрах синтеза покрытия из наночастиц представляют из себя чередующиеся участки чистого графита и кластеров из наночастиц. Переход между заполненными и свободными от наночастиц областями поверхности является более четким и резким для покрытий из наночастиц платины, тогда как для покрытий из БОН этот переход плавный.



Рис. 1. Покрытие из наночастиц платины на графите

Покрытие на основе платины образовано округлыми наночастицами с латеральными размерами 615 нм и высотой 1-3 нм, которые собираются в кластеры с размерами 50-150 нм и высотой 5-7 нм. Кластеры, объединенные между собой, образуют протяженные ветвистые структуры, заполняющие от 70% (в середине капли) до 10% (по краям) поверхности подложки.

В покрытиях БОН кластеры могут иметь существенно различный размер в силу того, что частицы БОН имеют меньшее сродство к поверхности, и могут собираться в большие образования на поверхности, распределяясь при этом менее равномерно, чем наночастиц платины.

Было установлено, что покрытия из наночастиц платины обладают более высокой контрастностью по отношению к СТМ и АСМ методам на уровне небольших кластеров и отдельных наночастиц, и большим сродством к поверхности, менее подвержены миграции и переносу материала покрытия при исследовании. Поэтому для создания двухкомпонентных покрытий была выбрана схема, при которой на ВОПГ сначала создается покрытие платины, а потом на данную систему осаждаются борорганические наночастицы из раствора.

Полученное таким образом покрытие в целом сохраняет общие морфологические характеристики нанесенного первоначально компонента – покрытия платины – особенно на уровне разветвленной структуры кластеров. Борорганические наночастицы при этом покрывают платину тонким слоем, заполняя неровности между кластерами и отдельными наночастицами платины в покрытии первого компонента на ВОПГ, и тем самым распределяются более равномерно, и, по всей видимости, с большей удельной поверхностью, чем в случае нанесения борорганического компонента на чистый ВОПГ.

Наночастицы платины имеют различную проводимость, в зависимости от степени окисления - от металлической до полупроводниковой. Борорганические наночастицы в основном демонстрируют металлический тип проводимости.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-53-04014 и гранта БРФФИ № X17PM-004.

Регулярные системы ступеней на чистой поверхности Si(557)

А.Н. Чайка*, А.М. Ионов, А.Н. Мягков, В.Н. Семенов, С.И. Божко

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

*chaika@issp.ac.ru

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов исследованы условия формирования регулярных систем ступеней на чистой поверхности Si(557). Оптимизирована процедура подготовки поверхности, позволяющая создавать регулярные системы ступеней без сбоев периодичности атомного масштаба на участках с латеральными размерами более 0.5 мкм. Исследована атомная структура регулярной системы «тройных» ступеней на чистой поверхности Si(557)7×7. Данные СТМ свидетельствуют о наличии нескольких различных конфигураций «тройных» ступеней на упорядоченной поверхности Si(557). Такие регулярные эшелоны ступеней могут быть использованы для формирования на полупроводниковой подложке 1D-, 2D-объектов атомов металлов с уникальными физическими свойствами.

Использование ступенчатых поверхностей кремния представляется одним из привлекательных способов создания периодических систем нанообъектов с контролируемыми размерами на полупроводниковой подложке. Возможность создания регулярной системы ступеней с периодом 5.7 нм на чистой поверхности Si(557) была впервые продемонстрирована в работе [1]. Такая ступенчатая поверхность может быть использована в качестве подложкиматрицы для создания массива упорядоченных низкоразмерных (1D, 2D) структур атомов металлов и молекулярных систем с уникальными физическими свойствами. Несмотря на значительное количество исследований систем «металл/Si(557)», атомная структура чистой поверхности Si(557) до сих пор обсуждается в литературе [1-8]. Согласно предыдущим исследованиям, несколько различных регулярных систем ступеней с локальными ориентациями поверхности Si(557) [1-3], Si(7 7 10) [4] и Si(223) [7,8] могут быть получены на пластинах с макроскопической ориентацией поверхности Si(557). В работах [7,8] демонстрируется сильная зависимость структуры поверхности от используемой процедуры термообработки образца в условиях сверхвысокого вакуума (СВВ). Однако, как следует из работ [1,4], даже использование одинаковой процедуры термообработки вицинальных поверхностей кремния с одинаковым начальным отклонением от плоскости (111) может приводить к формированию регулярных систем ступеней с периодами 5.7 нм [1] и 5.3 нм [4]. В работах [4-6] обсуждается атомная структура системы «терраса + ступень», которая может отвечать за формирование стабильной реконструкции поверхности Si(hhm) с регулярной на атомном уровне системой ступеней.

Основными целями данной работы являлись отработка воспроизводимой методики формирования упорядоченных структур на базе атомно-чистых поверхностей кремния Si(557)7×7 и исследование их атомной структуры с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов (ДМЭ), а также использование таких регулярных шаблонов-матриц для создания массивов низкоразмерных объектов атомов металлов с уникальными свойствами.

Как показали наши предыдущие исследования [7,8], расхождения в имеющихся литературных данных могут быть связаны с формированием систем ступеней различной периодичности на поверхностях с одинаковым отклонением от плоскости Si(111). В частности, изменение ширины террас может происходить в случае длительного отжига чистой поверхности Si(557) вблизи температуры фазового перехода 1×1→7×7. Для минимизации эффектов массопереноса при подготовке чистой поверхности Si(557) нами была использована специальная процедура термообработки образцов в СВВ с использованием электрического тока, направленного перпендикулярно ребрам ступеней (вверх по ступеням). Сначала образец дегазировался длительное время (15-20 часов) при температурах, не превышавших 650°С, чтобы не нарушить защитный оксидный слой на поверхности образца. Затем осуществлялся кратковременный нагрев образца до 1250--1300°С, быстрое охлаждение до 900--950°С и медленное охлаждение до 600--650°С с последующим длительным отжигом при этих температурах. Использование такой процедуры термообработки позволяло воспроизводимо получать



Рис. 1. (a,b) СТМ-изображения регулярной системы ступеней, приготовленной на чистой поверхности Si(557). Изображение на панели (b) продифференцировано, чтобы показать атомную структуру террас и ступеней



Рис. 2. СТМ-изображения атомного разрешения, демонстрирующие четыре различные конфигурации «тройных» ступеней, измеренные в различных участках регулярной поверхности Si(557)-7×7, показанной на Рис. 1

поверхности Si(557)7×7 с регулярными на атомном уровне системами террас Si(111) и «тройных» ступеней (ступеней высотой в три межплоскостных расстояния в направлении [111]) и минимальным отклонением от начальной ориентации поверхности образца (Рис. 1). Как видно из Рис.1а, латеральные размеры участков поверхности без сбоев периодичности атомного масштаба на поверхности Si(557) превышали 0.5 мкм. Согласно данным СТМ атомного разрешения (Рис. 1b) и ДМЭ, приготовленная система ступеней с периодом 5.9±0.2 нм отвечает локальной ориентации поверхности Si(557).

СТМ-исследования такой регулярной поверхности с атомным разрешением показали, что в различных ее участках могут наблюдаться несколько различных конфигураций «тройных» ступеней, которые позволяют поддерживать одинаковую периодичность ступеней (Рис. 2). Однако, как иллюстрирует Рис. 2, во всех случаях «тройные» ступени состоят из моноатомной ступени, небольшой террасы с ориентацией поверхности (111) и «двойной» ступени с ориентацией близкой к (113). Как показали наши СТМ-исследования (Рис. 2), мини-терраса между моноатомной и «двойной» ступенями может иметь разную структуру в зависимости от ширины основной террасы Si(111)7×7 и наличия ряда атомов после «двойной» ступени.

Работа выполнена при частичной поддержке программ Президиума РАН и проекта РФФИ № 17-02-01291.

- A. Kirakosian, R. Bennewitz, J. N. Crain *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 79, 1608 (2001).
- M. Henzler and R. Zhachuk. // Thin Solid Films, V. 428, 129 (2003).
- D.-H. Oh, M. K. Kim, J. H. Nam *et al.* // Phys. Rev. B, V. 77, 155430 (2008).
- S.A. Teys, K. N. Romanyuk, R. A. Zhachuk *et al.* // Surf. Sci., V. 600, 4878 (2006).
- R. Zhachuk, S. Pereira. // Phys. Rev. B, V. 9, 077401 (2009).
- R. Zhachuk, S. A. Teys, J. Coutinho *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 105, 171602 (2014).
- A.N. Chaika, D.A. Fokin, S.I. Bozhko *et al.* // J. Appl. Phys., V. 105, 034304 (2009).
- A.N. Chaika, D.A. Fokin, S.I. Bozhko *et al.* // Surf. Sci., V. 603, 752 (2009).

Локальная намагниченность, индуцируемая синхротронным и лазерным излучением в магнитно-допированном топологическом изоляторе, и возможность ее индикации и манипуляции

1 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

2 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090.

3Departamento de Fisicai de Materiales, Facultad de Ciencias Quimicas, UPV/EHU, San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain, 20080

4 Институт общей физики РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

*ashikin@inbox.ru

Экспериментально и теоретически показано, что фотоэмиссия с использованием линейно- и циркулярно-поляризованного синхротронного и лазерного излучения в магнитно-допированных топологических изоляторах сопровождается неэквивалентным фотовозбуждением топологических поверхностных состояний с противоположным импульсом и спиновой ориентацией. Это сопровождается соответствующей генерацией поверхностной дырочной нескомненсированной спиновой аккумуляции, которая посредством спин-торк эффекта приводит к индуцированной локальной намагниченности, которая проявляется в *k*_I-сдвиге Дираковского конуса электронных состояний и появлении энергетической щели в точке Дирака при температурах выше температуры Кюри.

Квантовая механика постулирует, что любое измерение изменяет состояние измеряемой системы. В данной работе мы показываем экспериментально и теоретически, как неэквивалентное фотовозбуждение состояний Дираковского конуса с противоположным импульсом и спиновой ориентацией в магнитно-допированных топологических изоляторах при измерении фотоэмиссионных спектров сопровождается индуцированной in-plane и out-of-plane намагниченностью, которая модифицирует измеряемые дисперсионные зависимости состояний Дираковского конуса.

Экспериментальные результаты

На рис. 1а,б представлены экспериментальные дисперсионные зависимости Дираковского конуса топологических поверхностных состояний, измеренные методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением для Bi_2Te_2Se и $Bi_{1.37}V_{0.03}Sb_{0.6}Te_2Se$ при различных энергиях фотонов. Представленные дисперсионные картины показывают явную асимметрию фотовозбуждения ветвей Дираковских состояний с противоположным импульсом, изменяющуюся с вариацией энергии фотовозбуждения. На рис. 1.с представлена соответствующая зависимость изменения асимметрии фотовозбуждения противоположных ветвей Дираковского конуса. Видны осцилляции знака и величины асимметрии, которые можно связать с неэк-



А.М. Шикин^{1,*}, А.А. Рыбкина¹, Д.А. Естюнин¹, И.И. Климовских¹, К.А. Кох^{1,2}, О.Е. Терещенко^{1,2}, Е.Е. Красовский³, Е.В. Чулков^{1,3}, П.Н. Скирдков⁴, К.А. Звездин⁴, А.К. Звездин⁴



Рисунок 2. (а) — Зависимость индуцированной намагниченности в плоскости поверхности для различных значений асимметрии фотовозбуждения Дираковских состояний и (б) — модификация дисперсионных зависимостей топологических состояний, обусловленная индуцированной намагниченностью.

вивалентной фотогенерацией дырок с противоположным направлением спина и соответствующей нескомпенсированной спиновой аккумуляцией возбужденных дырок. Посредством спин-торк эффекта это приводит к индуцированной синхротронным излучением (СИ) in-plane и out-of-plane намагниченности примесных магнитных V-ионов, которая проявляется выше температуры Кюри. Величина намагниченности зависит от асимметрии фотогенерации дырок с противоположной спиновой ориен-



Рисунок 3. kll-сдвиг поверхности Ферми для топологических поверхностных состояний для Bi_{1.37}V_{0.03}Sb_{0.6}Te₂Se - (а) и точки Дирака для различных поляризаций синхротронного излучения – (б).

тацией и угла падения СИ. На рис. 2.а представлена теоретически рассчитанная зависимость индуцированной намагниченности от величины асимметрии фотовозбуждения состояний Дираковского конуса с противоположным импульсом и спиновой ориентаций. На рис. 2.б показано теоретически рассчитанное изменение дисперсионных зависимостей Дираковского конуса электронных состояний, обусловленное индуцированной out-of-plane намагниченностью (открытие энергетической щели в точке Дирака) и in-plane намагниченностью (kII-сдвиг Дираковского конуса и точки Дирака в направлении, перпендикулярном индуцированной намагниченности. На рис. 3 показан экспериментально измеренный (методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением) k_{II} -сдвиг k_x, k_y сечения Дираковского конуса для энергий вблизи уровня Ферми - (a) и в точке Дирака - (b) при фотовозбуждении линейноциркулярно-И поляризованным СИ с противоположной циркулярной поляризацией. При использовании СИ с противоположной циркулярной поляризацией видна явная изменяющаяся асимметрия фотовозбуждения для состояний с противоположным импульсом, что сопровождается генерацией соответствующей дырочной нескомпенсированной спиновой аккумуляции и индуцированной inplane намагниченностью. Эта намагниченность проявляется в экспериментальных фотоэмиссионных спектрах в виде k_{II}-сдвига точки Дирака на величину 5-10 мÅ⁻¹ при фотовозбуждении излучением с циркулярной поляризацией по сравнению с использованием линейной поляризации (для которой асимметрия фотовозбуждения в данном (k_x) направлении существенно меньше). Изменение знака асимметрии фотовозбуждения при использовании противоположных циркулярных поляризаций СИ сопровождается соответствующим изменением знака k_{II} -сдвига точки Дирака. Экспериментально измеренная величина *k*₁₁-сдвига точки Дирака соответствует теоретически рассчитанному значению при данной асимметрии фотовозбуждения. Индуцированная outof-plane намагниченность проявляется экспериментально в расщеплении состояний в точке Дирака, также в соответствии с теоретическими оценками. Работа выполнена в рамках гранта СПбГУ (15.61.202.2015), а также грантов РНФ (17-12-01333 и 17-12-01047).

Литература

1. A. M. Shikin et al. // arXiv:1707.08798 (2017).

Прямое прорастание доменов и формирование заряженных доменных стенок при локальном переключении поляризации на неполярном срезе

В.Я. Шур¹, Д.О. Аликин¹, А.П. Турыгин¹

1 Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 51 пр. Ленина, 620000 *vladimir.shur@urfu.ru

Впервые с высоким пространственным разрешением исследовано прямое прорастание доменов при локальном переключении поляризации зондом сканирующего зондового микроскопа на неполярных срезах монокристаллов ниобата лития. Предложен новый механизм роста доменов в объеме сегнетоэлектрика. Изучено взаимодействие изолированных доменов. Впервые обнаружено формирование квазирегулярных рядов доменов при сканировании поверхности заземленным зондом сканирующего зондового микроскопа без приложения внешнего поля.

Введение

Исследование формирования доменной структуры в монокристаллах ниобата лития (LN) представляет значительный интерес для создания устройств преобразования частоты лазерного излучения на основе регулярных микро- и нанодоменных структур [1,2]. Прямое прорастание доменов с заряженными доменными стенками является одним из основных этапов эволюции доменной структуры при переключении поляризации [3], который не был изучен с достаточным разрешением. Нами впервые исследовался рост доменов на неполярных срезах кристаллов LN с помощью сканирующей зондовой микроскопии (C3M) [4-6].

Методика эксперимента

Экспериментально исследовалось формирование клиновидных доменов на неполярных срезах конгруэнтного LN (CLN) и LN, легированного 5% MgO (MgO:LN). Домены визуализировалась с помощью сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика. Для измерения поверхностного потенциала использовалась сканирующая микроскопия зонда Кельвина. Измерения проводились с помощью СЗМ Интегра Аура (НТ-МДТ) и Asylum Сурher (Asylum Research) в сухой атмосфере и при контролируемой влажности. Для формирования домена к проводящему зонду СЗМ прикладывались прямоугольные импульсы амплитудой от 20 до 200 В и длительностью от 10 мс до 10 с. После завершения импульса напряжения зонд оставался в контакте с поверхностью или отводился от нее.

Рост изолированных доменов

Локальное переключение поляризации на неполярных срезах позволило изучить прямое прорастание доменов с высоким пространственным разрешением (Рис. 1), и установить, что форма и длина доменов противоречат ранее проведенным теоретическим оценкам [7], и различаются на X и Y-срезах. Показано, что на Y-срезе домены представляют собой тонкие клиновидные пластины, а на X-срезе гексагональные пирамиды.

Расчеты с использованием теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира позволили моделировать образование и рост клиновидных доменов с параметрами, близкими к экспериментальным. Полученное распределение поля вблизи заряженной доменной стенки позволило объяснить наблюдаемый рост доменов в объеме во внешнем поле много меньшем порогового значения. Различие форм и длин доменов на различных неполярных срезах объяснено в рамках кинетического подхода [3].

Взаимодействие изолированных доменов

Исследовано формирование квазирегулярных рядов изолированных доменов. Выделено три основных режима чередования длин доменов в ряду: (1) однородный, (2) квазипериодический и (3) хаотический, и построена фазовая диаграмма. Аналогичное взаимодействие доменов наблюдалось ранее на полярных срезах [2], но при значительно меньших расстояниях между доменами.



Рис. 1. (а) Локальное переключение поляризации на неполярном срезе. (b) Распределение полярной компоненты поля зонда СЗМ. Домены на (c) X- и (d) Y-срезах CLN

Формирование самоорганизованных структур

Экспериментально исследовано формирование самоорганизованной структуры клиновидных доменов с заряженными доменными стенками на неполярных срезах CLN. Приложением прямоугольного переключающего импульса формировался одиночный «исходный» клиновидный домен. Было впервые обнаружено, что при последующем перемещении по поверхности заземленного зонда СЗМ (без поля) на расстояниях порядка десятков микрометров от исходного домена образуются квазирегулярные ряды клиновидных доменов с периодически изменяющейся длиной. Эффект отнесен на счет локального внешнего экранирования в точке касания поверхности заземленным электродом при переключении поляризации под действием поля, создаваемого зарядом, инжектированным при приложении импульса напряжения [8]. Измерение поверхностного потенциала подтвердило, что инжектированный заряд, локализован на расстояние порядка десятков микрометров от зонда.

Периодическое изменение длины доменов обусловлено электростатическим взаимодействием соседних доменов [2]. Выявлены типы доменных структур с регулярным, чередующимся и хаотическим распределением длин (Рис. 2a,b). Подобные эффекты наблюдались при локальном переключении на полярном срезе [2]. Расчеты пространственного распределения деполяризующего поля позволили получить все экспериментально наблюдаемые типы доменных структур. Построена фазовая диаграмма зависимости типов структур от электрического поля и расстояния между доменами (Рис. 2с).



Рис. 2. Типы доменных рядов: (а) эксперимент, (b) моделирование. (c) Фазовая диаграмма типов рядов от поля и интервала между доменами: I - однородное переключение, II - удвоение периода, III - четырехкратное увеличение периода, IV - хаотическое поведение

Полученные результаты качественно изменяют представления о формировании доменов и их взаимодействии при прямом прорастании, и важны для развития новых методов нанодоменной инженерии.

При проведении исследований использовалось оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» Уральского Федерального университета. Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 14-12-00826).

Литература

- V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, I.S. Baturin // Applied Physics Reviews, V. 2, 040604 (2015).
- A.V. Ievlev, S. Jesse, A. Morozovska, E. Strelcov, E.A. Eliseev, Y.V. Pershin, A. Kumar, V.Ya. Shur, S.V. Kalinin // Nature Physics, V. 10, 59 (2014).
- V.Ya. Shur, // Journal of Materials Science, V. 41, 199 (2006).
- D.O. Alikin, A.V. Ievlev, A.P. Turygin, A. Lobov, S.V. Kalinin, V.Ya. Shur // Applied Physics Letters, V. 106, 182902 (2015).
- A.V. Ievlev, D.O. Alikin, A.N. Morozovska, O.V. Varenyk, E.A. Eliseev, A.L. Kholkin, V.Ya. Shur, S.V. Kalinin // ACS Nano, V. 9, 769 (2014).
- A.P. Turygin, D.O. Alikin, Yu. Alikin, V.Ya. Shur // Materials, V. 10, 1143 (2017).
- N.A. Pertsev, A.L. Kholkin // Physical Review B, V. 88, 174109 (2013).
- С.О. Фрегатов, А.Б. Шерман // Физика Твердого Тела, т. 41, 510 (1999).

Том 1

Биомедицинские маршруты сканирующей зондовой микроскопии

И.В. Яминский^{1,2,3}

1 МГУ имени М.В.Ломоносова, Ленинские горы, 1-40, Москва, 119991.
 2 ООО НПП «Центр перспективных технологий», ул. Строителей, 4-5-47, Москва, 119311.
 3 ООО «Энергоэффективные технологии», Ленинские горы, 1-75Г, Москва, 119234.
 yaminsky@nanoscopy.ru

Представлен обзор последних достижений сканирующей зондовой микроскопии в решении практических задач в области биологии и медицины. Продемонстрированы уникальные возможности сканирующей капиллярной микроскопии при наблюдении морфологии единичных клеток, изучении проводимости ионных каналов мембраны клеток. Особое внимание уделено описанию принципа молекулярной печати с помощью техники сканирующей капиллярной микроскопии. Приведены данные по созданию капиллярных бионаносенсоров. Представлено оригинальное решение по созданию пьезокерамических кантилеверных биочипов для раннего обнаружения вируса гриппа А.

Введение

Среди первостепенных задач биомедицинской сканирующей зондовой микроскопии можно отметить следующие направления:

 – раннее обнаружение биологических агентов (вирусов и бактерий) и различных биологических мишеней в воздухе и биологических жидкостях;

 – определение морфологии и качества клеток человека, разработка количественного метода экспрессанализа клеток;

 – создание атласа бактериальных клеток по данным сканирующей зондовой микроскопии для диагностических целей;

 – разработка методов обнаружения ДНК вирусов и патогенных бактерий методом прямого наблюдения актов гибридизации на поверхности биочипов с помощью сканирующей зондовой микроскопии;

 создание методов обнаружения вирусов и патогенных клеток с помощью аффинных поверхностей.

За последнее десятилетие качественный скачок в своем развитии претерпел ряд методов сканирующей зондовой микроскопии. Среди них находится сканирующая капиллярная микроскопия [1,2]. Замечено, что при наблюдении живых клеток капиллярная микроскопия позволяет получить более точные изображения, поскольку данные получаются без силового взаимодействия между зондом (капилляром) и мембраной клетки [3]. Вместе с тем высокоскоростная атомно-силовая микроскопия позволяет наблюдать биологические процессы на уровне единичных биомакромолекул с высокими разрешением и скоростью [4]. В целом можно уверенно констатировать, что в умелых руках современные модели сканирующего капиллярного и атомно-силового микроскопа становятся чрезвычайно полезными инструментами для решения задач биологии и медицины. Для биомедицинских целей нами разработан быстродействующий сканирующий зондовый микроскоп ФемтоСкан X, в котором обратная связь работает на частоте 1 МГц [5].

Сканирующая капиллярная микроскопия

Новые возможности для медицины открывает сканирующая ион-проводящая микроскопия или сканирующая капиллярная микроскопия. В дополнение к наблюдению топографии с высоким разрешением сканирующая капиллярная микроскопия может выполнять многофункциональный анализ живых клеток, включая наблюдение морфологических трансформаций, вызванных физиологическими воздействиями, идентификацию внутриклеточных сигнальных путей и определение характеристик механических ответов, что демонстрирует универсальность метода. Использование многоканальных нанокапилляров позволяет осуществлять локальную доставку химических веществ (медицинских препаратов) в непосредственный контакт с клеткой. Такой нанокапилляр может также являться электрохимическим зондом для определения различных жизненно важных параметров, например, концентрации активных форм кислорода вблизи поверхности живой клетки, а также внутри нее [6].

Том 1



Рис. 1. а) 1987 год – туннельный микроскоп Скан-8, б) 1997 год – сканирующий зондовый микроскоп ФемтоСкан, в) 2013 год – быстродействующий сканирующий зондовый микроскоп ФемтоСкан Х. Производитель – Центр перспективных технологий (www.nanoscopy.ru, www.nanoscopy.net)

Раннее обнаружение вируса гриппа с помощью техники сканирующей зондовой микроскопии

Раннее обнаружение вирусов и бактерий в жидкости позволяет существенно снизить риск инфекционных заболеваний. Эта задача является как актуальной, важной, социально значимой, так и достаточно сложной и требующей новых инновационных решений.

Нами осуществлена разработка компактного и недорогого биосенсора для обнаружения различных биологических мишеней – вируса гриппа А, микроальбумина, простат-специфического антигена и пр. Ключевым элементом биосенсора является кантилеверный биочип в виде пьезокерамического диска, поверхность которого покрыта биоспецифическими сенсорными слоями. Связывание мишени с поверхностью биочипа определяется по изменению резонансной частоты пьезокерамического биочипа. В результате взаимодействия патогенов с рецепторным слоем биочипа эффективная масса и жесткость биочипа будут изменяться, что может быть зарегистрировано в виде сдвига резонансной частоты кантилевера:

$$\Delta f = \frac{1}{2} f_n \left(\frac{\Delta k}{k} - \frac{\Delta m}{m} \right)$$

где Δf , Δk , Δm – изменения резонансной частоты, жесткости и массы биочипа, а f_n , k и m – первоначальные значения этих параметров.

В блоке управления биосенсора используются следующие электронные платы сканирующего зондового микроскопа: цифровой синтезатор частоты, прецизионный усилитель входного сигнала, интерфейс для связи с компьютерным блоком, термостат проточной жидкостной ячейки, ЦАП-АЦП, стабилизированное питание, цифровой сигнальный процессор. Ряд технологических решений – симметричные конструкции биочипа и электронной схемы подачи и снятия сигнала позволила существенно повысить точность и достоверность измерений [7].

В проведенных экспериментах достигнута чувствительность по обнаружению вируса гриппа A на уровне 10⁵ ед. в мл. [8]. Продемонстрирована возможность обнаружения низких концентраций микроальбумина в биологических жидкостях с помощью пьезокерамического биочипа с сенсорными слоями на основе моноклональных антител [9].

Использование оригинальной конструкции проточной жидкостной ячейки и пьезокерамического биочипа в качестве подложки в составе сканирующего зондового микроскопа позволяет в реальном времени наблюдать адсорбцию отдельных вирусных частиц с одновременной регистрацией сдвига резонансной частоты механических колебаний биочипа. В результате таких измерений можно осуществлять калибровку биочипа, что необходимо для практических применений в медицине. Аккуратное измерение размеров вирусных частиц можно осуществлять с помощью разработанного ранее эталона нанометра [10].

Капиллярная стереолитография

С момента своего появления атомно-силовая микроскопия нашла удачные применения для реализации различных режимов нанолитографии с помощью силового, теплового или электрического воздействия. Сканирующая капиллярная микроскопия стала эффективным инструментом для реализации направленного массопереноса отдельных биомакромолекул, наночастиц и пр. [11]. Многоканальные зонды можно использовать 3D печати заданных молекулярных конфигураций. Подача макромолекул через капилляр можно проводиться различными способами, например, с помощью электрофореза или создания в капилляре избыточного давления.

Двумерная литография флуоресцентными белками была успешно выполнена на сканирующем ионпроводящем микроскопе с применением двухканального капилляра в работе [11]. Таким образом была создана цветная миниатюрная копия картины Дега «Танцовщицы». Размер миниатюры соответствовал диаметру волоса, около 50 мкм.

Сканирующая капиллярная стереолитография имеет определенные преимущества по сравнению с лазерной стереолитографией, пространственное разрешение которой ограничено дифракционным пределом – около половины длины лазерного излучения. В капиллярной микроскопии достигается нанометровая и субнанометровая точность позиционирования. Диаметр выходного капилляра может варьироваться от единиц до сотен нанометра, что открывает возможность создания молекулярного 3D принтера.



Рис. 2. Изображение экспериментальной установки для капиллярной стереолитографии на базе сканирующего капиллярного микроскопа и инвертированного оптического микроскопа Nikon Ti-U

При изготовлении одноканальных или многоканальных нанокапилляров для стереолитографии используются стеклянные микротрубочки из кварца или боросиликатного стекла, широко используемые в электрофизиологических применениях.

Заключение

Можно прогнозировать дальнейшее широкое применение сканирующего капиллярного микроскопа в биомедицинских приложениях и тестировании лекарственных средств с использованием всего лишь одной клетки, а не их культуры [12]. Также быстро и успешно развиваются практические применения сканирующей зондовой микроскопии для задач молекулярной медицины, в частности, раннего обнаружения вирусов в воздушных средах и жидкостях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проекты 17-52-560001 и 16-29-06290).

- P. Novak, Ch. Li, A. Shevchuk *et al.* // Nature Methods, 6(4), 279 (2009).
- J. Seifert, J. Rheinlaender, F. Lang, M. Gawaz, and T.E. Schäffer // Scientific Reports 7, 4810 (2017).
- J. Seifert, J. Rheinlaender, P. Novak, Y.E. Korchev, and T.E. Schäffer. // Langmuir 31, 6807-6813 (2015).
- 4. N. Kodera *et al.* // Nature 468, 72 (2010).
- 5. И.Яминский // Наноиндустрия, 5(59), 40-43 (2015).
- P.Actis, S.Tokar, J.Clausmeyer, B.Babakinejad *et al.* // ACS Nano, 8(1), 875-884 (2014).
- А.И.Ахметова, И.А.Назаров, И.В.Яминский // Медицина и высокие технологии, 1, 5 (2017).
- P.V. Gorelkin, A.S. Erofeev, G.A. Kiselev *et al.* // Analyst, 140, 6131 (2015).
- А. Ахметова, И. Назаров, Г. Преснова *et al.* // Наноиндустрия, 8(79), 44 (2017).
- Г.Б. Мешков, Д.И. Яминский, И.В. Яминский Патент на изобретение № 2538029, опубликовано 10.01.2015
- 11. K.T. Rodolfa, A. Bruckbauer, D. Zhou *et al.* // Angew. Chem. Int. Ed Engl. 44, 6854 (2005).
- 12. И.В. Яминский // Наноиндустрия, 1(63), 76 (2016).

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Внероуландовский спектрометр скользящего падения со смещенной щелью

Д.Б. Абраменко¹, П.С. Анциферов^{1,*}, Л.А. Дорохин¹, П.В. Крайнов^{1,§}

¹Институт спектроскопии РАН, г. Москва, г. Троицк, ул.Физическая, 5, 108840.

*ants@isan.troitsk.ru, §pavel.kraynov@phystech.edu

В работе предложена новая схема спектрометра скользящего падения со сферической дифракционной решеткой. В предложенной схеме входная щель смещена внутрь окружности Роуланда, что позволяет получить участок поверхности фокусировки спектра перпендикулярный падающим на него лучам. В работе приведены результаты численного моделирования и тестовой проверки спектрометра.

Введение

При регистрации ВУФ излучения с помощью спектрометра скользящего падения в качестве регистратора используются микроканальные пластины (МКП) или ПЗС матрицы. Применение таких детекторов в спектрометрах скользящего падения оптимально в схемах нормального падения излучения на плоскость регистрации (нормальная регистрация спектра). Как было показано в работе [1],смещение входной щели с окружности Роуланда реализует схемы с переменным углом падения, см. Рис. 1.



Рис. 1. Изменение кривой фокусировки спектральных линий (FC) в плоскости дисперсии при смещении входной щели (S) внутрь окружности Роуланда (RC). G – сферическая дифракционная решетка, DRC – двойная окружность Роуланда, M – положение регистратора

Схема спектрометра

Основываясь на описанном принципе, авторы работы реализовали спектрометр скользящего падения, его схема показана на Рис. 2. В качестве регистратора спектров использовалась ПЗС матрица AndorDX440. Разрешение такой схемы составило $\lambda/\delta\lambda = 200 - 600$ в диапазоне длин волн от 100 до 300 Ангстрем, см. Рис. 4. Аналогичная схема с МКП в качестве регистратора описана в [2].

Результаты и обсуждение

На Рис. 3 приведен пример спектра многозарядных ионов аргона, полученного с помощью представленного спектрометра.



Рис. 3. Пример спектра многозарядных ионов аргона

Было выполнено моделирование разрешающей способности прибора. Для этого была написана программа, которая рассчитывалараспределение интенсивности в спектральных линиях по принципу Гюйгенса-Френеля. Результаты моделирования представлены на Рис. 4.



Рис. 2. Схема спектрометра, исследованная экспериментально. S – входная щель, G – сферическая отражающая дифракционная решетка (600 штр./мм, R = 1 м), RC – окружность Роуланда, FC – использованный участок кривой фокусировки спектральных линий, M – расположение регистратора спектров

На Рис. 4 представлены 3 зависимости: смоделированное разрешение прибора, полученное без учета аппаратной функции (АФ) регистратора (штрихпунктир);та же зависимость с учетом 20 мкм АФ (пунктир) и экспериментально измеренное значение разрешения (круглые точки и сплошная линия). Близкое расположение последних двух кривых говорит о разумности проведенного моделирования.



Рис. 4. Красная штрих-пунктирная линия – смоделированное разрешение спектрометрабез учета аппаратной функции (АФ) регистратора, синяя пунктирная –то жес учетом 20 мкм АФ, круглые точки и черная сплошная линия– экспериментальные значения разрешения

Применение

Основная область применения спектрометра – диагностика плазмы импульсных источников: электрические разряды, лазерная плазма.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ No15-02-04411a.

- 1. W. Baily, Philisophical Magazine, series 5, Vol.15, p.183, (1883).
- P.S. Antsiferov, L.A. Dorokhin, P.V. Krainov, Review of Scientific Instruments, Vol. 87, 053106 (2016); doi: 10.1063/1.4945654.

Модернизированная методика термопластического изгиба стекла для изготовления цилиндрических поверхностей для рентгеновских зеркал

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Е.Б. Клюенков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. akh@ipmras.ru

В работе представлена новая методика термопластического изгиба плоских стеклянных брусков для изготовления цилиндрических поверхностей с заданной формой направляющей (эллипс, парабола и т.д.). Методика позволила повысить точность формы поверхности в 2-3 раза при сокращении времени изготовления с двух недель до 1-2 дней.

Введение

Многослойные цилиндрические зеркала для жесткого рентгеновского излучения с направляющей в форме эллипса или параболы наиболее широко применяются в современных дифрактометрах. Требования на угловое отклонение точности формы направляющей поверхности от расчета обычно составляет $\Delta \alpha \le 7 \cdot 10^{-5}$ радиан. Нами разработан ряд методов изготовления поверхности таких зеркал: метод термопластического и упругого изгиба, а также метод реплик [1,2]. Метод термопластического изгиба в муфельной печи не позволял достичь указанной точности. Это связано с тем, что часть измерительного оборудования находилась в горячей зоне. Кроме того процесс был весьма трудоемким и длительным. В данной работе мы предлагаем гораздо более простую и эффективную методику.

Методика изгиба

В основе методики лежит тот факт, что упруго изогнутый стеклянный брусок при медленном нагреве до температуры T > 550 ⁰C в однородном температурном поле после охлаждения сохраняет свою форму [2]. Методика состоит в следующем. Образец консольно закрепляется в изгибном устройстве (рис. 1). При его упругом изгибе под действием силы F, приложенной в точке x_0 , направляющая полученной цилиндрической поверхности и ее вторая производная (при $y' \ll 1$) имеют вид [3]: $y = (A/2) x^2(x_0 - x/3)$ (1)

$$K(x) \approx y = A(x_0 - x)$$
 (2)

A = F/EI; $I = ab^3/12$, F- сила, *E*- модуль Юнга, *a* и *b*- ширина и толщина бруска.



Рис. 1. Схема методики изгиба

На образце выбирается область с координатами x_n , x_k , внутри которой требуется получить заданное распределение кривизны $K^*(x)$. Этот промежуток делится на п интервалов (для определенности n = 3 с координатами x_1 , x_2). На первом этапе стекло надо согнуть так, чтобы кривизна в точках x_k и x_1 была равна расчетной $K^*(x_k)$ и $K^*(x_1)$. Подставляя эти значения в (2), получаем систему уравнений: $K^*(x_k) = A_0(x_0 - x_k); \quad K^*(x_1) = A_0(x_0 - x_1), \quad \text{решая которую, находим } A_0, x_0. Подставляя их в (1) находим величину сдвига <math>y_0 = A_0 x_0^{3}/3$ в точке x_0 . Далее винтом, установленным в точке x_0 под контролем микрометра сдвигаем образец на y_0 и проводим цикл: нагрев до $T = 550 \, {}^{\circ}\text{C}$ – охлаждение. На втором этапе точка приложения силы $x = x_1$. Сдви-

гаем стекло по оси *y* на величину y_1 , чтобы кривизна в точке x_2 стала расчетной $K^*(x_2)$: $K^*(x_2) = A_0(x_0 - x_2) + A_1(x_0 - x_2)$. Отсюда находим A_1 и $y_1 = A_1 x_1^3/3$. Далее сгибаем образец в точке x_1 на y_1 и проводим цикл нагрев– охлаждение. Действуя по той же схеме, запишем: $K^*(x_{\mu}) = A_0(x_0 - x_{\kappa}) + A_1(x_0 - x_{\kappa}) + A_2(x_0 - x_{\kappa})$, откуда получаем сдвиг в точке x_2 : $y_2 = A_2 x_2^3/3$. Сгибаем в точке x_2 на y_2 , греем, охлаждаем. На этом процесс закончен.



Рис. 2. Ожидаемое отклонение направляющей 1 и ее прозводной 2 от расчетных значений для эллипса

По этой методике решалась задача изготовления образца с поверхностью в форме эллиптического цилиндра. Расчетная направляющая – участок эллипса $y = b/a \cdot (a^2 - x^2)^{0.5}$, a=240 мм, b = 4,5 мм, -182 мм < x < -107 мм. В лабораторной системе (рис.1) координаты начальной, конечной и точек $x_0, x_1,$ и x_2 были выбраны такие: $x_{\mu}=10$ мм, $x_{\kappa}=85$ мм, $x_0 = 180$ мм, $x_1 = 50$, $x_3 = 28$ мм. Рассчитанные значения смещений в этих точках равны: у0=2260 мкм, $y_1 = 50$ мкм, $y_2 = 28$ мкм. Рассчитанное отклонение итоговой кривизны y_{rez} ''(x) от расчета y^* ''(x) во всем рабочем диапазоне $x_{\mu} < x < x_{\kappa}$ не превышает dy_{rez} ''(x)= y_{rez} ''(x)- y*''(x) <6•10⁻⁶ мм⁻¹. Интегрируя dy_{rez} ''(x) один и еще один раз получаем отклонение локального $dy_{rez}'(x)$ угла и направляющей $dy_{rez}(x)$ от расчета (рис. 2). Видно, что ожидаемое $dy_{rez}'(x) < 3 \cdot 10^{-5}$ радиан, а $dy_{rez}(x)$ менее 0,15 мкм.

Эксперимент

Изгиб проводился следующим образом. Стекло с шероховатостью σ ~0.4 нм консольно закреплялось в изгибном устройстве. Затем в точке x_0 при помощи винта смещалось на величину y_0 (см. (3)) под контролем микрометрического датчика с ценой деления 1 мкм. После этого образец помещался в муфельную печь, где проводился цикл нагрев – охлаждение. Затем та же процедура проводилась в точках x_1 , и x_2 . Изгиб проводился на трех образцах. На первом образце после каждого этапа на оптическом стенде [4] измерялась зависимость локальной производной от координаты y'(x) (рис. 3a). Из рисунка видно поэтапное приближение формы образца к расчету. Два других образца изгибались с теми же параметрами, но без промежуточных измерений. Из рисунка 3b видно, что на всех образцах угловая точность не превышает 0,05-0,07 миллирадиан, что в 4 раза хуже ожидаемой. Это может быть связано как с исходной волнистостью образцов, так и с тем, что при нагреве не принималось никаких специальных мер по выравниванию температуры внутри муфельной печи. Вместе с тем, эта точность вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к точности формы зеркал для дифрактометров и при необходимости может быть улучшена более чем на порядок методом реактивного ионно-лучевого травления [5] за время порядка 5-6 часов.



Рис. 3. Отклонение локального угла от расчетного для эллипса: а) после 1, 2 и 3 этапа изгиба; b) после трехэталного изгиба для трех разных образцов

- А.Д. Ахсахалян, Б.А. Володин, Е.Б. Клюенков *и др.* // Поверхность. Рентг., синхр. и нейтр. исследования, 1999, №1, с. 162–166.
- 2. А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, В.А. Муравьев *и др.* // Поверхность. Рентг., синхр. и нейтр. исследования, 2002, №1, С.51-54.
- Д.В. Сивухин // Общий курс физики. Т.1, С. 400-404 (1974).
- 4. А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Д.Г. Волгунов *и др.* // Поверхность. Рентг., синхр. и нейтр. исследования, 2015, №7, с. 93-96.
- А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер и др. // Известия РАН. Сер. физическая. 2012, Т.76, №2, С. 196-198.
Комплект многослойных рентгеновских зеркал для двухзеркального монохроматора на диапазон длин волн 0.41-15.5 нм

А.А. Ахсахалян¹, Ю.А. Вайнер¹, С.А. Гарахин¹, С.Ю. Зуев¹, Л.А. Мазо¹, А.Н. Нечай¹, А.Д. Николенко², Д.Е. Парьев¹, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090.

В работе проведены расчеты и оптимизирован выбор пар материалов слоев многослойных зеркал на расширенный диапазон применения монохроматора. Изготовлен комплект многослойных зеркал для двухзеркального монохроматора. Комплект проверен на соответствие требованиям технического задания по эффективности и рабочему диапазону применения. В результате расширен диапазон применения монохроматора от энергий фотонов 80 эВ до 3000 эВ, увеличена его светосила и селективность.

Введение

Новый комплект многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) разработан для двухзеркального рентгеновского монохроматора, изготовленного в Институте ядерной физики СО РАН в 1998 году [1]. Оптическая схема монохроматора представлена на Рис. 1. Подробное описание в работе [1]. В существующем до настоящего времени виде монохроматор позволяет исследовать спектры мягкого рентгеновского излучения (МРИ) в диапазоне энергий фотонов о 150 до 1800 эВ (0.7 - 8.2) нм с селективностью λ/Δλ~60 в середине рабочего диапазона.

Требования к новому комплекту многослойных рентгеновских зеркал

При разработке нового комплекта зеркал большое внимание уделялось повышению их эффективности и увеличению спектральной селективности. Что влечет повышенные требования к однородности оптических характеристик по поверхности каждого из зеркал, идентичности структур в работающей паре (периоды парных зеркал для всех диапазонов энергий фотонов должны совпадать с точностью не хуже 0.4%), плоскостность каждого из зеркал - не хуже 4×10-4 рад. Произведенные расчеты позволили создать приведенную ниже Таблицу 1 эффективно работающих MP3 для расширенного рабочего спектрального диапазона монохроматора.



Рис. 1. Схема двухзеркального монохроматора

Обоснование выбора эффективной пары материалов для расширенного спектрального диапазона монохроматора

Для обоснования выбора были проведены соответствующие расчеты и построены графики угловых характеристик отражения на границах рабочих диапазонов и в середине для предложенных пар материалов Рис. 2 (а-ж). Для 2-х коротковолновых диапазонов МРИ приведены графики сравнения по эффективности и селективности для двух пар материалов Рис. 2 (з-и) предопределяющие последующий выбор.

Характеристика	Значение								
Диапазон энергий фотонов, эВ	80-	111-	133-	183-	277-	395-	525-	1182-	1840-
	111	133	183	277	395	525	1182	1840	3000
Материалы слоев	Mo/Be	Ru/Y	Mo/B4C	Cr/C	Cr/Sc	W/Be	W/Be	Mo/C	Mo/C
Коэффициент отражения для неполя-									
ризованного излучения в середине	25	15	7	8	8	6	9	20	20
диапазона, не менее, %									
Селективность $\lambda c/\Delta \lambda$ в диапазоне, не	20	20 40	70	70	100	60	60	80	80
менее									

Таблица 1. Основные характеристики МРЗ по диапазонам.

Том 1



Рис. 2. Графики расчетных угловых характеристик отражения MP3 для обоснования выбора эффективной пары материалов для каждого спектрально диапазона

Выводы

Разработанный и изготовленный в ИФМ РАН комплект зеркал для двухзеркального монохроматора позволяет значительно расширить границы его применения как в коротковолновой области, где уже не эффективны решетки и искусственные кристаллы. Так ив длинноволновой области. Сравнение селективности МРЗ позволяет предположить. что в новом комплекте она будет примерно вдвое выше используемых ранее зеркал.

Литература

 Н. Г. Гаврилов, А. А. Легкодымов, А.Д. Николенко, В.Ф. Пиндюрин, В.А. Чернов, А.Н. Субботин // Поверхность, 2000, №1, с.129.

Прецизионные измерения аберраций длиннофокусных оптических систем

А.А. Ахсахалян, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов*, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *toropov@ipm.sci-nnov.ru

Описывается методика для измерений аберраций длиннофокусных оптических систем с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения, в схеме которого в качестве источника эталонной сферической волны использовался скол одномодового оптического волокна. Приводятся примеры применения интерферометра для изучения оптики телескопов.

Прецизионные оптические элементы находят широкое применение при создании оптических систем высокого разрешения для проекционной ЭУФ нанолитографии, рентгеновской микроскопии и рентгеновской астрономии Солнца. Поскольку рабочие длины волн лежат в диапазоне 10 - 40 нм, то, согласно критерию Марешаля, для обеспечения изображения дифракционного качества [1], требования на точность формы поверхности по среднеквадратичному отклонению отдельных зеркал можно определить как $RMS_1 \leq \lambda/(14 \cdot \sqrt{N})$, где λ - рабочая длина волны, N - число элементов в системе. Например, для 6-ти зеркального объектива *RMS*₁ будет лежать в диапазоне 0.3 – 1.2 нм. Погрешность контроля по правилам метрологии при изучении формы поверхности отдельных оптических элементов, входящих в состав сложных оптических систем, должна быть на порядок меньше допустимого размаха волновой аберрации и в три раза меньше допустимого среднеквадратического отклонения волновой аберрации.

Традиционные методы интерферометрического контроля обладают в разы, а то и на порядок меньшей точностью измерений. Требуемую точность измерений могут обеспечить только интерферометры с дифракционной волной сравнения, не требующие эталонных поверхностей. В ИФМ РАН для этих целей используется интерферометр с дифракционной волной сравнения на основе одномодового оптического волокна с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой (ИДВС) [2]. В ИДВС функцию эталонной поверхности выполняет сферический фронт, образованный в результате дифракции света на кончике одномодового оптического волокна.

Длиннофокусные оптические системы состоят в основном из оптических элементов с малой числовой апертурой (0.01-0.05) и большими радиусами кривизны (1-5 м и более). Традиционные ИДВС имеют низкую интенсивность волны в данных апертурах, что затрудняет настройку прибора и понижает точность измерений. Для решения данной проблемы мы предложили использовать в качестве источника эталонной сферической волны кор одномодового оптического волокна для красного света с выходной апертурой 5мкм, у которого числовая апертура (λ /D ~ 0.1) больше числовой апертуры исследуемых оптических элементов, при этом полная интенсивность на выходе сравнима с интенсивностью лазера с учетом потерь на заводку в оптоволокно и распространение света по оптоволоконной системе.

На рис. 1 показана схема измерений длиннофокусных оптических элементов с помощью предлагаемого ИДВС, работа которой заключается в следующем. Излучение He-Ne лазера 1 ($\lambda = 632.8$ нм), после заводки в оптоволокно, поступает в блок 2 с делителем света, фазосдвигающим элементом и поляризационными контроллерами. На выходе блока 2 формируется два канала. К одному каналу подключается первый источник эталонной сферической волны 3.1, ось которого совпадает с оптической осью исследуемого образца 7, к другому каналу – второй источник эталонной сферической волны 3.2, ось которого совпадает с оптической осью наблюдательной системы 4. Сферический фронт от источника 3.2 используется в качестве эталонного, а сферический фронт от источника 3.1 в качестве рабочего, фронт от которого при отражении от исследуемого образца 7 плоским зеркалом 6 направляется в сторону наблюдательной системы 4. Для получения максимального контраста интерференционной картины в блоке 2 производится выравнивание интенсивностей эталонного и рабочего фронтов, а также настройка поляризаций с помощью поляризационных контроллеров. Полученная интерференционная картина регистрируется ССD камерой 5 и обрабатывается с помощью программного обеспечения на компьютере. Фотография стенда показана на рис. 2.



Рис. 1. Схема измерений длиннофокусных оптических элементов с помощью ИДВС: 1 – Не-Nе лазер; ССDкамера; 2 – блок формирования 2-х каналов с поляризационными контроллерами; 3.1 и 3.2 – источник сферической волны; 4 – наблюдательная система; 5 – ССD камера 6 плоское зеркало; 7 – исследуемый образец (сферическое зеркало); 8 – ферма; 9 – оптический стол; 10 - домик



Рис. 2. Фотография стенда ИДВС для измерения формы поверхности длиннофокусных оптических элементов



Рис. 3. Интерферограмма и карта сферической поверхности с радиусом кривизны R = 1390мм и диаметром Д = 106мм (PV = 148нм, RMS = 26нм)

Регистрируемая интерферограмма и карта сферической поверхности с радиусом кривизны R = 1390мм и диаметром Д = 106 мм (PV = 148нм, RMS = 26нм), приведены на рис. 3.

В настоящее время ведутся работы по улучшению системы виброзащиты, которая позволила бы запустить и отладить фазовый режим регистрации интерферограмм. Для этого источники сферической волны с плоским зеркалом и исследуемый образец были установлены на единой базе (ферме 8), что качественно резко снизило влияние вибраций на интерференционную картину. Для снижения влияния воздушных потоков в помещении на измерения формы поверхности длиннофокусных оптических элементов с помощью ИДВС был изготовлен домик 10, который был установлен на оптический стол 9.

Работа поддержана грантами РФФИ 16-07-00306, 16-07-00247 и 18-02-00173.

- Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. Пер. с англ. // М.: Наука. - 1973. - Изд.2.
- Chkhalo N.I., et al. // Rev. Sci. Instrum. V. 79. 033107. 2008.

О тепловых нагрузках на тонкопленочные фильтры при их изготовлении и эксплуатации в приборах рентгеновской астрономии

А.А. Белолипецкий¹, А.В. Митрофанов^{2,*}

1 ВЦ им. А.А. Дородницина ФИЦ ИУ РАН, ул. Вавилова, 40, Москва, 119333. . 2 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва, 119991.

*mitrofa@sci.lebedevl.ru

Рассматриваются тепловые задачи определения температурного профиля свободно висящей тонкой пленки на кольцевой рамке в процессе напыления и при других способах нагрева образца в вакууме. Приводятся модельные расчеты нагрева пленок для разных физических приближений. Обсуждается методика упрощений нелинейных и неоднородных дифференциальных уравнений теплопроводности с учетом тепловых потерь излучением. Результаты работы полезны для оценок коэффициентов теплопроводности пленок рентгеновских фильтров по измерениям профиля температуры *T(r)*.

Введение

При эксплуатации приборов рентгеновской астрономии Солнца (телескопов и радиометров) на околосолнечных орбитах среди важных проблем можно отметить задачу о тепловом режиме фронтального тонкопленочного рентгеновского фильтра в экспериментальных условиях. Дело в том, что металлические слои (например, алюминия) или многослойные структуры, используемые в качестве тонкопленочных рентгеновских фильтров. имеют сравнительно невысокую излучательную способность. Поэтому под действием интенсивной солнечной радиации они могут сильно перегреваться в вакууме и разрушаться, если нет заметного отвода тепла кондуктивным способом (посредством теплопроводности) от нагретой пленки к охлаждаемой конструкции опорной сетки и входного фланца прибора. Один из ключевых вопросов - это определение реального коэффициента теплопроводности тонкой пленки рентгеновского фильтра, который. вообще говоря, может заметно отличаться от табличного значения. Так, в работе [1] экспериментально определялась теплопроводность свободно подвешенных на кольцевой оправе в вакууме подогреваемых однослойных и многослойных образцов рентгеновских фильтров при радиационном сбросе тепла излучением. В стационарных условиях измерялись радиальный профиль температуры и излучательная способность поверхности образца, а из уравнения баланса энергии расчетным путем (численным решением уравнения) находился коэффициент теплопроводности пленки. В работе [2] обсуждались проблемы охлаждения защитного фильтра детектора рентгеновского излучения и было предложено в качестве иммитатора солнечного излучения при тепловых испытаниях образцов фильтров использовать конденсацию атомов напыляемого вещества в качестве вакуумного регулируемого нагревателя их поверхности. В данном сообщении рассматривается более подробно, как по измеренному профилю температуры пленочного образца на тонкой кольцевой оправке решением уравнения баланса тепловой энергии с участием излучения определить коэффициент теплопроводности пленки, используя разные физические приближения и известные методы преобразования нелинейных дифференциальных уравнений.

Оценки и расчеты тепловых нагрузок на фильтры

Рассмотрим модельный объект или образец - терметаллическое мостабилизированное кольно (оправку) с внутренним радиусом R, на которое крепится в тепловом контакте тонкая плоская однородная по толщине пленка рентгеновского фильтра, коэффициент теплопроводности которой λ слабо зависит от температуры *T*, толщина пленки - δ , её плотность - ρ , температура оправки T_1 . Многие тепловые задачи с участием радиационной теплопроводности для круглого плоского образца описываются обыкновенным нелинейным дифференциальным уравнением:

$$T'' + (1/r)T' = aT^4 + b \tag{1}$$

с граничным условием $T(R)=T_1$, $a = 2\varepsilon\sigma / \lambda\delta$ -постоянная [1], слагаемое *b*, делающее уравнение (1) неоднородным, зависит от радиационного теплообмена образца с окружающими предметами и часто в экспериментах может влиять на температурный профиль T(r)[3]. Есть известные экспериментальные способы, позволяющие для некоторых

Том 1

задач уменьшить величину *b*, т.е. уменьшить вклад окружающих предметов (держателя оправки, стенок вакуумной камеры и т.д.) в радиационный теплообмен их с образцом.

Если при изготовлении рентгеновского фильтра образцом служит очень тонкая полимерная пленка, на которую с постоянной скоростью напыляют вещество, например, алюминий, то приток тепла определяется удельной энтальпией атомизации вещества ω и скоростью напыления (скоростью роста напыляемого слоя) δ_t^* . В этом случае квазиравновесный (медленно меняющийся) радиальный профиль температуры образца описывается оценочной формулой:

$$T(r) = T_1 + \rho^* \delta_t^* \omega (R^2 - r^2) / 4\lambda \delta$$
⁽²⁾

 ρ^* - плотность напыляемого вещества. В задаче, которая решалась в работе [1], для образцов с высокой теплопроводностью и при умеренном радиационном охлаждении пленки фильтра также реализуется приблизительно параболический радиальный профиль температуры $T_0(r)$, но уже «обращенный» (с более холодной поверхностью в центре образца):

$$T_{0}(r) = T_{1} - \sigma \varepsilon T_{1}^{4} (R^{2} - r^{2}) / 2\lambda \delta$$
(3)

Функцию $T_0(r)$ можно использовать как нулевое приближение при решении уравнения теплопроводности (1) для определения λ методом последовательных приближений. Заметим, что когда вариации температуры t пленки по радиусу заметно меньше, чем величина T_1 , то уравнение (1) может быть сведено заменой переменных к однородному линейному дифференциальному уравнению второго порядка, так как $T(r)^4 = (T_1 - t)^4 \approx T_1^4 - 4T_1^3 t$. В общем случае, для однородной задачи нелинейное уравнение (1) относится к классу так называемых модифицированных уравнений Эмдена – Фаулера [4], которые имеют вид:

$$xy'' - ky' = Ax^{n+1}y^m$$
 (4)

Нагрев (или остывание) тонкой пластинки (пленки) тепловым излучением при круговой симметрии, согласно закону Стефана-Больцмана, подчиняется в стационарном случае уравнению (для однородной задачи)

$$y'' + (1/x)y' = Ay^4$$
 (5)

с соответствующими граничными условиями

$$y(x_0) = c_1, y'(x_0) = c_2, |y(0)| < \infty,$$
 (5a)

которые определяют температуру и поток тепла на границе образца, *x*₀ – безразмерный радиус пленки,

х – безразмерное расстояние от центра до данной точки. Уравнение (5), рассматриваемое как частный случай модифицированного уравнения Эмдена -Фаулера, с параметрами k = -1, n = 0, m = 4, не имеет аналитического решения в элементарных функциях [4]. Его можно лишь решать численно или привести к системе двух дифференциальных уравнений первого порядка с помощью замены переменных. А именно, решением задачи (5) – (5а) является функция $y(x) = x^{-2/3} z(\ln(x))$, где функция $z(\zeta)$ есть решение задачи Коши

$$z_x = u(z(x)) / x, z(x_0) = c x_0^{2/3},$$

а функция u(z) – решение дифференциального уравнения $u(u'_z - 4/3) = Az^4 - (4/9)z$ с начальным условием

$$u(c_1x_0^{2/3}) = c_2x_0^{5/3} + (2/3)c_1x_0^{2/3}$$

Сравнивая полученные для разных значений λ расчетные решения с экспериментальной кривой профиля температуры, находим такое значение коэффициента теплопроводности, при котором эти кривые наиболее близки. Тогда найденное значение λ можно интерпретировать как фактический (экспериментальный) коэффициент теплопроводности тонкопленочного образца.

В заключении отметим, что, когда известны тепловые нагрузки, приближенные формулы (2) и (3), могут быть полезны при выборе материала и конструкции опорной структуры рентгеновского тонкопленочного фильтра [5] (для любого заданного вида тепловых нагрузок).

- А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин. Н.И. Чхало. Материалы XX1 Международного симпозиума «Нанофизика и нанофотоника», Нижний Новгород, Т.1, 408 (2017).
- А.В. Митрофанов. Материалы XX Международного симпозиума «Нанофизика и Наноэлектроника». Нижний Новгород, Т. 1, 386 (2016).
- 3. J.H. Taylor. Appl. Opt., V. 26, N 4, 619 (1987).
- В.Ф. Зайцев, А.Д Полянин. Справочник по нелинейным обыкновенным дифференциальным уравнения. Москва. «Факториал», 245 (1997).
- А.В. Митрофанов. Квантовая электроника, Т. 48, №2 (2018).

Испытания детекторов для телескопов космического эксперимента АРКА

С.А. Богачев¹, Е.А. Вишняков^{1,*}, С.В. Кузин¹, А.А. Перцов¹, Н.Н. Цыбин², Н.И. Чхало²

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* juk301@mail.ru

Исследуются широкоапертурные охлаждаемые ПЗС-матрицы для телескопов высокого разрешения проекта АРКА. На часть исследуемых ПЗС-матриц были нанесены фильтры из тонких слоев алюминия и MoSi₂. Спектры чувствительности детекторов были экспериментально зарегистрированы в схеме дифракционного спектрометра с лазерной плазмой в качестве источника излучения и апериодическим Mo/Si многослойным зеркалом в качестве фокусирующего элемента. Обсуждается качество нанесенных фильтров, их равномерность по апертуре ПЗС-матриц и проблемы контаминации.

Введение

АРКА — это проектируемый космический эксперимент по наблюдению солнечной короны в мягком рентгеновском (МР) диапазоне спектра с высоким пространственным разрешением [1-3]. Аппаратура, которую планируется разместить на малом космическом аппарате, состоит из одного обзорного телескопа ТХ умеренного разрешения и двух телескопов высокого разрешения, центрированных на длины волн 171 Å и 304 Å (Т1 и Т2).

Телескопы Т1 и Т2 являются основными приборами комплекса, позволяющими наблюдать корону Солнца с угловым разрешением ~0.1" в поле зрения 10'×10' в МР диапазоне. Телескопом-прототипом проекта АРКА является эксперимент TRACE, позволивший наблюдать участки диска Солнца с угловым разрешением 0.5" на длине волны 171 Å [4].

В качестве детекторов телескопов Т1 и Т2 планируется использовать ПЗС-матрицы с обратной засветкой размером 6144×6160 пикселей с нанесѐнными на поверхность тонкоплѐночными спектральными фильтрами из алюминия. В данной работе проводится исследование ПЗС-матриц с обратной засветкой, являющихся прототипами детекторов, планируемых к установке в телескопах Т1 и Т2. Все исследуемые ПЗС-матрицы являются охлаждаемыми детекторами размером 1024×2050 пикселей. На часть исследуемых ПЗС-матриц были нанесены спектральные фильтры, состоящие из слоя A1 толщиной 150 нм и слоя MoSi₂ толщиной 2.5 нм.

Схема испытаний ПЗС-матриц

Спектральные чувствительности исследуемых ПЗС детекторов измерялись в схеме дифракционного

спектрометра, состоящего из входной щели, фокусирующего апериодического многослойного зеркала (АМЗ), пропускающей дифракционной решетки и исследуемой ПЗС-матрицы [5]. На Рисунке 1 представлена схема используемого спектрометра.



Рис. 1. Схема дифракционного спектрометра для измерений спектральной чувствительности ПЗС-матриц

Входная щель спектрометра составляла 60 мкм, что соответствовало 1.5 Å при обратной линейной дисперсии 25 Å/мм. Фокусирующее AM3 Mo/Si, оптимизированное на максимальное равномерное отражение в области 125 – 250 Å, было синтезировано в HTУ «Харьковский политехнический институт». Радиус кривизны сферической подложки AM3 составляет R = 1 м. Входная щель и исследуемый ПЗС детектор располагаются на круге Роуланда, связанном с AM3, обеспечивая малые углы падения MP излучения на зеркало (~0.1 рад.). Дифракционная решѐтка (ДР) с частотой штрихов 1000 мм⁻¹ в схеме служит для разложения MP излучения в спектр в плоскости ПЗС-матрицы для засветки еѐ апертуры различными длинами волн из области 125 – 250 Å.

Испытания проводились в вакуумной камере ИКАР при остаточном давлении газов ~2×10⁻⁵ торр. Все исследуемые ПЗС-матрицы охлаждались до температуры –30 °C, при которой тепловые шумы и скорость натекания паразитного сигнала были малы. В качестве источника МР излучения в схеме (источник *S* на Рисунке 1) использовалась лазерная плазма вольфрама, образующаяся при облучении твердотельной вольфрамовой мишени наносекундными импульсами неодимового лазера на основе кристалла Nd:YAG (8 нс, 0.5 Дж, $\lambda = 1064$ нм). Лазерные импульсы были сфокусированы на мишени в пятно с эффективной площадью 10^{-5} см² при помощи линзы из тяжелого флинта с фокусным расстоянием f = 75 мм. Максимальная интенсивность лазерного излучения в центре фокального пятна достигала при этом значений ~ 10^{13} BT/см².

Результаты измерений

В каждом эксперименте спектр, регистрируемый при помощи ПЗС-матрицы, представлял собой произведение гладкой огибающей спектральной функции светимости источника, спектральной отражательной способности АМЗ, спектральной функции пропускания фильтра и спектральной чувствительности ПЗС-детектора. В экспериментах измерялись спектральные чувствительности трѐх ПЗС-матриц без напылѐнных фильтров и трѐх матриц с нанесѐнными фильтрами из слоѐв алюминия и MoSi₂.



Рис. 2. Спектр, зарегистрированный на ПЗС-матрицу с напылѐнным AI спектральным фильтром. Тѐмная полоса посередине спектра соответствует тени от участка ДР, разделяющего две рабочие апертуры решѐтки

На Рисунке 2 приведён пример спектра, зарегистрированного на ПЗС-матрицу с напылённым Al фильтром толщиной около 150 нм при облучении еè поверхности MP излучением, отражённым от Mo/Si AM3 с областью оптимизации 125 – 250 Å. Видно, что Al фильтр не обеспечивает полного поглощения падающего излучения с длинами волн $\lambda < 170$ Å. Также видно, что область модулированной ненулевой интенсивности простирается за L_{2,3}край поглощения Al до длин волн $\lambda \approx 130$ Å. Здесь сказывается проявление тонкой NEXAFS структуры L_{2,3}-края поглощения алюминия. Сигнал по разные стороны от L-края отличается всего в 3 раза.



Рис. 3. Спектр, зарегистрированный на ПЗС-матрицу без напыленного фильтра при облучении ее поверхности излучением, отраженным от АМЗ Mo/Si, оптимизированного для области 125 – 250 Å. Видны 1-й и 2-й порядки

На Рисунке 3 показан вид спектра, зарегистрированного на ПЗС-матрицу без фильтра при еè облучении излучением, отражèнным от АМЗ с областью оптимизации 125 – 250 Å (яркость на рисунке подкорректирована, чтобы был виден второй порядок дифракции). Видно, что небольшая неоднородность спектра по вертикальной координате характерна и для спектра, зарегистрированного на ПЗС без фильтра. Эта неоднородность может быть связана с локальными изменениями структуры АМЗ по его апертуре. Однако на Рисунке 2 видны слабые дополнительные неоднородности, связанные с малыми локальными изменениями толщины Al фильтра по поверхности апертуры ПЗС-матрицы.

В целом, измерения показывают хорошую однородность напыленных Al/MoSi₂ фильтров по апертуре ПЗС-матриц. Более сложные вопросы относительно использования аналогичных ПЗС-матриц в составе телескопов T1 и T2 проекта APKA касаются невозможности полностью устранить сигнал в области $\lambda < 170$ Å и возможной контаминации поверхности ПЗС-матриц различными органическими молекулами при долгой работе при отрицательных температурах в космосе (рабочая температура ПЗС детекторов телескопов проекта APKA T = -50 °C).

- С.В. Кузин, С.А. Богачев, А.А. Перцов *и др. //* Известия РАН. Серия физ., **75** (1), 91 (2011).
- E.A. Vishnyakov, S.A. Bogachev, A.S. Kirichenko et al. // Proc. SPIE, V. 10235, 102350B (2017).
- С.А. Богачев, С.В. Кузин, А.А. Перцов *и др. //* Труды XXI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Т. 1, 361 (2017).
- B.N. Handy, L.W. Acton, C.C. Kankelborg *et al.* // Solar Physics, V. 187, Issue 2, p. 229 (1999).
- 5. Е.А. Вишняков, К.Н. Медников, А.А. Перцов *и др.* // Квантовая электроника, **39** (5), 474 (2009).

Влияние нанометровых защитных покрытий на временную стабильность и механические свойства тонкопленочных алюминиевых абсорбционных фильтров

С.А. Богачѐв¹, С.Ю. Зуев², А.Я. Лопатин², В.И. Лучин², Н.Н. Салащенко², Н.И. Чхало², Н.Н. Цыбин^{2, *}

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, 119991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*tsybin@ipmras.ru

Показано, что применение MoSi₂ и AIN двухсторонних покрытий нанометровых толщин повышает временную стабильность оптических характеристик тонкопленочных AI фильтров экстремального ультрафиолетового диапазона. Продемонстрировано, что наличие защитных покрытий может приводить к существенному возрастанию прочности AI пленок на разрыв.

Введение

Алюминиевые (Al) фильтры экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона являются наиболее часто применяемыми в солнечной астрономии вследствие того, что они имеют широкую (17-70 нм) полосу пропускания и высокую степень блокирования УФ, видимого и инфракрасного излучения. Недостатком Al фильтра является то, что при хранении на воздухе его пропускание в ЭУФ диапазоне снижается вследствие окисления. Кроме того, Al пленки сравнительно непрочны.

В новых проектах солнечных ЭУФ телескопов от абсорбционных фильтров требуется высокое пропускание в ЭУФ диапазоне, увеличение ячейки поддерживающей сетки для снижения влияния дифракции и увеличение суммарного пропускания всей конструкции. Чем больше размер ячейки поддерживающей сетки, тем более прочной должна быть пленка, чтобы выдержать вибрационные и акустические нагрузки, возникающие при выводе телескопа на орбиту.

В данной работе рассматривается возможность улучшения свойств Al фильтров за счет использования двухсторонних защитных покрытий нанометровой толщины. Такие трехслойные фильтры предлагаются в качестве альтернативы традиционно используемым фильтрам в виде монопленки Al и многослойным Al/Si фильтрам.

Методика экспериментов

Для проведения экспериментов были изготовлены образцы Al-содержащих пленок. AlN покрытия были получены путем распыления мишени Al в смеси газов Ar и N₂ в соотношении парциальных давлений p_{N2} : $p_{Ar} = 1:5$.

Для изучения временной стабильности фильтров были изготовлены следующие образцы свободновисящих плѐнок: Al, трѐхслойки MoSi₂,Al,MoSi₂ и AlN,Al,AlN. Образцы плѐнок вылавливались на кремниевые рамки с круглым отверстием диаметром 14 мм.

С целью сравнения механической прочности на разрыв плѐнки Al с покрытиями и без высаживались на кремниевые рамки с отверстием 2,5 мм. Образцы помещались на стенд [1], где путем откачки воздуха с одной из стороны плѐнки создавался перепад давления.

Для проведения акустических испытаний была изготовлена натянутая и приклеенная к поддерживающей медной сетке пленка Al с MoSi₂ покрытиями.

Результаты

Были проведены измерения коэффициентов пропускания 3 видов образцов фильтров: Al – 150, AlN-1.5,Al-144,AlN-1.5 и MoSi₂-2.5,Al-150,MoSi₂-2.5 (толщины указаны в нм) на длинах волн 30,4 нм и 58,4 нм после изготовления, а затем через некоторые промежутки времени хранения на воздухе (рис. 1).



Рис. 1. Временная зависимость пропускания фильтров

Из рисунка 1 видно, что для всех образцов наблюдается постепенное снижение коэффициента пропускания, однако при наличии AlN, а особенно MoSi₂ покрытий, скорость спадания значительно снижается.

При проведении сравнительных тестов плѐнок на прочность, мы измеряли максимальный перепад давления (Δp), который может выдержать плѐнка, выловленная на рамку с круглым отверстием Ø2,5 мм.

В таблице 1 представлены результаты измерений для Al плèнок с покрытиями и без, а для сравнения значения предельных перепадов для многослойных (Al/Si) фильтров с разным числом периодов.

Табл. 1. Результаты измерения предельного перепада давления между сторонами плѐнок на разрыв.

Structure, nm	Δp, atm
AI-150	0,057
AIN-1.5,AI-144,AIN-1.5	0,068
MoSi ₂ -2.5,Al-150, MoSi ₂ -2.5	0,18
Si-2,(Al-3/Si-2)×28	0,06
Si-2,(Al-3/Si-2)×55	0,152

Из таблицы 1 видно, что структура MoSi₂/Al/MoSi₂ может в среднем выдержать втрое больший перепад давления, чем пленка без покрытий сопоставимой толщины.

Плѐнка Al с MoSi₂ покрытиями, как показавшая высокую временную стабильность и механическую прочность, была приклеена к медной опорной сетке с разным размером ячеек (квадратные ячейки с размером сторон 2.5, 5, 10 и 20 мм) для проведения тестов на стойкость к акустическим шумам. Интенсивность шума составляла 143,2 дБ, длительность воздействия 1 минута. В результате была повреждена лишь одна самая большая ячейка размером 20 мм (см. рис. 2).



Рис. 2. Фотография внешнего вида натянутого в ячейках фильтра Al-240 нм с MoSi₂-2.5 нм покрытиями после проведения акустических испытаний. При испытаниях была повреждена одна ячейка с размером 20×20 мм²

Выводы

В ходе проведенного исследования получены следующие результаты. Во-первых, подтверждено, что коэффициент пропускания фильтра в виде монопленки Al падает при хранении в обычных условиях. Во-вторых, применение двухсторонних защитных слоев MoSi2 и AlN снижает скорость деградации оптических характеристик Al фильтра. Втретьих, наличие MoSi₂ покрытий толщиной 2,5 нм существенно (в несколько раз) увеличивает способность Al фильтра выдерживать перепад давления между сторонами пленки. Увеличение прочности на разрыв мы связываем с препятствованием MoSi₂ защитного покрытия образованию трещин на поверхности пленки. В-четвертых, проведенные акустические испытания демонстрируют, что структура Al с MoSi₂ покрытиями на поддерживающей сетке с ячейкой до 10 мм может рассматриваться в качестве входного фильтра в солнечных космических телескопах.

Литература

 M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev *et al.* // Proc. SPIE., V. 7025, 702502 (2008).

Анализ простой двухкристальной схемы линии задержки фемтосекундных рентгеновских импульсов с произвольной степенью временной когерентности

В.А. Бушуев, И.А. Петров

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, МГУ, ГСП-1 Москва, 119991. vabushuev@yandex.ru

С использованием методов статистической оптики рассмотрено формирование задержанных импульсов при дифракционном отражении коротких рентгеновских импульсов с произвольной степенью временной когерентности от системы из двух кристаллов с различными периодами решетки. Результаты работы представляют интерес для построения линий задержки в экспериментах с временным разрешением типа pump-and-probe и реализации режима self-seeding для повышения степени временной когерентности излучения рентгеновского лазера на свободных электронах.

Введение

Для рентгеновских исследований быстропротекающих процессов в атомной физике, физике конденсированного состояния, физике высокомолекулярных соединений и др. необходимо проводить эксперименты в режиме "pump and probe", в которых первый импульс является возбуждающим, а второй импульс, который падает на исследуемый объект с некоторой временной задержкой, является зондирующим импульсом. Для управления временем задержки в [1-3] были предложены линии задержки, состоящие из достаточно большого числа отдельно расположенных кристаллов (от 3-х [3] до 8-ми [1, 2]) в геометриях на отражение и на прохождение, что накладывает жесткие условия на угол Брэгга (45[°] [1, 2]; ≈ 90[°] [3]), т.е. на длину волны излучения, и на стабильность положения кристаллов. Кроме того, в [1-3] отсутствуют расчеты формы и интенсивности задержанных импульсов.

Ранее в [4-6] была построена динамическая теория дифракции рентгеновских когерентных [4] и случайных [5, 6] импульсов в кристаллах и многослойных структурах. В [7] нами было показано, что вследствие большой спектральной ширины падающего импульса рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ) его дифракционное отражение от многослойной кристаллической структуры приводит к образованию серии задержанных отраженных импульсов.

В настоящей работе предложена простая и эффективная схема линии задержки, которая состоит из

двух плоских монокристаллов, разделенных некоторым промежутком L_1 , изменение которого приводит к изменению времени задержки Δt (Рис. 1).



Рис. 1. Схема двухкристальной линии задержки



Рис. 2. Спектры: 1 – дифракционного отражения $R(\omega)$ от двух кристаллов с брэгговскими частотами $\omega_{1,2}$; 2 – огибающей импульса с длительностью τ_0 , 3 – случайного импульса $A_{in}(\omega)$ со временем когерентности $\tau_c << \tau_0$

Толщины кристаллов $l_{1,2}$ варьируются от долей до десятка глубин экстинкции. Их межплоскостные расстояния отличаются на некую малую величину Δd такую, что расстояние ($\omega_2 - \omega_1$) между дифракционными пиками спектрального брэгговского отражения в несколько раз превышают ширины $\Delta \omega_{B1,2}$ этих пиков (Рис. 2). Так как импульсы РЛСЭ характеризуются высокой пространственной когерентностью и весьма посредственной временной коге-

рентностью, то спектр $A_{in}(\omega)$ падающего импульса перекрывает оба этих пика (Рис. 2). В итоге каждый кристалл является отражающим в своей спектральной области (ω_1 или ω_2 на Рис. 2) и практически прозрачным в других областях. Время задержки $\Delta t \approx 2(l_1 + L_1)/c \sin \theta_B$ можно регулировать простым изменением межкристального расстояния L_1 .

Результаты и обсуждение

Временная зависимость амплитуд задержанных импульсов при отражении от произвольной кристаллической системы определяется соотношением

$$A_{R}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_{in}(\Omega) R(\Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega, \qquad (1)$$

где $R(\Omega)$ – амплитудный коэффициент дифракционного отражения, $A_{in}(\Omega)$ – спектр падающего случайного импульса с амплитудой $A_{in}(t)$, $\Omega = \omega - \omega_0$. Явный вид спектральной корреляционной функции $\langle A_{in}(\Omega)A_{in}^*(\Omega') \rangle$, который необходим для вычисления статистически усредненной интенсивности $I_R(t) = \langle |A_R(t)|^2 \rangle$, определен в работах [5, 6].



Рис. 3. Временная структура задержанных импульсов при разных расстояниях L_1 между кристаллами. Параметры: $l_1 = 20 \ \mu m$, $l_2 = 50 \ \mu m$, $\Delta d/d = 3 \times 10^{-5}$, $\tau_0 = 20 \ fs$, $\tau_c = 2 \ fs$, $\lambda_0 = 0.1 \ nm$, алмаз(400)

В работе проанализировано влияние толщин $l_{1,2}$, величин Δd и L_1 , длительности τ_0 и времени когерентности τ_c падающих импульсов на форму и интенсивность задержанных импульсов. На Рис. 3 показано линейное увеличение времени задержки Δt с увеличением расстояния L_1 .

Время задержки в схеме на Рис. 1 определяется величиной $\Delta t \sim 2(l_1+L_1)$. При этом минимальное время (т.н. "мертвый" интервал) $\Delta t_{\min} \sim 2l_1$ (Рис. 3 при $L_1 = 0$). Для уменьшения Δt и даже исключения "мертвого" интервала на пути отраженных импульсов следует поставить еще одну двухкристальную систему с промежутком L_2 и с перестановкой расположения кристаллов 1 \leftrightarrow 2. Тогда время задержки $\Delta t \sim 2(l_2 - l_1) + 2(L_2 - L_1)$, и путем изменения L_1 , L_2 можно сделать как $\Delta t \approx 0$, так и даже $\Delta t < 0$.

Так как под знаком интеграла в (1) входит произведение $A_{in}(\Omega)R(\Omega)$, то амплитудами задержанных импульсов можно управлять как путем изменения величины Δd , так и с помощью изменения толщины одного из кристаллов (см. Рис. 4).



Рис. 4. Спектральный коэффициент отражения (кривые 1-3) при различных толщинах l_1 , спектр падающего импульса (кривая 4), спектр огибающей импульса (кривая 5). Параметры: $l_2 = 40 \ \mu m, \ \Delta d/d = 4 \times 10^{-5}$, алмаз(400)

Величину Δd можно изменять с помощью ионной имплантации, однако более эффективным является плавное изменение температуры одного из кристаллов в пределах нескольких десятков градусов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 16-02-00887.

- S. Joksch, W. Graeff, J. Hastings, D. P. Siddins. // Rev. Sci. Instrum., V. 63, 1114-1118 (1992).
- W. Roseker, H. Franz, H. Schulte-Schrepping *et al.* // J. Synchr. Rad., V. 18, 481-491 (2011).
- Y. P. Stetsko, Y. V. Shvyd'ko, G. B. Stephenson. // Appl. Phys. Lett., V. 103, 173508(4) (2013).
- V. A. Bushuev. // J. Synchr. Rad., V. 15, 495-505 (2008).
- V. A. Bushuev, L. Samoylova. // Nucl. Instr. Meth. A, V. 635, S19-S23 (2011).
- В. А. Бушуев, Л. Самойлова. // Кристаллография, Т. 56, 876-885 (2011).
- В. А. Бушуев, И. А. Петров. // Труды XXI Междунар. симп. «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород), Т. 1, 365-366 (2017).

Многослойные зеркала на основе иттрия для спектрального диапазона 8-11 нм

Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, Д.С. Квашенников^{*}, В.Н. Полковников

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *polkovnikov@ipmras.ru

Работа посвящена разработке и оптимизации многослойных зеркал, предназначенных для работы в диапазоне 8-11,2 нм и интересных, прежде всего, для таких приложений как нанолитография, диагностика солнечной и лабораторной плазмы. На данный момент в указанном диапазоне длин волн практически отсутствуют эффективно отражающие (с коэффициентами отражения 50-60%) многослойные зеркала. Базовым элементом таких зеркал здесь может выступать только иттрий в силу особенностей его оптических свойств.

Одним из актуальных направлений современной рентгеновской оптики является проблема создания оборудования для проекционной литографии с пространственным разрешением лучше 40 нм. Успехи последнего времени связаны с технологией, основанной на применении ArF эксимерного лазера с рабочей длиной волны 193 нм. Однако данная технология достигла своего предела, и дальнейший прогресс на ее основе становится невозможным. Наиболее перспективный путь дальнейшего уменьшения латерального размера элемента на чипе может быть связан именно с переходом к меньшим длинам волн, с уходом в область экстремального ультрафиолетового или мягкого рентгеновского диапазонов длин волн. В диапазоне длин волн, больших 10 нм, интерес представляет окрестность 13,5 нм.

Но еще большая миниатюризация требует еще большего снижения рабочей длины волны и уводит разработчиков литографического оборудования в область мягкого рентгеновского излучения λ<10 нм. В этом диапазоне наиболее перспективными представляются спектральные области вблизи краев поглощения иттрия У λ=9,34 нм и бора В λ=6,67 нм. Наши исследования показали бесперспективность технологии 6,67 нм - недостаточная эффективность оптики не позволит создать экономически целесообразный и оправданный нанолитограф для задач массового производства. Таким образом, перспективной остается именно 9,34 нм. Основной фактор, препятствующий запуску программы литографии на этой длине волны является отсутствие эффективно отражающих зеркал. На данный момент отражение лучших экземпляров зеркал едва превышает 40%. При этом теоретический предел для зеркал на основе иттрия превышает 60%.

Кроме литографии, зеркала на основе иттрия представляют интерес для солнечной астрономии и диагностики лабораторной плазмы в диапазоне 9-11 нм, где нет никаких иных альтернативных эффективно отражающих покрытий.

На данный момент в рассматриваемом диапазоне длин волн практически отсутствуют эффективно отражающие (с коэффициентами отражения 50-60%) многослойные зеркала. Базовым элементом таких зеркал здесь может выступать только иттрий в силу особенностей его оптических свойств. Однако иттрий является очень активным материалом, вступающим в химическое взаимодействие со многими другими элементами. По этой причине многослойные зеркала на его основе имеют значительную протяженность межслоевых границ. Минимизации данного параметра и посвящено данное исследование.

Чаще всего в качестве контрастных материалов по отношению к иттрию рассматриваются Mo, Ru, Nb [1-4]. Кроме того, теоретически хорошо сочетание иттрия с палладием или серебром. В работах [4-6] рассматривались многослойные зеркала Mo/Y. При теоретическом пределе R=42% реально достигнуты 30%. Еще больший теоретический предел у структур Ru/Y – R=56%. Однако экспериментально в получен всего 21%. Это объясняется значительным уширением переходных областей на границах раздела.

Такие низкие коэффициенты отражения тем более удивительны, что теоретический предел для рассматриваемых структур довольно высок. Теоретически наибольшими пиковыми (и интегральными) коэффициентами отражения, достигающими 62%, обладают M3 на основе Pd/Y и Ag/Y. Ru/Y-зеркала немного в этом им уступают (R до 56%), а M3 Мо/Y имеют лишь 42% при значительно более узкой полосе пропускания.

Наиболее изученными, видимо, в связи с доступностью материалов, являются структуры Мо/Ү. При столь низком теоретическом значении отражение, измеряемое на практике, оказывается еще меньше. Данные в литературе дают разброс от приблизительно 26% до 34% у лучших образцов. Это объясняется уширением переходных областей на границах между иттрием и молибденом. Причем в работе [2] показано, что более уширенной является область, получаемая при осаждении иттрия на молибден.

В связи с этим на данный момент в мире господствуют следующие тенденции. Во-первых, авторы переходят к более дорогим (и более эффективным) рассеивающим материалам типа палладия. Вовторых, всè чаще прибегают к интерфейсному инжинирингу, под которым они подразумевают методику антидиффузионных слоев. С помощью этих подходов удалось достичь коэффициентов отражения немногим более 40% (при теоретическом пределе свыше 60%).

Наиболее распространенными причинами несоответствия достигнутых коэффициентов отражения их теоретически предельным значениям являются: а) уширение межслоевых границ, б) недостаточная плотность материалов в тонких пленках. Управление этими параметрами в рамках традиционного метода синтеза МЗ - магнетронного распыления если и возможно, то в очень ограниченном диапазоне. Дополнительные возможности открываются через применение альтернативных методик - сильноточного магнетронного распыления, ионной полировки, ионного ассистирования и ионнопучкового распыления. В рамках этой работы изучаются возможности управления параметрами МЗ путем сочетания оптимальных режимов различных методов в рамках одного технологического процесса. Для реализации этих целей изучается влияние методик синтеза и их сочетаний на свойства растущих пленок. При этом важно учитывать и уметь компенсировать внутренние напряжения в МЗ, которые наверняка претерпят изменения с внедрением в технологический процесс новых элементов синтеза.

На рис. 1 приведены теоретически рассчитанные спектральные зависимости коэффициентов отражения для МЗ на основе Мо/Y, Ru/Y, Nb/Y, Pd/Y и Ag/Y. Расчеты выполнены для нулевой величины межслоевых шероховатостей и нормального падения излучения.



Рис. 1. Расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения M3 SiC/Mg, Si/Mg, B4C/Mg, Co/Mg

Теоретически наибольшими пиковыми (и интегральными) коэффициентами отражения, достигающими 62%, обладают МЗ на основе Pd/Y и Ag/Y. Ru/Y-зеркала немного в этом им уступают (R до 56%), а МЗ Мо/Y имеют лишь 42% при значительно более узкой полосе пропускания.

- Zhanshan Wang, Hongchang Wang, Jingtao Zhu, et al. // Appl.Phys.Lett., 89, 241120 (2006).
- P. Gupta, T.P. Tenka, S Rai, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., 40, 6684 (2007).
- Benjawan Sae-Lao, Sas` a Bajt, Claude Montcalm, et al. // Appl.Opt., 41(13), 2394 (2002).
- Claude Montcalm, Patrick A. Kearney, J.M. Slaughter, *et al.* // Appl.Opt., 35(25), 5134 (1995).
- D.L. Windt, S. Donguy, J. Seely, *et al.* // Proc. SPIE, 5168, 1 (2004).
- David L. Windt, and Eric M. Gullikson, Appl. Opt. 2015. V. 54. №.18. P.5850-5860.

Многослойные зеркала на основе бериллия для спектральной области 17-35 нм

Ю.А. Вайнер¹, С.Ю. Зуев¹, Р.С. Плешков^{1,*}, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, М.Г. Сертсу², А. Соколов², Н.И. Чхало¹, Ф. Шаферс²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

2 Helmholtz-Zentrum Berlin, Albert-Einstein-Straße 15, D-12489 Berlin, Germany.

*pleshkov@ipmras.ru

Приводятся первые результаты исследований бериллия в качестве материала многослойных зеркал (МЗ) для ЭУФ диапазона. Образцы наносились методом магнетронного распыления в среде 0,08-0,13 Па аргона. Исследование структурных и рентгенооптических характеристик производилось с использованием синхротрона BESSY-II и помощью лабораторных рефлектометров. Мотивацией исследования стали требования по увеличению коэффициентов отражения и спектрального разрешения МЗ для проектируемых телескопов для изучения короны Солнца.

Введение

Диапазон экстремального ультрафиолетового излучения, длины волн 12-60 нм (ЭУФ) представляет значительный интерес для солнечной астрономии, так как в нем располагается ряд важных линий излучения многозарядных ионов. Например, FeXXIII, FeXXI, FeXX (длины волн 12,5-14 нм), FeXII – FeIX (17,1 – 19,5 нм), HeII (30,4 нм) и др. Эти ионы образуются в различных слоях солнечной атмосферы от переходного слоя (HeII) до внешних слоев короны (FeXII) и соответствуют разным температурам возбуждения от 0,05 МК (HeII) до 20 МК (FeXXIII). Построение изображений Солнца на выбранных линиях фактически соответствует построению распределения температуры плазмы в отдельных слоях короны.

В качестве инструмента исследования короны Солнца в последнее время широко используются телескопы, обычно построенные по двухзеркальной схеме Ричи-Критьена с многослойными зеркалами (M3), выполняющими одновременно функции построения изображений и монохроматизации. Обычно диагностика корональной плазмы (определение температуры, плотности) по телескопическим изображениям затруднена тем, что в спектральный диапазон чувствительности телескопа, который определяется спектральной полосой пропускания зеркал, попадает множество спектральных линий, формируемых в разных условиях.

Для любого конкретной пары материалов уменьшение Δλ достигается за счет снижения доли рассеивающего (сильнопоглощающего) материала в периоде МЗ. Но это, одновременно, приводит к снижению пикового значения коэффициента отражения. Поэтому при разработке и синтезе МЗ для космических экспериментов будущего возникает необходимость поиска оптимального соотношения величины спектральной селективности и коэффициента отражения. В идеале требуется сохранение или даже превышение высоких коэффициентов традиционных МЗ для солнечной астрономии, и увеличение их спектральной селективности.

Фактически этой цели можно достичь, только переходя на другие материалы. При этом при выборе новых материалов необходимо учитывать не только рентгенооптические характеристики, но и долговременную, как правило, не менее 5 лет, стабильность отражательных характеристик.

Одним из наиболее интересных и мало изученных материалов в ЭУФ области является Ве.

Методика эксперимента

Многослойные зеркала осаждаются на сверхгладкие (среднеквадратичная величина шероховатости 0,1-0,2 нм) кремниевые подложки методом магнетронного распыления.

Параметры структур (период, индивидуальные толщины слоев, плотность элементов, межслоевая шероховатость) определялись методом подгонки кривых отражения излучения с длиной волны 0,154 нм. Параметрами подгонки выступали: индивидуальные толщины пленок, плотности материалов пленок и межслоевые шероховатости, в общем случае разные на разных границах периода M3. Том 1

Измерения в ЭУФ области спектра проводились как в лаборатории на рефлектометрах, оснащенных решеточными спектрометрами-монохроматорами PCM-500 (спектральный диапазон измерений 4-25 нм, разрешение 0,03 нм) и LHT-30 (диапазон 25-200 нм, разрешение 0,1 нм), так и на синхротроне BESSY-2.

Ниже приводятся некоторые результаты экспериментов.

Результаты

Анализ имеющихся в мире многослойных зеркал, не содержащих бериллий, проведен, например, в [1]. Там же показано, что зеркала на основе Al/Be/Si обладают коэффициентом отражения 61% вблизи длины волны 17,1 нм.

В рамках настоящей работы изучались многослойные зеркала Al/Zr/Si и Al/Zr/Be/Si (материалы слоев перечислены в порядке от подложки к поверхности). В таблице 1 приведены экспериментальные данные измерения пикового значения коэффициента отражения от этих зеркал в диапазоне 17,14-17,9 нм.

Таблица 1. Экспериментальные значения пикового коэффициента отражательных для M3 Al/Zr/Si и Al/Zr/Be/Si в диапазоне 17,14-17,9 нм.

Структура	17,14 нм	17,38 нм	17,63 нм	17,9 нм
R(AI/Zr/Si)	57,8%	56,3%	-	-
R(AI/Zr/Be/Si)	67%	65,1%	64%	62,7%

На рисунке 1 приведены угловые зависимости коэффициента отражения M3 Al/Zr/Be/Si, снятые на указанных в таблице 1 четырех длинах волн. Спектральная ширина кривой отражения составляет 0,7 нм.



Рис. 1. Угловые зависимости коэффициента отражения M3 AI/Zr/Be/Si

В качестве структур, предназначенных для работы диапазоне длин волн 25-35 нм изучались многослойные зеркала Al/Be/Si и Be/Mg. Контрольные измерения проводились вблизи длины волны 30,4 нм (линия HeII). На рисунке 2 приведено сравнение спектральных зависимостей коэффициентов отражения для обоих типов зеркал. Кривые сняты при угле падения излучения 2 градуса от нормали.



Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициентов отражения M3 Al/Be/Si и Be/Mg

Максимум коэффициента отражения Al/Be/Si составляет 34% при полосе пропускания 1 нм. Для Be/Mg эти величины имеют значения 55% и 1,64 нм, соответственно. Таким образом, первая структура обладает рекордной величиной спектральной селективности, вторая – максимума коэффициента отражения.

Дальнейшие исследования проводились с целью определения временной стабильности отражательных характеристик этих зеркал при хранении их в комнатных условиях. Показано, что для зеркал Al/Be/Si в течение года не наблюдается никаких изменений. Структура типа Be/Mg потеряла около 5% отражения за шесть месяцев.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-52-150006 и 18-02-00588. В части проведения синхротронных измерений и обработки экспериментальных данных работа поддержана грантом РНФ 16-42-01034.

Литература

 N.I. Chkhalo, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, et all. // Thin Solid Films, V.631., 106 (2017).

Многослойные зеркала на основе бериллия для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов длин волн

Ю.А. Вайнер¹, С.Ю. Зуев¹, Р.С. Плешков¹, Д.Е. Парьев¹, В.Н. Полковников^{1,*}, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, М.Г. Сертсу², А. Соколов², Н.И. Чхало¹, Ф. Шаферс²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

2 Helmholtz-Zentrum Berlin, Albert-Einstein-Straße 15, D-12489 Berlin, Germany.

*polkovnikov@ipmras.ru

В докладе суммируются результаты работы с бериллий-содержащими многослойными зеркалами для диапазона длин волн 1-30 нм. Приводятся экспериментальные данные по отражению от зеркал на длинах волн 1,7 нм, 11,2 нм, 13,2 нм, 13,5 нм, 17,1 нм, 30,4 нм.

Работа в целом посвящена разработке, синтезу и изучению свойств многослойных зеркал (МЗ) для ряда длин волн из диапазона 1-30 нм. Разрабатываемые структуры предназначаются для создания оптических схем ряда приложений. Прежде всего, это схемы установок проекционной ЭУФ литографии с рабочими длинами волн 13,5 и 11,2 нм. В данном случае наибольшее значение приобретает такой параметр МЗ как пиковое значение коэффициента отражения на рабочей длине волны. Для активно развиваемого в мире варианта 13,5 нм мы рассматриваем задачу создания абсорбционных фильтров и защитных экранов маски для рабочих экземпляров литографов.

Другой тип задач связан с созданием телескопов космического базирования, предназначенных для диагностики солнечной плазмы. МЗ для этих задач обязаны обладать высокой спектральной селективностью для эффективного вычленения из солнечного спектра линий излучения некоторых ионов (то есть малой шириной спектральной кривой отражения, взятой по уровню половины высоты). Речь идет о длинах волн 13,2, 17,1, 30,4 нм. Оптические элементы для области мягкого рентгеновского излучения (3-6 нм) предназначаются, в первую очередь, для схем рентгеновских микроскопов.

На данный момент получены следующие основные результаты.

Для изучения возможностей создания оптических схем литографов с рабочей длиной волны 11,2 нм синтезированы структуры Мо/Ве и Мо/Ве с барьерными слоями С, В4С и Si. Измерения отражательных характеристик проводилось на синхротроне BESSY-II в диапазоне длин волн 11,2-11,4 нм. По результатам измерений сделаны следующие выводы.

а) Пиковое значение коэффициента отражения МЗ Мо/Ве достигает 70,2% (теоретический предел порядка 74%). Основными причинами несоответствия теории и эксперимента являются протяженные межслоевые границы: Мо-на-Ве 0,36 нм и Ве-на-Мо 0,71 нм.

б) С целью уменьшения межслоевой шероховатости применена методика барьерных слоев. Карбид бора, углерод и кремний толщиной 0,3 нм поочередно в различных экспериментах осаждались на поверхность бериллиевых или молибденовых слоев. МЗ Мо/Ве/В4С имеет отражение 68,5%, МЗ Мо/Ве/С 69%, МЗ Мо/Ве/Si 66% на длине волны 11,4 нм.

в) Важнейшим наблюдением, сделанным в ходе этих экспериментов, стало обнаружение сглаживающего эффекта применения тонкой пленки кремния. А именно для структуры Mo/Be/Si (указан порядок материалов в направлении от подложки к верхнему слою) протяженность межслоевой границы Be-на-Mo снижается с 0,71 нм до 0,35 нм.

3. Этот последний эффект использован для повышения отражательной способности зеркал, оптимизированных на длину волны 13,5 нм. Отражение от M3 типа Mo/Be/Si достигает 72% на длине волны 13,5 нм и приближается к 73% на длине волны 12,9 нм (до сих пор лучшим отражением – 70% – на 13,5 нм обладали структуры Mo/Si).

4. Проведены исследования отражательных характеристик узкополосных зеркал для солнечной астрономии, оптимизированных 13,2 нм. При практически одинаковых величинах спектральной полосы пропускания (0,35 нм) коэффициенты отражения изучаемых образцов, хотя и не принципиально, но R(Zr/Si)=45%, R(Mo/Si)=54%отличаются: и R(Mo/Be)=58%. На практике при разработке оптических систем зачастую на основе двухзеркальных схем отличие в отражательной способности может достигать десятков процентов, по этой причине мы рассматриваем пару Мо/Ве, как наиболее перспективную для разработки оптики в спектральной области около 13 нм.

5. Показано, что в диапазоне длин волн 17-30 нм в многослойных структурах Ве можно использовать не в качестве слабо поглощающего, а как рассеивающий материал. При этом благодаря малому поглощению можно ожидать уникального сочетания отражательных характеристик: одновременно рекордно высоких пиковых коэффициентов отражения и спектральной селективности. Этот вывод подтвержден экспериментально на длинах волн 17 и 30,4 нм на примере Be/Al.

а) В ходе экспериментов изучались отражательные характеристики M3 Be/Al в зависимости от доли рассеивающего материала (в данном случае бериллия). Наилучший результат с точки зрения максимума отражения (50%) достигнут при доле бериллия в периоде структуры 0,55. При этом ширина кривой отражения составляет около 0,4 нм (требования для зеркал телескопов не более 0,42 нм). Математическое моделирование показывает, что такие структуры обладают значительной межслоевой шероховатостью (около 1 нм).

б) Для снижения шероховатости использованы сглаживающие свойства кремниевых тонких пле-

нок. При осаждении на поверхность кремния слои алюминия демонстрируют меньшую шероховатость. Можно предположить, что кремний оказывает аморфизирующее воздействие. Пиковое значение коэффициента отражения структур Be/Si/Al достигает 61% при спектральной ширине кривой около 0,4 нм.

в) Экспериментально показано, что структуры типа Zr/Be/Si/Al, оптимизированные на 17,1 нм, обладают еще большим значением пикового коэффициента отражения – 67% (до сих пор лучшим отражением – 56% – здесь обладали структуры Al/Zr).

г) На основе того же состава – Al/Be/Si – удалось создать обладающие стабильными во времени отражательными характеристиками МЗ для работы на длине волны 30,4 нм. Они превосходят традиционные Mg-содержащие зеркала не только по стабильности, но и по величине отражения (34% против 30%), а также по спектральной полосе пропускания (0,9 нм против 1,2 нм).

д) Изучены структуры типа Be/Mg. Если максимум коэффициента отражения Al/Be/Si составляет 34% при полосе пропускания 1 нм, то для Be/Mg эти величины имеют значения 55% и 1,64 нм, соответственно. Таким образом, первая структура обладает рекордной величиной спектральной селективности, вторая – максимума коэффициента отражения.

Дальнейшие исследования проводились с целью определения временной стабильности отражательных характеристик этих зеркал при хранении их в комнатных условиях. Показано, что для зеркал Al/Be/Si в течение года не наблюдается никаких изменений. Структура типа Be/Mg потеряла около 5% отражения за шесть месяцев.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-52-150006 и 18-02-00588. В части проведения синхротронных измерений и обработки экспериментальных данных работа поддержана грантом РНФ 16-42-01034.

Прибор для наблюдения короны Солнца в линиях MgXII (аппаратура КОРТЕС)

Е.А. Вишняков¹, С.Ю. Дятков¹, Н.Ф. Ерхова^{1, *}, А.С. Кириченко^{1, §}, И.П. Лобода¹, А.А. Рева¹, А.С. Ульянов¹

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

*ms.erhova@mail.ru, §kirichenko@lebedev.ru

КОРТЕС — это комплекс научного оборудования для изучения короны Солнца в мягкой рентгеновской области спектра. Одним из приборов является телескоп-спектрогелиометр с умеренным спектральным разрешением, предназначенный для регистрации солнечных изображений в горячем дублете спектральной линии Mg XII (8.42 A). Прибор состоит из кристаллического фокусирующего зеркала, спектрального фильтра и детектора. Прибор такого класса использовался в экспериментах СПИРИТ, ТЕСИС (программа КОРОНАС).

Введение

Исследование нестационарных процессов в короне Солнца является одной из самых актуальных задач современной гелиофизики. Для ее решения применяются, в частности, такие приборы, как телескопспектрогелиометр на основе кристаллического зеркала. Телескоп-спектрогелиометр предназначен для регистрации спектральных изображений полного диска Солнца в резонансной линии иона MgXII вблизи длины волны 8.42 Å. Это позволяет получить информацию о процессах, происходящих в наиболее горячих структурах солнечной короны с температурами более 4 MK.



Рис. 1. Принципиальная оптическая схема телескопаспектрогелиометра Схема прибора является модификацией схемы Гамоша и состоит из сферически изогнутого кристалла и детектора.

На рисунке 1 показаны: а – радиальное расстояние между кольцевыми зонами дифракции для λ_1 и λ_2 , r – радиус кольцевой зоны дифракции для λ_2 , f' – фокусное расстояние кристалла, φ – угол скользящего падения, R – радиус кривизны кристалла, ds – поперечная сферическая аберрация, dl – продольная сферическая аберрация.

Поскольку кристалл является сферически изогнутым, дифракция на нем происходит в узкой кольцевой зоне с радиусом *r*:

$$r = R\cos\varphi = R / \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2d}\right)^2} \qquad (\phi 1)$$

где R – радиус кривизны кристалла, d – период кристаллической решетки, m – порядок дифракции, λ – длина волны излучения.

Особенности схемы

Для работы с коротковолновым мягким рентгеновским излучением наилучшим образом подходит фокусирующая кристаллическая оптика. В основе еè работы лежит закон Брэгга-Вульфа:

$$2d \cdot \sin \varphi = m\lambda, \qquad (\phi 2)$$

Для уменьшения аберраций кристаллического зеркала следует выбирать угол скользящего падения φ близким к 90°. В первом порядке дифракции m = 1на длине волны $\lambda = 8.42$ Å можно использовать кристаллический кварц, у которого 2d = 8.501 Å. В космическом эксперименте ТЕСИС [1] в аналогичном приборе был использован кристалл кварца с размерами апертуры 71×703 мм, толщиной 150 мкм, Y-срез [01.0]. Кристалл был наклеен на подложку с радиусом изгиба равным 1295 мм.

Пути оптимизации

В предыдущих экспериментах (ТЕСИС/КОРОНАС-ФОТОН [1], СПИРИТ/КОРОНАС-Ф [2], КОРО-НАС-И [3]) использовались схемы подобных телескопов-спектрогелиометров Mg XII, которые отличались друг от друга только размерами компонентов. Целью этой работы является повышение пространственного разрешения путем оптимизации схемы прибора. Возможны три пути оптимизации: изменение положения детектора, подбор формы поверхности подложки, выбор другой длины волны и кристалла.

Первый путь оптимизации предполагает пространственное разделение двух компонент дублета. В таком случае необходимо расположить детектор на большем расстоянии, чем фокусное расстояние кристаллического зеркала. Тогда на детекторе получатся два отдельных изображения для каждой из линий дублета и появится возможность программного удаления одного из изображений для повышения пространственного разрешения в направлении дисперсии.

Другой путь предполагает фокусировку обеих линий дублета максимально близко друг к другу. Уменьшится влияние дисперсии на качество изображения. Для уменьшения сферической аберрации можно подобрать уравнение формы поверхности кристаллического зеркала.

Третий вариант предполагает выбор другого кристалла и другой длины волны наблюдения, при котором угол падения будет более близким к нормальному. Для этого следует выбирать кристалл с 2d близким к длине волны наблюдения.

- Кузин, С.В., Богачев, С.А., Житник, И.А. и др. Эксперимент ТЕСИС по рентгеновской изображающей спектроскопии Солнца на спутнике КОРОНАС-Фотон // Известия РАН. Серия Физическая. 2010. Т. 74, №1. С. 39-43.
- Житник, И.А., Кузин, С.В., Богачев, С.А.и др. Исследование активных процессов в солнечной короне методами изображающей спектроскопии в области длин волн 8-350 Å (эксперимент СПИРИТ) // Солнечно-земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф, под ред. В.Д. Кузнецова, М.: Физматлит, 2009, С. 65-128.
- Ignatiev, A.P.; Kolachevsky, N.N.; Korneev V.V., et al. Manufacture and testing of X-ray optical elements for the TEREK-C and RES-C instruments (the «CORONAS-I» mission/ SPIE selected papers, New Methods and Instruments for Space and Earth-based spectroscopy in XUV, UV, IR and MM-waves, 1998, v.3406, p.20.

Численное моделирование кружка рассеяния в спектрогелиографах КОРТЕС

Е.А. Вишняков¹, С.Ю. Дятков¹, Н.Ф. Ерхова^{1, *}, А.С. Кириченко^{1, §}, И.П. Лобода¹, А.А. Рева¹, А.С. Ульянов¹

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

*ms.erhova@mail.ru, §kirichenko@lebedev.ru

КОРТЕС — это комплекс научного оборудования для изучения активности Солнца. В состав комплекса входят рентгеновские спектрогелиографы и телескопы, основными элементами которых служат многослойные рентгеновские зеркала. В эксперименте планируется использовать два спектрогелиографа с рабочими диапазонами 170 – 210 Å и 280 – 335 А. Проведено моделирование полной схемы спектрогелиографа для обоих диапазонов в программной среде Zemax. В результате проведен анализ влияния геометрических и спектральных параметров схемы на пятна рассеяния, выполнена оптимизация расположения компонентов схемы.

Введение

Эксперимент КОРТЕС предназначен для изучения активности Солнца [1]. В состав комплекса оборудования входят рентгеновские спектрогелиографы и телескопы. Такие приборы были использованы в более ранних космических экспериментах СПИРИТ [2] и ТЕСИС [3].

Спектрогелиографы построены по бесщелевой схеме с фокусирующим многослойным зеркалом и плоской дифракционной решеткой скользящего падения. Такая схема обеспечивает спектральное разрешение по одной из осей и пространственное по второй. Полный солнечный диск при этом изображается с более чем 10-кратным сжатием в направлении лифракции.



Рис. 1. Оптическая схема спектрогелиографа: ДР — плоская дифракционная решетка; МЗ — фокусирующее многослойное зеркало; ПЗС — узел ПЗС-детектора

Принцип работы спектрогелиографа заключается в следующем: излучение Солнца через входной фильтр попадает на дифракционную решетку, после чего раскладывается в спектр. В эксперименте планируется использовать два спектрогелиографа с рабочими диапазонами 170 – 210 Å и 280 – 335 Å. Многослойное зеркало обеспечивает фокусировку спектральных изображений Солнца, формируемых на ПЗС-детекторе. Апериодическая структура каждого из многослойных зеркал, выполненных на основе пары Mo/Si, определяет спектральный диапазон соответствующего спектрогелиографа.

Оптимизация схемы

Из конструктивных соображений были уменьшены продольные размеры спектрогелиографов. Новый радиус кривизны зеркала составляет 650 мм, что позволяет получить на детекторе изображения полного спектрального диапазона для обоих приборов.

Было проведено численное моделирование пятен рассеяния, даваемых спектрогелиографами в обоих спектральных диапазонах, в результате которого были оптимизированы углы наклона внеосевого зеркала и детектора. Для диапазона 170 – 210 Å оптимальный угол наклона зеркала составляет 4.0°, вместо ранее предполагавшихся 3°, а угол наклона детектора — 3.0°. Для области 280 – 335 Å соответствующие значения углов будут следующими: угол наклона зеркала 5.6°, вместо ранее предполагавшихся 4°, а угол наклона детектора — 5.5°.

- 1. S. V. Shestov, A. S. Ulyanov, E. A. Vishnyakov *et al.* // Proc. SPIE, Vol. 9144, 91443G (2014).
- I.A. Zhitnik, S.V. Kuzin, I.I. Sobel'man *et al.* // Solar System Research, V. 39, 442 (2005).
- 3. S.V. Kuzin, I.A. Zhitnik, S.V. Shestov *et al.* // Solar System Research, V. 45, 162 (2011).

Широкополосные многослойные зеркала на основе Sb/B₄C

Е.А. Вишняков^{1,*}, А.О. Колесников^{1,2}, В.В. Кондратенко³, И.А. Копылец³, А.С. Пирожков⁴, Е.Н. Рагозин^{1,§}, А.Н. Шатохин^{1,2}

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

3 Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», ул. Кирпичёва, 21, Харьков, 61002.

4 Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum and Radiological Science & Technology, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa-city, Kyoto, 619-0215, Japan.

* juk301@mail.ru, § enragozin@gmail.com

Рассчитаны и экспериментально синтезированы три широкополосных апериодических многослойных рентгеновских зеркала на основе пары материалов Sb/B₄C для задач мягкой рентгеновской оптики в области длин волн короче L-края Si (λ < 124 Å). Структуры разрабатывались для диапазонов 90 – 100 Å, 95 – 105 Å и 100 – 120 Å. Спектры отражения зеркал экспериментально измерены в схеме дифракционного спектрометра с лазерной плазмой в качестве источника излучения. Экспериментальные спектры сравниваются с результатами численного моделирования.

Введение

В настоящее время многослойные рентгеновские зеркала занимают важное место среди наиболее востребованных элементов оптических схем мягкого рентгеновского (МР) диапазона [1 – 3]. Особо интересными для задач МР спектроскопии стали апериодические многослойные зеркала (АМЗ) как обладающие более широкими рабочими спектральными диапазонами и бо́льшими интегральными коэффициентами отражения, чем периодические многослойные зеркала [3, 4].

Отдельным технологическим вопросом остается создание AM3 в коротковолновой спектральной области за L-краем Si ($\lambda < 124$ Å). В данной работе мы сообщаем о создании и характеризации трех таких AM3 на основе пары материалов Sb/B₄C.

Расчёты и изготовление зеркал

Рассчитываемые структуры оптимизировались на максимальное равномерное отражение в областях длин волн 90–100 Å, 95–105 Å и 100–120 Å. Расчёт каждого АМЗ производился путём минимизации в области оптимизации функционала [5]:

$$\mathfrak{I}_{1} = \int \left[R(\lambda) - R_{0} \right]^{2} d\lambda \tag{(Φ1)}$$

Здесь $R(\lambda)$ — это получаемая в результате расчèта спектральная зависимость коэффициента отражения АМЗ, а R_0 — целевой параметр оптимизации, не зависящий от λ (см. Таблицу 1).

Таблица 1. Расчèтные параметры AM3 на основе Sb/B₄C.

Область	Число	R ₀ , %	ρ(Sb)	ρ(B ₄ C)
90 – 100 Å	150	6.03	6.7 г/см ³	2.5 г/см ³
95 – 105 Å	150	7.51	6.7 г/см ³	2.5 г/см ³
100 – 120 Å	150	5.02	6.7 г/см ³	2.5 г/см ³

В результате расчèта и оптимизации AM3 были получены распределения толщин слоèв Sb и B_4C по глубине структур (см. пример на Рисунке 1). Нумерация слоèв происходит от границы раздела AM3 с вакуумом в направлении подложки зеркала.



Рис. 1. Результат оптимизации структуры AM3 Sb/B₄C, предназначенного для спектральной области 100 – 120 Å. Номер слоя возрастает по мере приближения к подложке

Рассчитанные АМЗ Sb/B₄C были синтезированы в НТУ «Харьковский политехнический институт» методом магнетронного распыления в среде аргона.



Рис. 2. Расчѐтные спектральные кривые отражения АМЗ на основе Sb/B₄C, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в спектральных диапазонах 90 – 100 Å (кривая 1), 95 – 105 Å (2) и 100 – 120 Å (3)

Каждая из синтезированных структур состоит из 150 одиночных слоев Sb и B₄C (по 75 пар слоев). На Рисунке 2 изображены расчетные спектры всех трех рассчитанных AM3 на основе Sb/B₄C.

Схема и результаты измерений

Синтезированные AM3 Sb/B₄C охарактеризованы в ФИАН в схеме [6], состоящей из источника MP излучения, входной щели, исследуемого вогнутого AM3 в качестве фокусирующего элемента, пропускающей дифракционной решетки и ПЗС-детектора. Входная щель спектрометра и ПЗС-детектор размещались симметрично на круге Роуланда, связанном с AM3. В качестве источника MP излучения использовалась лазерная плазма вольфрама, возникающая при фокусировке лазерных импульсов 0.5 Дж, 8 нс на твердотельную мишень.



Рис. 3. Экспериментально зарегистрированный спектр отражения AM3 на основе Sb/B₄C, оптимизированный для области 100 – 120 Å (сплошная линия) и сопоставление с результатом теоретических расчèтов (пунктир)

На Рисунке 3 производится сравнение между экспериментально зарегистрированным спектром отражения АМЗ с областью оптимизации 100 – 120 Å и результатом численного моделирования. Видно, что реальная рабочая область АМЗ оказывается сдвинутой в длинноволновую сторону на 1.5 Å относительно области оптимизации. Такой же эффект характерен и для двух оставшихся АМЗ Sb/B₄C.

Сдвиг рабочей спектральной области AM3 в сторону бо́льших длин волн может быть объяснѐн пониженными значениями плотности слоѐв Sb и B₄C, относительно табличных значений, заложенных в расчѐты (см. Таблицу 1). В частности, в работе [7] показано, что слои сурьмы толщиной менее 46 Å обладают плотностью 5.3 г/см³, что на 20% меньше табличного значения. Прямые указания на понижение плотности в слоях B₄C в структурах Sb/B₄C отсутствуют, однако в работе [8] было показано, что тонкие слои B₄C (~ 20 Å) в структурах La/B₄C обладают плотностью 1.8 г/см³, что на 30% ниже табличного значения.

Экспериментальные измерения показывают, что синтезированные AM3 на основе Sb/B₄C позволяют перекрыть спектральную область 90.5 – 121.5 Å.

Исследование выполнено за счѐт гранта Российского научного фонда (проект № 14-12-005006).

- E. Louis, A.E. Yakshin, T. Tsarfati, F. Bijkerk. // Progress in Surface Science, V. 86, p. 255 (2011).
- М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко и др. // УФН, 182 (7), 727 (2012).
- А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин. // УФН, 185 (11), 1203 (2015).
- Е.А. Вишняков, Ф.Ф. Каменец, В.В. Кондратенко *и др.* // Квантовая электроника, 42 (2), 143 (2012).
- 5. Н.Н. Колачевский, А.С.Пирожков, Е.Н. Рагозин // Квантовая электроника, **30** (5), 428 (2000).
- Е.А. Вишняков, К.Н. Медников, А.А. Перцов и др. // Квантовая электроника, **39** (5), 474 (2009).
- I.A. Kopylets, V.V. Kondratenko, E.N. Zubarev *et al.* // Applied Surface Science, V. 307, 360 (2014).
- N.I. Chkhalo, S. Küstner, V.N. Polkovnikov *et al.* // Applied Physics Letters, V. 102, 011602 (2013).

Широкополосные стигматические VLS-спектрометры для ВУФ диапазона

Е.А. Вишняков¹, А.О. Колесников^{1,2,*}, Е.Н. Рагозин^{1,2,§}, А.Н. Шатохин^{1,2}

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

*alexey6180@gmail.com, §enragozin@gmail.com

Разработана концепция широкополосных стигматических спектрометров на основе сферической VLS-решетки в схемах нормального падения для ВУФ диапазона. Входная щель и детектор размещаются на оси симметрии решетки. Спектральная фокальная кривая и ось симметрии совмещаются на двух углах дифракции за счет градиента частоты штрихов. Практический стигматизм достигается в спектральном диапазоне с шириной более октавы. Рассчитаны два стигматических VLS-спектрометра высокого и сверхвысокого разрешения с габаритами 1 м и 5 м для спектральных диапазонов 820 – 1690 Å и 980 – 1520 Å. Пространственное разрешение обеих схем составляет две ячейки детектора (26 мкм).

Введение

Получение стигматических спектров в ВУФ диапазоне является важной задачей при исследовании лабораторной и космической плазмы. В ряде экспериментов может потребоваться пространственное разрешение ~ 10 и даже ~ 1 мкм [1]. Между тем астигматическое размытие в схеме Роуланда нормального падения при метровом радиусе решетки составляет от 0.5 до 1 мм.

Первый изображающий спектрограф на основе сферической решетки с переменным шагом в схеме нормального падения был создан Герасимовым [2]. Вертикальная фокусировка осуществлялась при помощи размещения входной щели и фотопленки на обнаруженной Сирксом [3] касательной к кругу Роуланда, проходящей через центр кривизны решетки. Горизонтальная фокальная кривая совмещалась с касательной в двух точках с помощью монотонного изменения шага решетки, впервые предложенного Корню [4]. В одной из таких точек размещалась входная щель, в окрестности другой наблюдался стигматический спектр.

Позднее схема изображающего спектрометра была усовершенствована Харадой и др. [5], причем входная щель не располагалась в одной из стигматических точек, что расширяло рабочий спектральный диапазон, который составлял 250 – 290 Å.

Целью нашей работы является проанализировать возможность компенсации астигматизма в схеме нормального падения в широком (порядка и более октавы) спектральном диапазоне и рассчитать спектрометры на область длин волн шириной порядка октавы с центром ~ 1200 Å.

Основные характеристики оптической схемы спектрометра

Пусть центр сферической VLS-решетки находится в начале координат, ось x направлена по нормали к ней, а ось y — по касательной к ее поверхности ортогонально штрихам (Рисунок 1). Входная щель и детектор расположены на касательной к кругу Роуланда в точке C, причем касательная является осью симметрии решетки.



Рис. 1. Схема широкополосного стигматического VLSспектрометра. S — входная щель, D — детектор, C — центр кривизны решетки, O — центр ее апертуры Пусть частота штрихов VLS-решетки описывается функцией $p(y) = p_0 + p_1 y$. Введем обозначения: α угол падения центрального луча, β — угол дифракции центрального луча с длиной волны λ , а R — радиус кривизны решетки. Пусть спектральная фокальная кривая пересекает ось симметрии решетки при углах дифракции β_1 и β_2 , соответствуюцих длинам волн λ_1 и λ_2 . Тогда условие стигматизма имеет вид:

$$\frac{\cos\alpha\sin^2\alpha + \cos\beta_1\sin^2\beta_1}{\sin\alpha + \sin\beta_1} = \frac{\cos\alpha\sin^2\alpha + \cos\beta_2\sin^2\beta_2}{\sin\alpha + \sin\beta_2}, \ (\oplus 1)$$

причем обе части (ϕ 1) равны $\varepsilon = Rp_1/p_0$. Уравнение (ϕ 1) имеет приближенное решение:

$$\sin \alpha \approx \frac{\sqrt{b^2 - 2c\sqrt{4a^2 - 2b^2 + 4ac + 2b\sqrt{b^2 - 4ac}}} - b}{\sqrt{4a^2 - 2b^2 + 4ac + 2b\sqrt{b^2 - 4ac}}}, \quad (\Phi 2)$$

где

$$a = \sin \beta_2 - \sin \beta_1,$$

$$b = \sin^2 \beta_1 \cos \beta_1 - \sin^2 \beta_2 \cos \beta_2,$$

$$c = \sin \beta_1 \sin \beta_2 (\sin \beta_1 \cos \beta_1 - \sin \beta_2 \cos \beta_2).$$

(\$\phi\$3)

Из (ϕ 1) – (ϕ 3) следует, что все характеристики схемы полностью определяются углами дифракции β_1 и β_2 , на которых компенсируется астигматизм. Приведем формулы для наиболее важных из них.

Пусть $\beta_0 = 0.5 \ (\beta_1 + \beta_2)$. Тогда максимальная в рабочем спектральном диапазоне астигматическая разность, деленная на радиус кривизны решетки, равна

$$\frac{\delta_{ast}}{R} = \frac{\cos^2 \beta_0}{\cos \alpha - \cos^3 \alpha + \cos \beta_0 - \varepsilon \left(\sin \alpha + \sin \beta_0\right)} - \frac{1}{\cos \beta_0} \cdot (\varphi 4)$$

Относительная ширина спектрального диапазона:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\min}} = 1.5 \frac{\max(\lambda_1, \lambda_2) - \min(\lambda_1, \lambda_2)}{\min(\lambda_1, \lambda_2)}, \qquad (\Phi 5)$$

где $\lambda_{0,1,2} = (\sin \alpha + \sin \beta_{0,1,2}) / (m p_0)$. Длина волны λ_0 характеризует центр спектрального диапазона и поэтому является ещè одной важной характеристи-кой схемы спектрометра.

Последней важной характеристикой схемы является расстояние между входной щелью и детектором:

$$\Delta_{SD} = R(\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta_2). \tag{$\Phi6$}$$

Прибор можно реализовать на практике, если Δ_{SD} будет не менее 5 см.

Алгоритм расчёта схемы

Вначале выбираются средняя частота штрихов *p*₀, длина волны центра спектрального диапазона и его относительная ширина. Далее проводится анализ характеристик δ_{ast} / R , $\Delta \lambda / \lambda_{min}$, λ_0 и Δ_{SD} / R . На основе анализа выбираются параметры β_1 и $\Delta\beta$, а также приемлемый радиус кривизны решетки R. C помощью (ф2) находится угол падения α, а его подстановкой в (ф1) — p₁. Исходя из максимальной астигматической разности (ф4) выбирается апертура решетки *W*: $W \delta_{ast} / R \le 15$ мкм, что примерно соответствует размеру ячейки ПЗС-детектора. Далее проводится численная трассировка лучей, во время которой проверяется правильность найденных параметров, подбирается оптимальная высота решетки и оптимальная освещенная высота входной щели, а также оцениваются спектральное и пространственное разрешение прибора.

Результаты расчета

С помощью этого алгоритма были рассчитаны два VLS-спектрометра. Первый прибор рассчитывался исходя из наибольшей ширины спектрального диапазона. Во внутренних порядках дифракции широкий диапазон невозможен из-за малого расстояния $\Delta_{\rm SD}$, поэтому рабочий порядок дифракции прибора — первый внешний. Апертура решетки составляет 5 см×5 см. При оптимальной освещенной высоте щели, равной 5 мм, изображение полностью умещается в 26 мкм — две ячейки детектора. Разрешающая способность прибора ~ 2000 в диапазоне 820 – 1690 Å. Радиус кривизны решетки R = 1 м.

Второй прибор предназначен для работы во внутреннем порядке дифракции. Для преодоления ограничения со стороны Δ_{SD} была уменьшена ширина диапазона и выбран радиус кривизны решетки 5 м. Схема обладает разрешающей способностью 14 000 в диапазоне 980 – 1520 Å. При W 5 см×5 см спектральные изображения обладают дифракционным качеством. В обеих схемах $p_0 = 600 \text{ мм}^{-1}$, а пространственное разрешение составляет 26 мкм.

- 1. A.S. Pirozhkov, M. Kando, T.Zh. Esirkepov et al. // Phys. Rev. Lett., V. 108, 135004 (2012).
- Ф.М. Герасимов, Э.А. Яковлев, И.В. Пейсахсон и др. // Опт. спектроск., Т. 28 № 4, 790 (1970).
- 3. J.L. Sirks // Astron. Astrophys., V. 13, 469 (1893).
- M.A. Cornu // Comptes rendus de l'Académie des sciences, V. 117, 1032, (1893).
- 5. T. Harada, H. Sakuma, K. Takahashi *et al.*// Applied Optics, V. 37 № 28, 6803 (1998).

Широкополосные VLS-спектрометры высокого разрешения

Е.А. Вишняков^{1,*}, А.О. Колесников^{1,2}, Е.Н. Рагозин^{1,2,§}, А.Н. Шатохин^{1,2}

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

* juk301@mail.ru, § enragozin@gmail.com

Рассматриваются возможности широкополосных VLS-спектрометров скользящего падения и принципы их построения. Обсуждаются результаты применения VLS-спектрометра на основе плоской VLS-решетки и вогнутого апериодического многослойного зеркала для регистрации спектров лазерной плазмы. Анализируются свойства VLS-спектрометра скользящего падения на основе вогнутой VLS-решетки. Рассматриваемые приборы обладают разрешающей силой ~1000.

Введение

Задача построения спектрометров для мягкой рентгеновской (МР) области спектра, обладающих одновременно высоким значением спектральной разрешающей способности и пространственным разрешением в относительно широком диапазоне длин волн (порядка октавы и более) может быть успешно решена в классе приборов на основе VLS-решèток (VLS = Varied Line Spacing). Как было отмечено М.Корню [1], изменение шага штриха по апертуре отражательной дифракционной решèтки даèт возможность управлять формой спектральной фокальной поверхности оптической схемы спектрометра.

Схема на основе плоской решётки

При построении стигматических широкополосных приборов МР диапазона со спектральной разрешающей способностью ~ 500 и более применяется метод совмещения спектральной и пространственной фокальной поверхностей с компенсацией аберраций на двух длинах волн из выбранного спектрального диапазона и минимизацией расфокусировки на остальных длинах волн (Рисунок 1).

Известно, что плоская VLS-решетка, установленная в гомоцентрическом падающем пучке, способна обеспечить компенсацию аберраций на одной длине волны в рабочем порядке дифракции. Недавно было показано: внесение астигматизма в падающий пучок приводит к относительному сдвигу между поверхностями пространственной и спектральной фокусировки, что позволяет строго компенсировать астигматизм на двух длинах волн [2, 3]. Рисунок 1 иллюстрирует взаимное расположение спектральной и вертикальной фокальных кривых в главной плоскости дифракции при падении сходящегося пучка на плоскую VLS-решетку. Кривая вертикального фокуса представляет собой окружность, которую пересекает кривая спектрального фокуса. Форма поверхности спектрального фокуса зависит от коэффициентов полинома VLS-решетки:

$$p(w) = p_0 + p_1 w + p_2 w^2 + p_3 w^3 + \dots$$
 (\$\phi1\$)

Здесь p_0 — это частота штрихов VLS-решèтки в центре еè апертуры, а w — координата точек VLS-решèтки в сечении главной плоскостью дифракции.



Рис. 1. Относительное расположение спектральной и пространственной (пунктир и сплошная линия) фокальных кривых при падении излучения на VLS-решèтку

На Рисунке 1 точки $(m\lambda)_0$ и $(m\lambda)_2$ являются точками пересечения кривых спектральной и пространственной фокусировки в главной плоскости дифракции. Точка $(m\lambda)_1$ находится снаружи сферы пространственного фокуса, а точка $(m\lambda)_3$ лежит внутри неѐ. При этом $(m\lambda)_0 < (m\lambda)_1 < (m\lambda)_2 < (m\lambda)_3$. В случае падения гомоцентрического пучка на плоскую VLS-решèтку $(m\lambda)_0 = 0$. Т. е. первая стигматическая точка представляет собой нулевой порядок дифракции, а в рабочем порядке $(m\lambda)_2$ всего одна.

После внесения астигматизма в падающий пучок, обе стигматические точки $(m\lambda)_0$ и $(m\lambda)_2$ становятся нетривиальными. Управляя формой поверхности спектральной фокусировки при помощи коэффициентов VLS-решѐтки и смещая поверхности спектральной и пространственной фокусировки путем внесения в падающий пучок контролируемого астигматизма, можно добиться достаточно малой расфокусировки во всех точках $(m\lambda)_1$ и $(m\lambda)_3$ для построения стигматического спектрометра на широкий спектральный диапазон. Такой прибор реализован на основе многослойного зеркала нормального падения для области 125 – 250 Å и плоской VLS-решѐтки. При регистрации спектров лазерной плазмы (мишени Mg и LiF) продемонстрировано спектральное разрешение ~ 1000 вблизи стигматических точек и около 800 в остальном диапазоне.

Схема на основе вогнутой решётки

Впервые спектральный прибор на основе вогнутой VLS-решетки сконструировал Ф.М. Герасимов [4]. Позже больших успехов в создании спектрометров на основе вогнутых VLS-решеток в МР диапазоне достиг Тацуо Харада [5]. Его прибор коммерчески доступен и известен как спектрограф Харады.

Основным преимуществом приборов на основе вогнутой VLS-решетки является возможность получения практически плоского участка поверхности спектральной фокусировки в широком диапазоне. На Рисунке 2 показано, как изменяется поверхность спектрального фокуса для вогнутой VLS-решетки радиусом R = 6 м с частотой штрихов в центре $p_0 = 1200$ мм⁻¹ при варьировании коэффициента p_1 . Участок 50 Å $< m\lambda < 275$ Å на кривой с $p_1 = 8.0$ мм⁻² является областью плоского фокального поля.

Стигматический вариант спектрометра на основе вогнутой VLS-решетки может быть реализован при помощи добавления в схему скрещенного зеркала скользящего падения М (см. Рисунок 3). При этом фокусирующее зеркало М совмещает на детекторе пространственное изображение источника МР излучения со спектральным изображением входной щели спектрометра. Интересно, что геометрические характеристики прибора остаются практически без изменений: $L_1 = 252$ мм, $L_2 = 212$ мм в случае стигматического спектрометра против $L_1 \approx L_2 = 250$ мм для исходной схемы [6]. Расчётная спектральная разрешающая способность при переходе к стигматическому варианту VLS-спектрометра также несколько уменьшается, причём в обоих случаях она будет составлять ~ 1000 в спектральном диапазоне оптимизации 50 – 275 Å. Угол падения $\varphi = 3^{\circ}$.



Рис. 2. Расчётные формы кривых спектральной фокусировки в VLS-спектрометре на основе вогнутой решётки с радиусом кривизны R = 6 м и частотой штрихов в центре $p_0 = 1200$ мм⁻¹ при изменении коэффициента полинома p_1



Рис. 3. Схема широкополосного стигматического VLSспектрометра на основе вогнутой VLS-решетки и скрещенного фокусирующего зеркала М скользящего падения. S входная щель спектрометра, D — положение детектора

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-12-005006).

- M.A. Cornu // Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, V. 117, 1032 (1893).
- Е.А. Вишняков, А.Н. Шатохин, Е.Н. Рагозин. // Квантовая электроника, 45 (4), 371 (2015).
- Е.А. Вишняков, А.О. Колесников, А.А. Кузин и др. // Квантовая электроника, 47 (1), 54 (2017).
- Ф.М. Герасимов, Э.А. Яковлев, И.В. Пейсахсон *и др.* // Оптика и спектроскопия, 28 (4), 790 (1970).
- T. Kita, T. Harada, N. Nakano, H. Kuroda. // Applied Optics, V. 22, № 4, p. 512 (1983).
- Е.А. Вишняков, А.О. Колесников, Е.Н. Рагозин, А.Н.Шатохин // Квантовая электроника, 46(10), 953 (2016).

Рефлектометр с лазерно-плазменным источником для аттестации оптики в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах

С.А. Гарахин^{*}, А.Н. Нечай, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*GarakhinS@yandex.ru

Описывается рефлектометр для прецизионных измерений спектральных и угловых зависимостей коэффициентов отражения и пропускания оптических элементов в диапазоне длин волн 4-50 нм. Для монохроматизации излучения используется высокоразрешающий спектрометр Черни-Тюрнера с плоской дифракционной решеткой и двумя сферическими коллимирующими зеркалами. Источником рентгеновского излучения является высокоионизованная плазма, генерируемая при взаимодействии мощного лазерного пучка (плотность мощности 10¹¹-10¹² Вт/см²) на твердотельную или газовую мишень. Гониометр обеспечивает пять степеней свободы для образца с диаметром до 500мм и две степени свободы для детектора. Приводится сравнение спектров газовой и твердотельной мишеней.

Оптическая схема. Области применения.

Для совершенствования технологии изготовления элементов рентгенооптики необходимы данные измерений рентгенооптических свойств приготовленных образцов на рабочих длинах волн. Однако ориентация только на синхротроны сильно ограничивает возможности исследователей. В частности, свойства тонких пленок и наноструктур могут сильно измениться в процессе транспортировки, а при разработке экспериментальных методов и технологий требуется оперативная информация о физических свойствах созданного объекта. Рентгенооптическая схема рефлектометра, взятая за основу из [1], приведена на рис.1.



Рис. 1. Рентгенооптическая схема рефлектометра

Основными элементами прибора являются лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения, спектрометр-монохроматор, обеспечивающий необходимый уровень монохроматизации и геометрические размеры зондового пучка на исследуемом образце, закрепленном на гониометре [2,3].

Принцип работы прибора заключается в следующем. Излучение лазера, работающего в режиме модулированной добротности рабочая длина волны 1064 нм, частота следования импульсов 10 Гц.) с помощью короткофокусной линзы фокусируются на мишени в пятно, диаметром около 100 мкм (плотность мощности ~10¹² Вт/см²). Излучение из образовавшегося плазменного факела падает на входную щель спектрометра-монохроматора Щ_{вх}. Входная Щ_{вх} и выходная Щ_{вых} щели располагаются в меридиональных фокусах зеркал 1 и 2 соответственно. Вышедший из щели расходящийся пучок излучения зеркалом 1 преобразуется в параллельный, падающий под углом α на плоскую дифракционную решетку. Дифрагированные параллельные монохроматические пучки падают на зеркало 2 и фокусируются в его фокальной плоскости. Дифрагированный под углом В пучок фокусируется на выходной щели Щ_{вых}.

Сканирование по спектру осуществляется поворотом решетки, в соответствии с уравнением дифракционной решетки:

$$\cos \alpha - \cos \beta = m \cdot \lambda / D$$

где m – порядок дифракции, λ - длина волны и D –

период решетки, α и β углы падения и дифракции соответственно. Монохроматический зондовый пучок падает на тороидальное зеркало, предназначенное для формирования зондового пуча заданного размера на исследуемом образце. Сагиттальный и меридиональный радиуса тора выбраны таким образом, чтобы в вертикальной плоскости тор строил изображение источника излучения, а в горизонтальной – выходной щели. Угол падения излучения на тор составляет 1,5°. Так как угол падения предельно мал, и тор не меняется при переходе от диапазона к диапазону, то покрытие тора золото со средним коэффициентом отражения во всем рабочем диапазоне 80%. Проблема потери интенсивности зондового монохроматического пучка из-за дополнительных отражений зеркалами коллиматорами решена за счет применения двухслойных покрытий, предложенных в [4]. Идея этих покрытий заключается в том, что в длинноволновой части рабочего диапазона критический угол больше и в качестве наружного слоя можно использовать материал с меньшим атомным номером и, соответственно меньшими потерями на поглощение. При переходе в коротковолновую часть, излучение проходит через верхний слой и отражается от внутреннего слоя, с большим атомным номером. По сравнению с традиционно применяемыми для этих целей покрытиями из тяжелых материалов (золото, вольфрам) эффект может достигать 30 и более процентов, с учетом 3-х кратного отражения, повышает эффективность спектрометра почти в 2 раза.

Твердотельная и газовая мишень.

Для определения наиболее предпочтительной мишени произведено сравнение газовой и твердотельной мишени. Внутреннее устройство газового сопла представлено на рис.2 (слева). Сопло имеет сложное коаксиальное строение с возможностью подачи двух газов одновременно.



Рис. 2. Устройство сопла (слева) и фото газовой мишени во время работы рефлектометра (справа)

Имеется возможность регулировки времени открытия сопла и интервалами между открытиями При эксплуатации газовой мишени необходима дополнительная система вакуумной откачки для возможности использования детектора ВЭУ-6. Справа на рис.2 представлено фото рабочей области газовой мишени во время штатной эксплуатации прибора. Твердотельная мишень была сделана из нержаве-



ющей стали и имеет форму цилиндра, вращающегося с такой скоростью, чтобы каждый последующий лазерный импульс приходился в новое место мишени.

Рис. 3. Сравнение спектров газовой и твердотельной мишени

На рис.3. представлены спектры газовой и твердотельной мишени. Следует заметить, что спектр твердотельной более протяженный и гладкий, чем у газовой. В этом смысле она является более предпочтительной при проведении рентгенооптических измерений, однако существенным недостатком этого типа мишени является сильное загрязнение камеры прибора. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №17-12-01227.

- С.Ю. Зуев, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков // Поверхность. 7, 77 (2015).
- S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin // Central European Journal of Physics, 1, 191 (2003).
- M.S. Bibishkin, D.P. Chekhonadskih, N.I. Chkhalo et al. // SPIE, 5401, 8 (2004).
- N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko, P.A. Yunina, S.Y. Zuev // Thin Solid Films, 598, 156 (2016).

Плотность сверхтонких пленок молибдена в многослойных системах Mo/Si и Mo/Be

С.А. Гарахин^{*}, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, П.А. Юнин

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *GarakhinS@yandex.ru

Рассматриваются многослойные структуры Mo/Si и Mo/Be с изменяемыми в диапазоне 1,6 – 5,5 нм толщинами Мо и постоянными толщинами окружающего материала. При помощи моделирования на основе данных малоугловой дифракции рентгеновских лучей и рентгенодифракционного анализа восстановлена зависимость плотности Мо от толщины слоя. Показано, что учет данной зависимости необходим при инжиниринге апериодических многослойных зеркал.

Введение

Апериодические многослойные зеркала (AM3), которые состоят из очень тонких чередующихся слоев материалов с разной диэлектрической проницаемостью, имеют более высокую интегральную отражательную способность, чем их периодические аналоги (ПМ3), имеющие коэффициент отражения резонансного типа, определяемый уравнением Вульфа-Брегга, т.е. $2dsin\theta = m\lambda$, где d – период структуры, θ - скользящий угол по отношению к зеркалу, m – порядок дифракции и λ – длина волны.

АМЗ широко используются в научных исследованиях: в солнечной астрономии, где являются рабочим элементом спектрогелиографов [1], в спектроскопии лабораторной плазмы [2] – где, благодаря высокому интегральному и равномерно распределенному по спектру коэффициенту отражения, позволяют собрать на порядок больше информации от исследуемого объекта, актуальны как элементы для транспортировки, коллимации и фокусировки аттосекундных импульсов электромагнитного излучения [3].

Однако, инжиниринг AM3 – сложная многопараметрическая задача, требующая применения оптимизационных методик. Для соблюдения достаточной точности необходимо на самом первом этапе оптимизации задавать реальные параметры моделируемых структур: учитывать случайный разброс толщин при напылении, шероховатость и отличие плотности материалов от табличных значений [4].

Решение первых двух пунктов техническое – совершенствовать технологический процесс синтеза АМЗ, добиваясь его стабильности. Вопрос об учете истинной плотности Мо в широких пределах толщин слоев остается открытым и требует более тщательного исследования.



Рис. 1. Влияние отличия ρ_{Mo} от табличного значения на коэффициент отражения AM3 Mo/Si

Актуальность данной проблемы наглядно продемонстрирована на рис.1. Здесь смоделировано влияние ρ_{Mo} на коэффициент отражения АМЗ. Для изучения ρ_{Mo} была синтезирована серия структур ПМЗ Мо/Si и Мо/Be с изменяемыми в диапазоне 1,6 – 5,5 нм толщинами Мо. Толщины отдельных слоев в многослойных структурах Мо/Si определялись по данным малоугловой рентгеновской дифракции. Определение структурных параметров образцов производилось методом подбора модельной структуры при помощи программного обеспечения IMD [5]. Пример моделирования представлен на рис.2 (сверху).

Применение методики Вильямсона-Холла для оценки размера (ОКР)

Для определения межплоскостных расстояний Мо и степени его кристаллической структуры применялся рентгенодифракционный анализ. На рис.2 (внизу) представлен результат таких измерений для образца Mo/Si с толщинами 3,55 нм и 4 нм соответственно. Следует выделить хорошо разрешимые пики, соответствующие поликристаллической фазе Мо, положения пиков хорошо совпадают с табличными, существенных деформаций элементарной ячейки нет.

В общем случае для отдельно взятого пика заранее не ясно, чем вызвано его уширение, так как к увеличению ширины линии могут приводить либо микродеформации кристаллической решетки, либо уменьшение областей когерентного рассеяния (OKP).



Рис. 2. Пример измерений малоугловой рентгеновской дифракции для многослойной структуры Si/Mo (сверху). Участок дифрактограммы 20=35-80° для многослойной структуры Si/Mo 4 нм/3,55 нм (внизу) и построение Вильямсона-Холла (вставка внизу)

Разделять эти эффекты можно, опираясь на различную зависимость интегральной ширины пиков от угла отражения: интегральные ширины дифракционных пиков при малых размерах ОКР увеличиваются при возрастании угла отражения обратно пропорционально $\cos \theta$, а при наличии микродеформаций уширение растет прямо пропорционально \tan . Был использован метод построения Вильямсона-Холла [6] для получения усредненных значений размеров ОКР и микродеформаций по формуле:

$$\beta\cos\theta = \frac{\lambda}{D} + 4\varepsilon\sin\theta,$$

где β – уширение дифракционного максимума, λ – длина волны используемого излучения, D – размер ОКР, θ – Брегговский угол, ε – величина микроискажений кристаллической решетки. Если провести прямую через серию экспериментальных значений, то угол наклона будет пропорционален величине ε , а пересечение графика с осью ординат – обратно пропорционально D. С ростом толщины слоя Мо пики становятся интенсивнее и уже.



Рис. 3. Зависимость плотности Мо от толщины пленки в ПМЗ Мо/Si

Итоговым результатом является восстановленный профиль значений плотности Мо в зависимости от толщины слоя Мо в ПМЗ. Следует сказать, что подобный эффект не замечен в системе Мо/Ве.

Полученные значения рМо необходимо учитывать при оптимизации AM3 для повышения качества синтезируемых структур.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-52-150006 и 18-02-00588.

- V. Shestov, S. Ulyanov, E. Vishnyakov, SPIE, 9144, 91443G1- 91443G8 (2002).
- 2. S. Yulin, SPIE, 4782, 196-203 (2002).
- 3. Е.А. Вишняков, Ф.Ф. Каменец, В.В. Кондратенко, Квант. Электрон., **42**, 2 (2012).
- 4. П.К. Гайкович, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко и др., Квант. Электрон., **45**, 6 (2016).
- 5. D.L. Windt, Computers in Physics, **12**, 4 (1998).
- 6. G.K Williamson, Acta Metall, 1, 22-31 (1953).

Рефлектометрия почти-идеальных многослойных дифракционных решеток с блеском для МР — дизайн роста с учетом деформации границ

Л.И. Горай^{1,2,3,*}, М.Н. Лубов¹

1 Академический университет, ул. Хлопина, д. 8, кор. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., д. 26, Санкт-Петербург, 190103.

3 Университет ИТМО, Кронверкский пр., д. 49, Санкт-Петербург, 197101.

*lig@pcgrate.com

The influence of the deposition angle on multilayer blaze grating evolution during growth is investigated using the continual approach. We consider W/B4C & W/B multilayers and substrates with different periods &(anti)blaze angles. The soft-x-ray grating efficiency in grazing-incidence in-plane diffraction has been determined using the rigorous model. Surprisingly, optimized high order efficiencies obtained for realistic boundaries are greater than ones predicted for perfect triangular conformal interfaces.

Известно, что теоретический предел относительной дифракционной эффективности несимметричных («с блеском») дифракционных решеток, составляет 100% для одной поляризации падающего излучения. Максимальные коэффициенты отражения многослойных покрытий в мягком рентгеновском (MP) диапазоне составляют несколько десятков %. Однако, получить эффективность, близкую к отражению идеального многослойного зеркала, в заданном порядке спектра изготавливаемых сегодня решеток не удается — разница может составлять от нескольких десятков % до одного порядка.

Методыи подходы

Для изготовления высокочастотных решеток с почти идеальными характеристиками необходимо: (1) разработать новый дизайн многослойной несимметричной дифракционной решетки (МНДР) и учесть форму профилей границ, их взаимное расположение, соотношение толщин слоев, геометрию падения излучения, его поляризацию; (2) численно оптимизировать основные параметры излучения и многослойной рельефной структуры для достижения максимально возможной эффективности; (3) предложить способ изготовления подобной МНДР, например, с помощью моделирования ее роста и с учетом особенностей существующих технологий; (4) учесть несовершенство интерфейсов (сглаживание профилей, шероховатость, диффузность) и его вклад в отток интенсивности излучения, направляемого в рабочий порядок; (5) оценить действие других негативных факторов, таких как шум источника и неоднородность напыления, возникающих в технологических процессах, чтобы минимизировать их влияние на техпроцесс.

За последнее время было опубликовано несколько пионерских работ по разработке и тестированию МНДР следующего поколения с уникальными дифракционными характеристиками, в т. ч. с использованием неклассических оптических схем конической дифракции. В [1] была продемонстрирована методика численного эксперимента, заменяющая с помощью континуальной моделиразрушающие измерения профилей границ МНДР, ас помощью строгих расчетов — затратные измерения эффективности на синхротронных источниках. В [2] было предсказано и обосновано увеличение в 2-3 раза эффективности короткопериодных МНДР, работающих в МР, в т.ч. в высоких порядках спектра, по сравнению с теоретическими пределами скалярной теории. Экспериментальное подтверждение этого факта было получено чрез год в [3]. В [4]былообнаружено, что максимальная эффективность МР МНДР может быть еще увеличена на несколько десятков %, до 0.95-0.98 коэффициента отражения соответствующего многослойного зеркала, с использованием схем конической дифракции и полной оптимизации всех параметров излучения и решетки. Остается невыясненным, насколько идеальная треугольная форма профиля границ и с какими нерабочими углами может быть предпочтительнее сглаженных и/или смещенных по горизонтали интерфейсов, которые получаются при изготовлении МНДРс помощью анизотропного жидкостного травления Sinластин и магнетронного или ионно-пучкового напыления многослойки. Было установлено: атомарный контроль формы границ и субатомный контроль шероховатости необходим при моделировании роста МНДР; строгий электромагнитный метод необходим для определения отражательных свойств МНДР с учетом эффектов затенения и реалистических профилей границ, имеющих тонкую структуру. Недавно нами было обнаружено, что эффективность рассматриваемой здесь МНДР с реалистическими (сглаженными) профилями границ может быть выше, чем эффективность аналогичной решетки с треугольными конформальными (смещенными по вертикали) границами. Это связано с эффектом горизонтального сдвига границ при напылении многослойного покрытия.



Рис. 1. Модель 18-периодной W/B₄Cpeшетки с конформальными границами с углами 1.76°и 20°

Результаты

На рис.1 представлена модель многослойной решетки 2500 /мм с несимметричными треугольными границами. На рис.2 показана модель аналогичной решетки,полученная с помощью континуального расчета роста слоев приосаждении потока материала со стороны одной из граней подзаданным углом. При выбранной геометрии напыления вершины границ смещаются заметно влево и слегка сглаживаются. При другой ориентации осаждаемых пучков относительно нормали к поверхности решетки смещение границ и их деформация могут быть совершенно иными. Другие параметры (релаксации) континуального уравнения также могут оказывать существенное влияние на рост слоев [1].

На рис.3 представлена эффективность, найденная методом граничных интегральных уравнений

[5]для разных моделей решеток. Эффективность в максимуме –2 порядка решетки с углом антиблеска 20° и реалистическими границами (рис.2), полученными при оптимальных условиях осаждения многослойки, на 9% выше, чем эффективность решетки с идеальными треугольными границами (рис.1). Эффективность решетки с идеальными конформальными границами и углом антиблеска 80° близка к коэффициенту отражения зеркала.



Рис. 2. То же, что на рис.1, но с реальными границами



Рис. 3. Эффективность моделей решеток на λ=1.3 нм

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку РФФИ (№ 16-29-11697, № 17-02-00362).

- L. Goray and M. Lubov// J. Appl. Cryst., V. 46, 926 (2013).
- D. L. Voronov, L. I. Goray, T. Warwick, *et al.*// Opt. Express, V. 23, 4771 (2015).
- D. L. Voronov, F. Salmassi, J. Meyer-Ilse, *et. al.* // Opt. Express, V. 24, 11334 (2016).
- L.I. Goray and A. Yu. Egorov // Appl. Phys. Let., V. 109, 103502 (2016).
- Gratings: Theory and Numeric Applications /2nd rev. ed. E. Popov, ed.AMU, 2014. 578 p.

Влияние профиля и радиуса кривизны поверхности в монокристаллической пластине Si на изменение ее рентгенодифракционных параметров

В.В. Грибко^{2, §}, А.С. Маркелов¹, В.Н. Трушин^{1*}, Е.В. Чупрунов²

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород ,603950.

* trushin@phys.unn.ru, §gribkovladimir@icloud.ru

Экспериментально исследуется распределение деформаций в монокристаллической пластине Si(100), возникающих при ее изгибе в составе изгибного модуля и влияющих на ее рентгенодифракционные параметры. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных данных кривых распределения деформаций в исследуемом образце. На основе полученных данных делается вывод, что в случае небольшого искривления поверхности пластины Si, вариации параметров ее решетки изменяются незначительно и мало влияют на сходимость рентгеновского пучка в фокусирующих схемах.

Введение

На сходимость рентгеновского пучка от упруго изогнутого кристалла могут оказывать влияние вариации параметров его решетки, функционально связанные с профилем и радиусом кривизны изгиба кристалла. Вопросам влияния деформаций в кристалле на сходимость рентгеновского пучка посвящено ряд работ, например [1,2]. Так в работе [2] предложен метод фокусировки рентгеновского излучения, основанный на использовании кристаллов с переменным периодом. Указывается, что в таких кристаллах ширина края области дифракционного отражения зависит от вида профиля деформации, что позволяет создавать фокусирующие системы. Данные исследования указывают на необходимость учета деформационных полей при фокусировке рентгеновских пучков с использованием изогнутых кристаллов.

В работе [3] нами была показана возможность управления кривизной кристаллов путем изменения температуры изгибных модулей (ИМ), составной часть которых они являются. В настоящей работе исследуется распределение деформаций в монокристаллической пластине Si(100), возникших при ее упругом изгибе в составе ИМ.

Экспериментальная часть

Изгибный модуль представлял собой трехслойную структуру, состоящую из пластины Si (100), размером 18×12×0.4 мм³, приклеенную к подложке из

кварцевого стекла того же размера, толщиной 0.2 мм. В качестве слоя клея использовался фотополимер акрилатной группы ОКМ, толщиной 0.05 мм.

Эксперимент проводился на дифрактометре Bruker D8 Discover (CuK α_1 -излучение). Изменение радиуса кривизны поверхности образца регулировалось температурой ИМ, через изменение тока протекающего через элемент Пельтье и поддерживалась с помощью водоблока с точностью до 0.5 °C, на котором ИМ закреплялся с помощью теплопроводной пасты и герметика. На рис. 1 показано сечение профиля поверхности исследуемого образца, проходящее через его центр (штриховая линия), при температуре ИМ 23°C.



Рис. 1. Сечение профиля поверхности пластины Si(100), проходящее через ее центр (штриховая линия)

Полученное сечение профиля поверхности пластины Si аппроксимируется дугой параболы с локальным радиусом кривизны в ее центре 17.4 м. Распределение дефрмаций в исследованном образце рассчитывался из серии кривых дифракционного отражения (КДО) θ -2 θ – сканирований с отстройкой по углу поворота области засветки образца ω , определяемого по угловому смещению кривой качания (КК), а также с учетом изгиба образца, путем его подстройки по высоте (Z-координате) в каждой точке сканирования. Точность определения положений КК и КДО совершенного кристалла в основном зависит от локального радиуса кривизны в измеряемой точке и размеров области засветки, которая в эксперименте составляла 1.2 × 1.8 мм². Согласно проведенным нами расчетам относительные деформации, возникающие при изгибе пластины Si, не превышают 5 \cdot 10⁻⁶. На рис. 2 показано распределение деформаций *Дd/d*, рассчитанных для образца с параметрами приведенными выше. Расчет проводился по вдоль штриховой линии, показанной на рис.1, по формуле (1):

$$\Delta d / d = -\Delta \theta \cdot ctg \theta, \qquad (\phi 1)$$



Рис. 2. Распределение относительных деформаций в исследуемом образце. Прямая линия – данные моделирования, точками обозначены экспериментальные данные

где $\Delta \theta$ – изменения брэгговского угла в точках записи КДО относительно его значения, измеренного на краю образца.

Расчетная часть

С учетом условий выполненного эксперимента в работе также проводилось расчет напряжений в

пластине Si в составе изгибного модуля по данным моделирования. Моделирование проводилось в программном комплексе COMSOL Multiphysics.

Согласно проведенным нами расчетам напряжения, возникающие при изгибе пластины Si, не превышают 0.7 МПа.

Заключение

На основе полученных данных можно сделать вывод, что в случае небольшого искривления поверхности пластины Si (нашем случае 17.4 м), вариации параметров ее решетки изменяются незначительно ($5.5 \cdot 10^{-6}$) и мало влияют на сходимость рентгеновского пучка в фокусирующих схемах. Напряжения в пластине Si (с размерами указанные выше), которые существенно повлияют на параметры сходимости рентгеновского пучка, появятся при радиусах кривизны ее поверхности ~ 1м и менее. В этом случае необходимо использовать другие кристаллы, например, фтористый литий или кварц, поскольку пластина Si при таких радиусах кривизны и напряжениях может разрушиться.

Работа выполнялась в рамках государственного задания № 16.7443.2017/БЧ Министерства образования и науки РФ.

- Чен Т. К вопросу о двумерной дифракционной фокусировке рентгеновского излучения при его брэгговской дифракции на двухосноизогнутом кристалле. // ЖТФ., 2002 (Т. 72. Вып. 7. С. 92.
- Андреев А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. Вып. 1.С. 8.
- Трушин В.Н., Чупрунов Е.В., Грибко В.В., Маркелов А.С. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтронные исслед. № 5. 2017. С. 28-32.

Разработка объектива камеры для ультрафиолетового диапазона спектра

С.Ю. Дятков¹, Н.Ф. Ерхова^{1,*}, В.В. Ермаков^{1,*}, А.А. Перцов¹

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991. *ms.erhova@mail.ru

Оперативная регистрация паров воды, истекающих из модулей МКС в случае нарушения их герметичности, является одним из главных вопросов безопасности космонавтов. Был проведен выбор схемы и расчет объектива, предназначенного для наблюдения свечения паров воды собственной внешней атмосферы на длине волны 320 нм с модулей МКС. Подобраны подходящие материалы линз и оправ с учетом условий работы прибора. Проведена оптимизация схемы и оценка разрешающей способности и допустимых погрешностей изготовления объектива.

Введение

Задача обеспечения безопасности космонавтов всегда актуальна для обитаемых космических станций. Для ее решения требуются современные средства мониторинга состояния модулей станции. Одним из таких средств является разрабатываемая телевизионная камера ультрафиолетового диапазона. Камера наблюдает внешнюю атмосферу модулей МКС в диапазоне длин волн от 308 до 323 нм.

Принцип работы камеры заключается в построении объективом изображения светящихся в ультрафиолетовом спектре паров воды. УФ излучение преобразуется электронно-оптическим преобразователем в видимое и передается на камеру ночного видения. Для обеспечения требуемого угла обзора и габаритных размеров требовалось разработать объектив с относительным отверстием 1:3 и минимальным количеством элементов, обеспечивающий разрешающую способность не менее 50 лин./мм. Учитывая условия работы прибора и доставки на орбиту, требуется простота и надежность конструкции.

Выбор схемы объектива и её оптимизация

Были рассмотрены оптические схемы ультрафиолетовых объективов, обладающих одновременно высокой разрешающей способностью и высоким относительным отверстием. Советские объективы «Уфар-1», «Уфар-4» и «Зуфар» обладают такими достоинствами, как высокое относительное отверстие, большой угол поля зрения и высокая разрешающая способность, но их оптические схемы являются многокомпонентными и довольно сложны (см. рисунок 1).



Рис. 1. Оптические схемы ультрафиолетовых объективов: a — «Уфар-1»; б — «Уфар-4»; в — «Зуфар»

Также рассмотрен современный УФ объектив [1], показанный на рисунке 2. В отличие от «Уфар-1» и «Уфар-4», состоящих из большого числа компонентов малой осевой толщины, объектив [1] состоит из двух размещенных вплотную склеенных компонентов, имеющих большую осевую толщину.



Рис. 2. Конструкция ультрафиолетового объектива [1]. Два склеенных компонента вплотную друг к другу

Недостатком объектива [1] является низкая устойчивость к изменению температуры. Наличие склеенных компонентов и их размещение вплотную может привести к их повреждению.

Материалы компонентов объектива [1] выбираются так, чтобы обеспечить параметры: фокусное расстояние 70 мм, относительное отверстие 1:2.5, угловое поле зрения 10°, спектральный диапазон 270 – 400 нм.

Параметры рассмотренных объективов приведены в таблице 1.
Наименование	Фокусное рас-	Относительное	Угловое поле	Число ком-	Разрешающая способность, лин/мм	
ООБЕКТИВА	стояние, мм	отверстие,	зрения,	ПОНЕНТОВ И		
				ЛИНЗ	в центре поля	на краю поля
Уфар-1	52.4	1:2	45	5/8	85	15
Уфар-1	100	1:4	24	5/7	63	15
Зуфар	350	50	c	Зеркально-	57	47
		1.4	0	линзовый	57	
Объектив [1]	70	1:2.5	10	2/4	50	30
Объектив УФК	102.3	1:3.1	9	3/4	60	40

Таблица 1. Параметры ультрафиолетовых объективов.

Для объектива, предназначенного для работы в космосе, важным фактором является его надежность, которую можно обеспечить путем упрощения конструкции и исключением склеенных компонентов, особенно если коэффициенты термического расширения материала линз заметно отличаются. Оптическая схема разработанного нами ультрафиолетового объектива (УФК) включает в себя четыре линзы в трех компонентах. Компоненты расположены на значительном расстоянии друг от друга. Первый компонент, состоящий из двух линз, является несклеенным (см. рисунок 3).





Оптическая схема объектива УФК, представленная на рисунке 3, была оптимизирована для работы в ультрафиолетовом диапазоне спектра в условиях сильных перепадов температур. Линзы изготовлены из стекла кварцевого КУ-1 и флюорита. В схеме отсутствуют асферические поверхности. При простоте схемы и малом количестве элементов достигнута значительная степень коррекции аберраций (диаметр пятна рассеяния равен 12 мкм в центре и 30 мкм на краю поля зрения) и достаточная разрешающая способность ~50 лин./мм (см. таблицу 1). Объектив УФК обладает следующими характеристиками: фокусное расстояние 102.3 мм; угловое поле зрения 9°; относительное отверстие 1:3.1; спектральный диапазон 230-400 нм; разрешающая способность 60 лин/мм для точки на оси, 40 лин/мм для точки на краю поля зрения.

Допустимые погрешности изготовления

Контроль формы поверхностей линз проводится путем наблюдения колец Ньютона, образующихся в воздушном промежутке между исследуемой и эталонной поверхностью. В результате анализа допусков на отклонение точности формы поверхностей каждой из линз и на децентрировку, установлены следующие значения контролируемых параметров: не более двух наблюдаемых колец интерференции для общей ошибки формы поверхности, и не более 0.2 кольца интерференции для местной ошибки формы поверхности. Допуск на децентрировку 0.03 мм. Линзы с такими параметрами несложно изготавливать и контролировать.

Допуск на диаметр линз составляет 0.1 мм. Для упрощения конструкции диаметр всех линз выбран одинаковым, что позволило смягчить допуски на изготовление деталей конструкции. Конструкция объектива выбрана насыпная, как наиболее простая и надѐжная.

Разработанный объектив позволяет достичь разрешающей способности ~50 лин./мм при относительном отверстии 1:3.1 на длине волны 320 нм.

Литература

 А.А. Колесова, А.В. Полесский, К.А. Хамидуллин *и др.* // Прикладная физика, № 5, 63 (2013).

Изучение пространственного разрешения стенда ЭУФ литографа

А.А. Егоров*, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *andrey-ae@mail.ru

Описывается оптическая схема и основные элементы стенда ЭУФ литографа с рабочей длиной волны 13.5 нм. Приводятся последние данные по модернизации проекционного объектива и экспериментальные результаты по формированию микро(нано) структур.

По сообщениям компании ASML, являющейся мировым лидером по производству литографического оборудования, наблюдается большой интерес производителей полупроводников к сканерам диапазона ЭУФ [1]. За последние два года компания уже отгрузила около 14 новейших сканеров ЭУФ с длиной волны 13.5 нм, а в очереди заказов на 2018 год на выпуск EUV-сканеров находятся порядка 28 заявок. ASML постепенно совершенствует сканеры диапазона ЭУФ. В настоящее время скорость производства достигает 125 пластин в час, а время промышленной эксплуатации сканеров составляет 90 %. Иначе говоря, время простоя по отношению к времени в работе сократилось до 10 %. При обработке всех рабочих слоев чипа сканеры ЭУФ все ещè малопродуктивны, но для изготовления нескольких критически важных слоев уже готовы к использованию в промышленных масштабах.

В ИФМ РАН работы по освоению принципов и технлигий проекционной литографии были начаты в 2011 году, когда, впервые в России, был разработан и запущен в работу стенд ЭУФ литографа с рабочей длиной волны 13.5 нм и расчетным пространственным разрешением 30 нм [2]. Схема и фотография стенда ЭУФ литографа приведена на рис. 1. Работа установки происходит следующим образом. ЭУФ-излучение из источника собирается коллектором, представляющим собой сферическое многослойное зеркало с приемной угловой апертурой 1 ср. Отраженный пучок попадает на составное зеркало осетитель (гомогенизатор), предназначенное для формирования на маске пучка ЭУФизлучения с П-образным распределением интенсивности размером 3 × 3 мм. Подробнее система освещения маски описана в [3]. Далее с помощью проекционного объектива, образованного двумя асферическими зеркалами, изображение маски с 5кратным уменьшением переносится на пластину с фоторезистом. Пластина с фоторезистом установлена на двухкоординатном столе. После экспонирования зоны 0.6×0.6 мм² пластина может переместиться в другую точку и процесс засветки может повториться, т.е. рисунок может мультиплицироваться по пластине в области 5 × 5 мм².



Рис. 1 Схема и фотография стенда ЭУФ литографа с лазерно-плазменным источником

Маска представляет собой многослойное зеркало Mo/Si, покрытое слоем, поглощающим излучение с длиной волны 13.5 нм. В поглощающем слое методами электронной литографии и плазмохимического травления вскрыты окна с требуемым рисунком.

Источником ЭУФ излучения является лазерноплазменный источник (ЛПИ), описание которого дано в [4]. Источник был построен на базе твердотельного Nd:YAG лазера компании СоларТии. Рабочая длина волны лазера – 1064 нм, энергия в импульсе по паспорту – 800 мДж, частота следования импульсов – 10 Гц. В качестве материала мишени был выбран молибден, обладающий относительно слабым поглощением излучения на длине волны 13.5 нм. Были получены первые результаты по формированию микроструктур в виде полос, отлажены механизмы работы всех систем. Удалось разрешить полосы шириной на уровне 1 мкм. Таким образом, разрешение оказалось примерно в 30 раз хуже, чем обеспечивают аберрации проекционного объектива [5]. Анализ экспериментальных результатов показал, что аберрации проекционного объектива обеспечивают искажение изображения по полю зрения менее 100 нм. Основной причиной столь низкого пространственного разрешения проекционной схемы является появление больших шероховатостей зеркал в области средних пространственных частот $(10^{-3} - 1 \text{ мкм}^{-1})$ на этапе изготовления, которые приводят к размытию изображения.

Опыт, полученный в ходе работы на стенде ЭУФ литографа, был использован при разработке нового 2-х зеркального проекционного объектива. Вопервых, коррекция формы поверхности отдельных элементов объектива проводилась на установке ионно-пучкового травления при нормальном падении ионов на деталь, при которой шероховатость поверхности во всем диапазоне пространственных частот не развивается [6]. Во-вторых, была разработана новая методика для измерений формы поверхности асферических зеркал и волновых аберраций проекционного объектива с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения (ИДВС) на основе одномодового оптического волокна с субволновой выходной апертурой [7, 8]. Запущен фазовый режим регистрации интерферограмм, который позволил увеличить латеральное разрешение интерферометра. В-третьих, проведены работы по модернизации системы автофокуса, которая позволяет контролировать положение пластины с фоторезистом с точностью 1-1.5 мкм. Вчетвертых, установка столика с фоторезистом в плоскость изображения и установка столика с маской в плоскость объекта проекционного объектива производилась впервые с применением интерферометра с дифракционной волной сравнения, точность которой составила ± 0.5 мкм и $\pm 10-20$ мкм, соответственно. В качестве материала мишени для лазерно-плазменного источника был выбрано олово, обладающее самым высоким коэффициентом конверсии лазерного излучения.

В настоящее время произведен запуск стенда ЭУФ литографа, в том числе произведен запуск и настроен лазерно-плазменный источник, начаты работы по формированию микро(нано) структур методом проекционной литографии.

Работа поддержана грантами РФФИ 16-07-00306, 16-07-00247 и 18-02-00173.

- 1. https://www.asml.com
- Волгунов Д.Г. *и др.* // Известия РАН. Серия физическая. Том 75. №1. 2011. С. 54-56.
- Зуев С.Ю. *и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2011. № 6. С. 10.
- 4. С.Ю. Зуев *и др.* // Известия РАН. Серия физическая. Том 77. №1. 2013. С. 9-13.
- Д.Г. Волгунов *и др.* // Известия РАН. Сер. физ. Том 77. №1. 2013. С. 4-8.
- N.I. Chkhalo, *et al.* // Applied Optics. Vol. 55, No.
 P. 1249-1256 (2016).
- Chkhalo N.I., et al. // Rev. Sci. Instrum. V. 79. 033107. 2008.
- N.I. Chkhalo, *et al.* // Applied Optics, Vol. 55, No. 3, P. 619-625 (2016).

Возможность применения массивного бериллия в качестве материала подложек для космической астрономии ЭУФ диапазона длин волн

М.В. Зорина¹, С.Ю. Зуев¹, А.В. Мильков², М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов¹, Д.Е. Парьев¹, Р.С. Плешков¹, И.Л. Струля², Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ОАО «Композит», ул. Пионерская, д.4, Московская обл., г. Королёв, 141070.

*mzor@ipm.sci-nnov.ru

В работе изучались образцы массивного бериллия электрохимически покрытые пленкой Ni. Показано, что Ni-пленка позволяет проводить глубокую (до нескольких сотен нм) обработку поверхности без деградации исходной шероховатости. Нанесение на обработанную поверхность тонких (200 нм) аморфных пленок Si и их ионная полировка позволяет получать поверхность с шероховатостью, обеспечивающей коэффициенты отражения многослойных ЭУФ зеркал на уровне "свидетеля" (зеркала, нанесенного в том же технологическом цикле на стандартную Si подложку).

Введение

Бериллий в силу своих физических и механических свойств является перспективным материалом для использования в качестве подложек многослойных зеркал экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона длин волн, в первую очередь для оптики, устанавливаемой на космических аппаратах. В работе [1] была показана возможность сглаживания поверхностной шероховатости образцов, представляющих собой тонкие пленки Ве, нанесенные на Si подложки магнетронным напылением, за счет полировки нанесенных на их поверхность тонких (200 нм) аморфных пленок Si. Однако распространить эту методику на образцы из массивного материала [2] не удалось в силу специфики его структуры. Поскольку массивный Ве изготавливается путем спекания из мелкодисперсного порошка и по своей структуре представляет собой пористый материал. Наличие пор между зернами приводит к образованию «ямок», когда поверхность подвергается ионно-пучковой обработке.

Данная работа ставит перед собой задачу найти возможность подготовки поверхности массивного материала, позволяющую проводить глубокое ионное травления (на глубину несколько сотен нм) для проведения коррекции формы или асферизации без деградации исходной шероховатости и появления "ямок". Для этих целей было предложено покрывать поверхность Ве толстой (несколько мкм) электрохимически выращенной пленкой Ni.

Экспериментальные результаты

Экспериментальный образец представлял собой бериллиевую шайбу Ø25мм, покрытую пленкой Ni.



Рис. 1. АСМ изображения поверхности пленки Ni, нанесенной на массивный Be. a) 40х40 мкм; б) 5х5 мкм

Как можно видеть (рис.1), поверхность "гладкая", однако, присутствуют достаточно глубокие царапины и на их пересечении "ямки" размером порядка 0,1 мкм (помечены кругом). Тем не менее, шероховатость заметно лучше, чем у поверхности полированного массивного бериллия [2] на поверхности которого помимо царапин явно просматривалась развитая топология и количество "ямок" было заметно больше. Таким образом, можно сделать вывод, что пленка Ni, электрохимически высаженная на поверхность массивного Ве значительно лучше поддается полировке, обеспечивая эффективную шероховатость σ_{eff} =1,3 нм, чем непосредственно поверхность массивного бериллия (σ_{eff} =2,4 нм) [2]. Далее образец был разделен на 4 сектора, первый оставался неизменным, а остальные три подвергались ионно-пучковому травлению ионами Ar под нормалью, при трех различных энергиях. Сектор 2: E_{ион}=200, съем d=200 нм; сектор 3: E_{ион}=500, d=250 нм; сектор 4: E_{ион}=800 эB, d=200 нм. PSD-функции шероховатости поверхности представлены на рис.2.



Рис. 2. PSD-функции шероховатости поверхности секторов образца массивного Ве, покрытого пленкой Ni

Как можно видеть, ионная обработка поверхности полированной пленки Ni, нанесенной на образец массивного Ве не оказывает никакого влияния на шероховатость поверхности в диапазоне пространственных частот q=[2.5*10⁻²-6.4*10¹ мкм⁻¹]. Это говорит о том, что оптические элементы из массивного бериллия, покрытые пленкой Ni могут обрабатываться ионными пучками для придания им требуемой формы (асферизация и коррекция локальных ошибок формы). Далее поверхность секторов 2-4 была сглажена по методике [1], результаты полировки приведены на рис.3. Произошло заметное сглаживание, особенно высокочастотной шероховатости, до значения $\sigma_{2x2}=0,16$ нм с исходного $\sigma_{2x2}=0,36$ нм.



Рис. 3. PSD-функции шероховатости поверхности пленки Si, нанесенной на электрохимически выращенный на поверхности массивного Ве пленки Ni до и после полировки ионами Ar с энергией Е_{ион}=800 эВ, θ_{пад}=0

Далее на поверхность секторов 2 и 3 были нанесены многослойные зеркала (сек.2 - Mo/Si на λ =13,5 нм; сек.3 - Al/MoSi₂ на λ =58,4 нм). Кривые угловых зависимостей коэффициента отражения зеркала и "свидетеля" представлены на рис.4.



Рис. 4. Коэффициент отражения MC Mo/Si (a) и Al/MoSi₂ (б), нанесенных на полированную по пленке Si поверхность массивного Be с пленкой Ni, и "свидетеля"

Как можно видеть результат, полученный на длине волны 58,4 нм (рис.4б), демонстрирует возможность применения данной методики для изготовления подложек зеркал на длинноволновую часть ЭУФ диапазона, который является актуальным, особенно для космической астрономии. Для зеркала на длину волны 13,5 нм (рис.4а) удалось получить высокий (более 50%) коэффициент отражения, существенно превышающий результат, полученный для аналогичного эксперимента на массивном образце Ве без никелевой пленки (R=30%) [2]. Это является рекордом для структур на металлической подложке, что может быть использовано для изготовления коллектора (может испытывать значительные тепловые нагрузки).

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 18-07-00633, 17-02-00640. Исследования А.Е. Пестова и Н.И. Чхало по нанесению многослойных рентгеновских зеркал и изучению их отражательных характеристик выполнено за счет гранта РНФ (проект №18-12-00478).

- N.I. Chkhalo, M.S. Mikhailenko, A.V. Mil'kov et al. // Surf. Coat. Technol., 311, 351 (2017).
- N.I. Chkhalo, M.S. Mikhaylenko, A.V. Mil'kov et al. // Proc. of SPIE, 10235, 10235M (2017).

Характеризация абсорбционных фильтров ЭУФ излучения на основе пленок бериллия субмикронной толщины

С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин^{*}, В.И. Лучин, Д.Г. Парьев, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментально продемонстрирована возможность получения свободновисящих пленок из чистого бериллия толщиной 0.1 мкм и более. Изготовлены образцы свободновисящих пленок диаметром до 25 мм, выполнены измерения их рентгенооптических, механических и теплофизических характеристик. Проведены тестовые испытания термостойкости изготовленных пленочных элементов при токовом нагреве в вакууме до температур около 600°С.

Введение

Бериллий перспективен как материал с высокой прозрачностью в достаточно протяженном интервале экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона при длинах волн более 11 нм. В представляющей интерес для литографии спектральной области вблизи 13 нм тонкопленочные бериллиевые фильтры могут конкурировать по прозрачности с обычно применяемыми здесь кремниевыми пленками. В приборах для изучения Солнца в ЭУФ области бериллий может входить в состав или даже быть основным материалом входного фильтра, традиционно изготавливаемого на основе алюминия.

Ранее мы уже сообщали [1] об успешном изготовлении содержащих бериллий многослойных структур Be/Si и Be/ZrSi₂, а также о результатах тестирования термостойкости этих структур. К настоящему времени были найдены технологические возможности для изготовления пленок из чистого металла и развиты методики измерения модуля упругости [2] и коэффициента теплопроводности [3] материала тонкопленочных образцов, что позволило получить и охарактеризовать бериллиевые пленки толщиной 0.1 - 0.3 мкм. С большой точностью (на измерительном оборудовании синхротрона BESSY) были измерены коэффициенты пропускания образцов трех разных толщин в интервале энергий от 20 эВ до 1000 эВ. По методике токового нагрева в вакууме были проведены испытания термостойкости Ве пленок толщиной 0.1 мкм при их нагреве с плотностью выделяемой мощности до 1 Bт/см², что соответствует температурам образца до 600°С.

Изготовление образцов

Образцы изготавливались последовательным магнетронным напылением на 100-миллиметровые кремнивые подложки «жертвенного» магниевого подслоя и слоя бериллия требуемой толщины. Подслой удалялся жидкостным травлением в слабом растворе уксусной кислоты, после чего пленка Ве вылавливалась на рамку. Механические свойства напыленных пленок позволили изготовить небольшие образцы толщинами 0.1 - 0.3 мкм для оптических и теплофизических измерений. Для определения механических характеристик материала образцы пленочных мембран с диаметром пленки до 25 мм изготавливались с использованием удаляемого впоследствии упрочняющего полимерного слоя (нюансы методики обсуждались ранее [2]).

Рентгенооптические свойства



Рис. 1. Расчетные зависимости пропускания пленок (линии) и результаты измерений (маркеры)

Измеренное пропускание образцов пленок на отдельных длинах волн (11.4 нм, 12.4 нм, 17.1 нм, 25.1 нм и 30.4 нм) в пределах окна прозрачности в ЭУФ области приведено на рис. 1 в сопоставлении с расчетными зависимостями, построенными по данным с сайта <u>www.cxro.lbl.gov</u>. Полученные результаты свидетельствуют о загрязнении изготовленных пленок примесями, основными из которых, предположительно, являются кислород и углерод. Локализация примесей преимущественно поверхностная.

Механическая прочность пленок

Для изучения механических свойств пленок бериллия были изготовлены мембраны толщиной 0.3 мкм на кольцах с диаметрами отверстий 25 мм и 10 мм. Образцы доводились до разрыва созданием перепада давления между сторонами пленки, попутно снималась зависимость радиуса кривизны прогнутой мембраны от приложенной разности давлений (данная зависимость может быть представлена в виде зависимости механического напряжения Σ от относительного удлинения δ – рис. 2).



Рис. 2. Зависимость «напряжение – деформация» для бериллиевой пленки (в сравнении с той же зависимостью для пленки из алюминия)

Полученные оценки механических характеристик материала: предел прочности – 0.19 ГПа, биаксиальный модуль упругости – 280 ГПа.

Теплофизические характеристики и термостойкость Ве фильтров

Излучательная способность пленок, полученная из сопоставления данных пирометрических и термопарных измерений температуры бериллиевых покрытий, напыленных на массивный нагреватель, составляет около 14%. Коэффициент теплопроводности пленок определялся по методике [3], в которой выловленный на медную оправу образец подогревается в вакууме со стороны оправы с помощью внешнего нагревателя. За оценку коэффициента теплопроводности κ материала принималось то значение, которое обеспечивало совпадение измеренных и расчетных значений температур пленки в центре образца (рис. 3). При умеренных температурах нагрева (100 – 200°С) коэффициент κ составляет 0.9 – 1.1 Вт/(см·К), что приблизительно вдвое меньше табличных значений массивного материала.



Рис. 3. Экспериментальное (маркеры) распределение температуры по диаметру Ве пленки толщиной 0.4 мкм и расчетные зависимости с разными значениями *к*

Заметной деградации оптических свойств бериллия из-за окисления не происходит при нагреве и выдержке пленочных образцов на воздухе вплоть до температут ~350°C. Наблюдалось увеличение прозрачности пленки с 0.29% до 0.80% ($\lambda = 633$ нм) при двухчасовом токовом отжиге в вакууме при температуре около 550°C.

Заключение

Полученные результаты позволяют прогнозировать температурный режим бериллиевых фильтров и продолжительность их эксплуатации в конкретных приложениях. Измерения пленок в ЭУФ области финансово поддержаны РНФ, грант №16-42-01034.

- С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин и др. // Труды XIX симпозиума «Нанофизика. и наноэлектроника», Т. 1, С. 386 (2015).
- N.I. Chkhalo, E.B. Kluenkov, A.Ya. Lopatin *et al.* // Thin Solid Films 631, 93–98 (2017).
- А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко и *др.* // Труды XXI симпозиума «Нанофизика. и наноэлектроника», Т. 1, С. 408 (2017).

Химическое никелирование бериллия с целью получения оптической поверхности

Д.С. Казаков^{1*}, А.В. Мильков¹, И.Л. Струля¹, А.С. Козлов²

1 ОАО «Композит», ул. Пионерская, 4, Московская область, Королёв, 141070 2 НИТУ «МИСиС» Ленинский пр-т, 4, Москва, 119049

* kazakov1548@yandex.ru

Введение

Отделение бериллия ОАО «Композит» является производителем бериллиевых деталей и узлов оптико-электронных приборов (корпуса зеркал, зеркала, катоды лазерных гироскопов, опоры, кронштейны и др), которые используются в современных спутниках связи, системах зондирования Земли, системах ориентации, наведения и наблюдения.

В процессе изготовления вышеперечисленных изделий требуется гальваническая обработка: химическое травление, химическое полирование, нанесение покрытий. В зависимости от назначения изделия применяются разные виды покрытий: защитные (анодирование, химическая пассивация) и функциональные (химическая металлизация). В отделении бериллия разрабатывается технология нанесения конструкционного аморфного никелевого покрытия на бериллий с целью создания на нèм оптической поверхности. В работе изучено влияние технологических параметров раствора химического никелирования на фазовый состав, элементный состав, толщину и равномерность полученного покрытия.

Методика эксперимента

Осаждение Ni-P покрытий осуществляли при температуре 90°С из растворов, следующего состава, (г/л): NiSO₄ - 20; NaH₂PO₂ - 20; CH₃COONa - 10; CH₃COOH - 10; pH - 4,0. Покрытия осаждали на образцы диаметром 25 мм. Предварительная подготовка поверхности заключалась в травлении в 20 % водном растворе серной кислоты в течение трѐх минут.

Полученные образцы исследовались на волновом рентгенофлуоресцентном спектрометре ARL 9900 WS с рентгеновским дифрактометром, предназначенном для определения элементов и фазового состава металлических и неметаллических образцов. Качественный рентгенофазовый анализ образцов продемонстрировал присутствие частично закристаллизованного металлического никеля, о чем можно судить по полуширине и интенсивности рефлекса (111) никеля. В основном, никель находится в составе аморфной фазы.

Определение элементного состава никелевого покрытия выявило содержание никеля в количестве 87 % масс и фосфора в количестве 11 % масс. Данное содержание фосфора, согласно литературным данным [1], является условием для образования аморфной структуры покрытия, что подтверждено рентгенофазовым анализом.

Образец с никелевым покрытием был разрезан на электроискровом станке и из полученных частей были приготовлены шлифы для металлографического анализа. Металлографический анализ проведен с использованием оптического микроскопа Neophot 21.

Исследованы толщины покрытия по всей длине образца (25 мм) в 10 точках. Толщина никелевого покрытия, нанесенного химическим методом в среднем составила 101±2,2 (мкм). Проведена оптическая полировка образцов. Толщина никелевого покрытия после полировки уменьшилась и составила 58±1,9 (мкм).

Заключение

Рентгенофлуоресцентный анализ никелевого покрытия показал содержание никеля на уровне 87 % и фосфора – 11 % (в массовых долях элементов). Такое соотношение никеля и фосфора, является условием аморфной структуры покрытия.

Металлографический и рентгенофазовый методы анализа показали, что покрытие значительно текстурированно и в нем преобладает аморфная фаза. Подтверждена аморфная структура никелевого покрытия на металлических образцах, что является необходимым условием для дальнейшей обработки с целью получения оптической поверхности.

В результате полировки получилось покрытие сплошное, равномерное по всей длине шлифа (25 мм), без трещин и включений. Полученная оптическая поверхность характеризуется шероховатостью на уровне $R_q = 10$ Å.

Литература

 Мамаев В.И., Кудрявцев В.Н. М22 Никелирование: учебное пособие. Под ред. В.Н. Кудрявцева. – М.: РХТУ им. Д.И. Менделеева, 2014.

Рентгеновская дифракция пространственно ограниченных пучков в латеральных периодических структурах

С.И. Казаков, В.И. Пунегов

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982. vpunegov@dm.komisc.ru

Рассмотрена общая проблема динамической теории дифракции в латеральных периодических структурах в случае, когда падающий и отраженный рентгеновский пучок пространственно ограничен. Исследовано влияние упругих деформаций кристаллической решетки на угловое распределение интенсивности рассеяния. Приведены результаты дифракции на кристалле, промодулированной поверхностной акустической волной, а также на кристалле с металлической поверхностной решеткой.

Введение

Латеральные периодические структуры (ЛПС), включая многослойные и кристаллические дифракционные решетки, структуры, модулированные внешним воздействием (например, ультразвуковой волной), находят широкое применение в нано- и оптоэлектронике, а также в рентгеновской оптике. Традиционно для описания рассеяния рентгеновских лучей на ЛПС используется модель падающей плоской волны, которая не ограниченна в латеральном направлении. Однако в процедуре сравнения измеренных и расчетных данных такая модель не совсем корректна, поскольку в эксперименте все рентгеновские пучки пространственно ограничены. Кроме того, в рамках модели плоских волн невозможно выполнить численный расчет распределения интенсивности рассеяния вблизи узла обратной решетки, так как угловые размеры дифракционных порядков описываются дельта функцией Дирака. Поэтому в данной работе теория рентгеновской дифракции обобщена на случай пространственно ограниченных рентгеновских пучков..

Теория

Рассмотрим дифракцию ограниченных рентгеновских пучков в кристалле, приповерхностная область которого состоит из периодически расположенных в латеральном направлении деформированных участков. Такое распределение упругих деформаций кристаллической решетки может быть создано в результате воздействия поверхностной акустической волны (ПАВ), либо создания на поверхности кристалла периодической решетки из другого материала (рис.1).



Рис. 1. Схематическое изображение дифракции ограниченных рентгеновских пучков на кристалле, промодулированном поверхностной акустической волной (а) и кристалле с поверхностной решеткой (b)

Для простоты рассмотрим симметричную дифракцию в геометрии Брэгга. Ширина засветки поверхности кристалла падающим пучком зависит от размера щели S_1 и равна $l_x^{(in)}$. Поперечный размер выходящего пучка формируется щелью S_2 , латеральная ширина которого на поверхности кристалла равна $l_x^{(ex)}$ (рис.1). Дифракцией рентгеновских лучей на краях щелей падающего S₁ и отраженного S₂ пучков пренебрегаем.

Амплитудный коэффициент отражения (АКО) пространственно ограниченного пучка от ЛПС имеет вид

$$R(q_{x},q_{z}) = \frac{a_{h}}{2\pi l_{x}^{(in)}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\kappa R_{\infty}(\kappa,q_{x},q_{z}) \hat{Y}_{1}(\kappa) \hat{Y}_{2}(\kappa-q_{x}), (1)$$

где $R_{\infty}(\kappa, q_x, q_z)$ - АКО неограниченной плоской волны [1], $l_x^{(in)}$, $l_x^{(ex)}$, $\hat{Y}_1(\kappa) = \sin([\kappa l_x^{(in)}/2)/(\kappa/2)$, $\hat{Y}_2(\kappa - q_x) = \sin([\kappa - q_x]l_x^{(ex)}/2)/([\kappa - q_x]/2)$ определены в [2].

В рамках теории упругости выполнен численный расчет полей решеточных смещений в кристаллах LiNbO₃ и кремния. В первом случае периодические упругие деформации вызваны действием поверхностной акустической волны с периодом модуляции 4 µm (рис.2а). Во втором случае деформации возникают из-за молекулярного взаимодействия атомов разных по химическому составу сред (полосы вольфрама шириной 0.5 µm периодически расположены на поверхности кремния, период металлической решетки равен 1 µm).



Рис. 2. Поля упругих деформаций в кристаллах LiNbO₃ (a) и кремния (b)

На основе решения (1) выполнено численное моделирование углового распределения интенсивности рассеяния вблизи узла обратной решетки для кристаллов с разными периодическими деформациями (рис.3). Для кристалла, промодулированного ПАВ дифракционные порядки состоят из вертикальной полосы основного отражения и наклонных полос, вызванных ограниченностью рентгеновских пучков (рис.3а). В случае дифракции на кристалле с поверхностной решеткой дополнительно наблюдаются сателлиты вдоль наклонных полос из-за модуляции падающего излучения (рис.3b).



Рис. 1. Карты углового распределения интенсивности рассеяния вблизи узла обратной решетки: а) - от кристалла LiNbO₃, промодулированного ПАВ; b) от кристалла Si с поверхностной решеткой их вольфрама

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 18-10-2-23) и РФФИ (проект №17-02-00090).

- V.I. Punegov et al. // J. Appl. Cryst. V. 43, 520 (2010)
- V.I. Punegov *et al.* // J. Appl. Cryst.V.50,1256 (2017)

Дифракция рентгеновских лучей на кристалле с периодическим поверхностным рельефом

А.В. Карпов, В.И. Пунегов^{*}

Отдел математики Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

*vpunegov@dm.komisc.ru

Разработана теория дифракции рентгеновских лучей на кристалле с периодическим поверхностным рельефом применительно к высокоразрешающей трѐхкристальной дифрактометрии. Детально исследована дифракция на трапецеидальном, синусоидальном и параболическом профиле рельефного штриха. Выполнен анализ решений дифракционной задачи в кинематическом приближении. Проведено численное моделирование углового распределения интенсивности рассеяния от разных типов поверхностного рельефа.

Введение

Первые работы, посвященные исследованию кремниевых кристаллических поверхностных решеток, были проведены Аристовым и др. [1]. Результаты дифракции на кристаллическом рельефе InP и GaAs с заметно меньшим периодом представлены в работах [2,3]. Отметим, что методами рассеяния рентгеновских лучей исследуются не только кристаллические структуры, но и поверхностный рельеф тонких полимерных пленок [4]. Теория рентгеновской дифракции на периодическом рельефе в рамках двухкристальной дифрактометрии рассмотрена в [5]. Данная работа посвящена развитию общей теории дифракции рентгеновских лучей на поверхностном кристаллическом рельефе.

Теория

Рассмотрим динамическую дифракцию в кристаллическом рельефе, на поверхность которого под скользящим углом $\theta = \theta_B + \omega$ падает плоская рентгеновская волна перпендикулярно к штрихам дифракционной решетки, где ω – отклонение от угла Брэгга θ_B (рис.1). Положение кристалла анализатора в трèхосевой схеме задаèтся углом θ_h . Введем прямоугольную систему координат, оси х и у которой параллельны входной поверхности, а ось z направлена вглубь кристалла, причем x0z образует плоскость дифракции. В общем случае рассматривается асимметричная дифракция в геометрии Брэгга, в которой ϕ задает угол наклона отражающих плоскостей кристалла относительно поверхности. Основными параметрами кристаллического рельефа является период Λ , высота рельефа l_z ,

толщина кристалла без рельефа L_z , коэффициент линейной асимметрии штриха Γ_a и усредненная по глубине ширина штриха \bar{l}_x . Форма профиля штриха определяется функцией $l_x(z)$, которая задаёт зависимость ширины штриха от глубины z. Дифракционное отражение от кристаллического рельефа представляет собой набор плоских волн. Каждой отражѐнной плоской волне можно сопоставить индекс m (порядок дифракции).



Рис. 1. Схематическое изображение дифракции рентгеновской волны на кристаллическом рельефе

Угол $\theta_h^{(m)}$, определяющий направление распространения *т-го* дифракционного порядка, находят уравнения $k_{\Lambda}m = k(\cos\theta_h^{(m)} - \cos\theta_0)$, где ИЗ $k_{\Lambda} = 2\pi/\Lambda$, $k = 2\pi/\lambda$, λ - длина рентгеновской волны. Рассматриваемая проблема существенно упрощается в одномодовом режиме [6]. В рамках этого приближения не учитывается многоволновое взаимодействие рентгеновских полей соседних сателлитов, а падающая волна эффективно возбуждает только один дифракционный порядок. Задача решается в общем виде с учетом динамической дифракции рентгеновских лучей на кристаллическом рельефе. Пусть на толстом кристалле сформирован тонкий поверхностный рельеф. В ненулевые

дифракционные порядки, в отличие от главного, отражения будут слабыми (кинематическими). Рассмотрены три модели профиля штриха (рис. 2): трапецеидальная (*a*), синусоидальная (*b*) и параболическая (*c*), для которых получены аналитические решения в кинематическом приближении.



Рис. 2. Трапецеидальная (а), синусоидальная (b) и параболическая (c) модель профиля штриха

Численное моделирование

Численное моделирование углового распределения интенсивности рассеяния на кристалле с рельефом выполнено для Si(111).



Рис. 3. Расчетные карты интенсивности рассеяния вблизи узла Si(111) с учèтом инструментальной функции для трапецеидальной (а), синусоидальной (b) и параболической модели (c)

Выбрано симметричное отражение (111) σ поляризованного рентгеновского излучения с $\lambda = 0.154$ нм. Высота поверхностного рельефа составила 2 мкм, период поверхностной решетки – 2 мкм. Результаты численного моделирования представлены на рисунках 3 и 4. Поскольку для плоской рентгеновской волны дифракционные порядки представляют собой дельта функции, для визуализации карт углового распределения интенсивности рассеяния вблизи узла обратной решетки учитывалась инструментальная функция [7]. Использовалось 4-х кратное отражение от кристалла монохроматора Ge(220) и 3-х отражение от кристалла анализатора Ge(220). Карты вычислены для трапецеидальной модели с параметрами $\Gamma_b = 6/10$, $\Gamma_t = 4/10$ (рис. 3*a*), синусоидальной модели (рис. 3*b*) и параболической модели с параметрами $\Gamma_b = 1$, $\Gamma_t = 1/2$, $\Gamma_\tau = -1/8$ (рис. 3*c*).



Рис. 4. Сечения карты порядка вдоль оси q_z четвѐртого дифракционного. Сравнение кривых дифракционного отражения трапецеидальной (кривая 1), синусоидальной (кривая 2) и параболической (кривая 3) модели профиля штриха

Сечения карт вдоль оси q_z для четвертого дифракционного порядка представлены на рис. 4.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 18-10-2-23) и РФФИ (проект №17-02-00090 и № 16-43-110350)

- 1. V.V. Aristov *et al.*// Opt. Commun. V.58, 300 (1986).
- T. Macrander, S.E.G. Slusky // Appl. Phys. Lett. V.56, 443 (1990).
- L. Tapfer, P. Grambow // Appl. Phys. A: Solids Surf. V. 50, 3 (1990).
- T. Geue *et al.*// Cryst. Res. Technol. V.3, 770 (2002).
- 5. L. De Caro *et al.*// Appl. Phys. Lett. V.64, 34 (1994).
- I.V. Kozhevnikov *et al.*// Optics Express. V.18, 16234 (2010).
- E. Gartstein *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. V.34, A57 (2001).

Мониторинг солнечной активности с использованием кремниевых дрейфовых детекторов

А.С. Кириченко^{*}, С.Ю. Дятков, С.В. Кузин, А.А. Перцов, А.В. Трифонов

Физический институт академии наук, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*kirichenko@lebedev.ru

Рассмотрена возможность осуществления мониторинга солнечной активности на борту космических аппаратов в мягком рентгеновском диапазоне с использованием кремниевых дрейфовых детекторов (SDD) на примере приемника Vitus H-7 Ketek. Проведены оценки динамического диапазона детекторов, а также предложена конструкция аппаратуры на их основе, позволяющая обеспечить диапазон мощности регистрируемых солнечных вспышек до 6 порядков. Также проанализированы негативные эффекты от попадания электронов радиационных поясов Земли в детектор и способы борьбы с ними.

Введение

Мониторинг солнечной активности является одной из наиболее актуальных задач в современной физике космоса и земной магнитосферы. В первую очередь, это связано с тем, что Солнце оказывает существенное влияние на околоземное пространство посредством таких геоэффективных событий, как вспышки или корональные выбросы масс (КВМ). Наиболее подходящим для наблюдений перечисленных явлений является мягкий рентгеновский диапазон (МР). Мониторинг в данном диапазоне возможен только за пределами земной атмосферы на борту космических аппаратов.

Наиболее известными и успешными приборами для мониторинга солнечной активности считаются рентгеновские сенсоры XRS серии спутников GOES [1], на основе данных которых в диапазоне 1 - 8 Å была разработана классификация вспышек GOES. До 2014 года в качестве детекторов использовались ионизационные камеры, отличающиеся низкой чувствительностью к слабым солнечным вспышкам. На новых спутниках серии GOES-R применяются уже фотодиоды, которые позволили существенно расширить динамический диапазон аппаратуры [2]. Основным недостатком рентгеновских детекторов GOES является невозможность получения спектральной информации. В рентгеновском спектрофотометре SphinX [3] на борту спутника КОРОНАС-Фотон [4] использовались кремниевые PIN-детекторы, обладающие высоким энергетическим разрешением и чувствительностью. На Рисунке 1 показан пример анализа спектра, полученного по данным SphinX для микровспышки.



Рис. 1. Пример определения температуры и меры эмиссии плазмы во время микровспышки по данным спектрофотометра SphinX в рамках двухтемпературной модели. Синим цветом показана компонента, соответствующая спокойной короне Солнца и активной области, красным – вспышечная компонента

В данной работе мы рассматриваем возможность использования SDD-детекторов для решения задач мониторинга солнечной активности. Выбор обусловлен тем, что данный тип детекторов отличается более высоким быстродействием и низким уровнем шума по сравнению с PIN-детекторами. Приводятся оценки динамического диапазона приемников, определяются типы вспышек, которые можно наблюдать с помощью данной аппаратуры. Также анализируются возможные негативные последствия попадания электронов радиационных поясов Земли в детектор и методы борьбы с ними.

Оценка динамического диапазона детекторов

Для определения типов событий, которые способны регистрировать рассматриваемые детекторы, проводилось моделирование спектров излучения вспышек различных рентгеновских классов в изотермическом приближении. Температура и мера эмиссии определялись на основе экспериментальных данных [5]. Моделирование спектров выполнялось с использованием атомной базы данных Chianti [6]. По полученным спектрам определялась скорость счета фотонов для вспышек различных рентгеновских классов. Верхняя граница скорости счета, при которой временное разрешение детектора и электроники позволяет пренебрегать эффектом наложения по времени прихода фотонов, составляет не более 10⁵ отсчетов в секунду. Нижняя граница определяется уровнем шума и составляет порядка 10² отсчетов в секунду. Соответствующий диапазон потока МР излучения (1 - 8 Å) — 1.1×10⁻¹⁰ – 6.2×10⁻ ⁷ Вт м⁻² (рентгеновский класс вспышек от A0.01 до В6.2). Приведенный диапазон соответствует слабым солнечным событиям – микровспышкам. Для увеличения динамического диапазона аппаратуры с целью регистрации более мощных событий предлагается устанавливать в конструкцию дополнительный детектор с уменьшенной апертурой. Например, при диаметре входной апертуры в 150 мкм диапазон регистрируемых событий такого детектора составит — 2.1×10⁻⁷ – 1.5×10⁻³ Вт м⁻² (рентгеновский класс вспышек от В2.1 до Х15).

Защита детекторов от электронов радиационных поясов Земли

Оценки влияния электронов радиационных поясов Земли проводились для геостационарной орбиты, исходя из возможного применения аппаратуры на борту метеорологического спутника типа Электро. С учетом особенностей орбиты, а также при условии размещения аппаратуры на солнечных панелях спутника, поле зрения будет составлять не менее 50°. В качестве исходных данных по потокам электронов на данной орбите рассматривалась модель радиационных поясов АЕ-8. В первую очередь был проведен анализ последствий попадания электронов различных энергий в детектор. Наибольший вклад в искажение сигнала вносят электроны, оставляющие в детекторе энергию в рабочем диапазоне аппаратуры (1.5 – 12 кэВ). Остальные электроны будут отбрасываться при анализе амплитуды

собранного заряда, что будет приводить только к увеличению мертвого времени детектора. С учетом геометрии детектора и поля зрения прибора мертвое время не будет превышать 0.25% от общего времени работы. Основные негативные эффекты несут в себе электроны, оставляющие в детекторе энергию в рабочем диапазоне детектора, а также тормозное излучение электронов на окружающих детектор конструкциях. Для уменьшения количества попадающих внутрь приборов заряженных частиц предполагается использовать систему из самарий кобальтовых магнитов, изменяющих траекторию движения частиц и уводящих электроны в сторону от детектора. На Рисунке 2 показана схема отклоняющей системы. Магниты встроены в переднюю панель прибора. Создаваемое магнитное поле составляет 0.25 Тл, что обеспечивает защиту от электронов с энергией до 1 МэВ.



Рис. 2. Схематическое изображение системы

- H.A. Garcia // Sol. Phys. 154, No. 2, pp. 275-308, (1994).
- Chamberlin, P. C., T. N. Woods, F. G. Eparvier, and A. R. Jones // SPIE Proceedings, Vol. 7438, (2009).
- Sylwester, J., Kuzin, S., Kotov, Y. D., Farnik, F., & Reale, F. // Journal of Astrophysics and Astronomy, 29, 339, (2008).
- Kuzin, S. V., Bogachev, S. A., Zhitnik, I. A., et al. // Advances in Space Research, 43, 1001, (2009).
- Kirichenko, A.S., Bogachev, S.A. // Astrophys., 840, 45, (2017).
- 6. Landi et. al. // ApJS, 763, 86, (2013).

Особенности дифракционной фокусировки рентгеновского излучения на одном и двух кристаллах

В.Г. Кон¹, И.А. Смирнова^{2,*}

1 Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

2 Института Физики Твердого Тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

*irina@issp.ac.ru

Представлены результаты исследования эффекта дифракционной фокусировки методом численного моделирования экспериментов, в которых рентгеновская составная преломляющая линза формирует вторичный источник малого поперечного размера. Показано, что при слабом поглощении возникают осцилляции высоты пика фокусировки и ширины пучка в фокусе в зависимости от толщины кристаллов из-за эффекта экстинкции.

В динамической теории дифракции сферической волны описан эффект дифракционной фокусировки рентгеновского излучения в геометрии на прохождение [1]. Эффект обусловлен тем, что идеальный кристалл играет роль собирательной линзы для слабо поглощающейся части рентгеновской волны. Эффект реализуется в широкой области спектра рентгеновского излучения, если толщина кристалла $t = t_0$, где $t_0 = CL$ есть толщина фокусировки, пропорциональная расстоянию L между источником и детектором. Наиболее ярко эффект фокусировки проявляется в случае большого поглощения.

Еще один эффект дифракционной фокусировки был теоретически предсказан в случае отражения рентгеновской сферической волны последовательно на двух кристаллах при малом (нулевом) расстоянии между источником и детектором [2]. Экспериментально пучок ограничивается с помощью узкой щели, установленной перед первым кристаллом в геометрии прохождения. Дифрагируя в первом кристалле толщиной t_1 , он приобретает ширину $2t_1$ tg θ , где θ – угол Брэгга. При повторной дифракции во втором кристалле с толщиной $t_2 = t_1$, часть пучка вместо расширения до ширины $4t_1$ tg θ , испытывает дифракционное сжатие и восстанавливает изображение исходной щели с точностью $\Delta x = (\Lambda/\pi)$ tg θ , где Λ – экстинкционная длина для данного отражения. В работе [3] было показано, что учет расстояния приводит к расщеплению условия фокусировки на три случая: (1) $t_1 + t_2 = t_0$, (2) $t_1 = t_2 - t_0$ и (3) $t_1 = t_2 + t_0$. В первом случае два кристалла работают как один кристалл, и фокусируется часть излучения с минимальным поглощением. Во 2-м и в 3-м случаях фокусируются части излучения с различным поглощением. При $t_0 = 0$ $(t_1 = t_2)$ оба последних случая работают одновременно и приводят к относительно малому размеру фокуса. В данной работе этот эффект исследуется методом численного моделирования эксперимента с использованием синхротронного излучения (СИ) и составной преломляющей линзы (СПЛ), которая формирует вторичный источник малого размера. Показано, что с помощью СПЛ можно легко управлять геометрией дифракции и иметь источник высокой яркости и малого размера, что намного лучше, чем в случае щели.

Результаты и обсуждение

Возможная схема эксперимента показана на рисунке 1 для случая одного кристалла (С). В случае двух кристаллов они близки друг к другу, однако небольшое расстояние все же необходимо для разделения проходящих и отраженных пучков в пространстве. Источник СИ, расположен на большом расстоянии z_0 от СПЛ. Монохроматор из двух кристаллов кремния (М) выделяет заданную частоту. Затем линза (СПЛ) формирует расходящийся пучок как будто вторичный источник, находится в фокусе СПЛ. Детектор (D) регистрирует профиль интенсивности рентгеновского излучения $I(x) = |E(x)|^2$.

В случае двух кристаллов амплитуда электрического поля на детекторе равна:

$$E(x) = \int dx_1 P_C^2(x - x_1) \\ \int dx_2 P(x_1 - x_2, Z_1) T(x_2) P(x_2 - x_0, z_0)$$
(1)

где $Z_1 = z_f + z_1$ есть расстояние от СПЛ до детектора (рис.1). Здесь функция P(x,z) является пропагатором Френеля (поперечная часть сферической волны в параксиальном приближении), $P_C(x)$ есть пропагатор кристалла как фурье-изображение амплитуды отражения плоской волны кристаллом $P_C(q)$, T(x)есть функция, описывающая изменение волны при прохождении через СПЛ. Численные расчеты выполнены с помощью программы на языке ACL. Сам язык и интерпретатор для него на языке программирования Java разработан одним из авторов работы (Кон). Интерпретатор можно бесплатно скачать вместе с описанием в интернете на сайте автора [4].



Рис. 1. Схема дифракции

Как видно на рис.1, всегда есть конечное расстояние z_1 от источника до плоскости регистрации. В результате расчетов показано (см. рис. 2), что в случае двух кристаллов ширина пучка на детекторе быстро увеличивается от 2 мкм до 8 мкм, и более 10 мкм для более мягкого излучения, с ростом расстояния. Из этого следует, что эффект фокусировки излучения двумя кристаллами нельзя использовать в качестве спектрометра рентгеновского излучения, как предполагалось ранее [5].



Рис. 2. Зависимость ширины пучка от расстояния *z*₁ (источник - плоскость регистрации), отражение Si(220)

Используя в эксперименте СПЛ можно легко реализовать случай почти нулевого расстояния источник-детектор и исследовать двухкристальную фокусировку излучения более детально. Случай почти нулевого расстояния может быть реализован, если СПЛ сфокусировать на детектор, а набор из двух кристаллов поставить между СПЛ и фокусом линзы.



Рис. 3. Зависимость ширины фокусировки от толщины кристалла для *E* = 25 Кэв

Для этого случая были изучены осцилляции ширины пучка в фокусе в зависимости от толщины кристалла (рис.3), причем осциллирует как ширина фокуса, так и максимальная интенсивность. Природа осцилляций такова. Пока нет поглощения, плоская волна под углом Брэгга дифрагирует то в проходящий пучок, то в отраженный пучок. Полная интегральная интенсивность, не меняется, но интегральная интенсивность в отраженном пучке осциллирует с длиной экстинкции. Когда волна не плоская, а сферическая, то ее можно представить в виде суперпозиции плоских волн. При этом осцилляции сохраняются, только имеют более слабую амплитуду. Эти же эффекты происходят и при увеличении поглощения. На рис. 3 показаны графики осцилляций для разных отражений кремния, ширина фокусировки больше для более слабого отражения.

Аналогичные осцилляции от толщины кристалла также наблюдаются в случае фокусировки на одном кристалле.

- А.М. Афанасьев, В.Г. Кон // ФТТ, Т. 19, С. 1775 (1977).
- В.Л. Инденбом, И.Ш. Слободетский, К.Г. Труни. // ЖЭТФ, Т. 66, С. 1100 (1974).
- V.V. Aristov, A.A. Snigirev, A.M. Afanasev, V.G. Kohn, V. I. Polovinkina // Acta Cryst., A. 42, 426 (1986).
- 4. http://kohnvict.ucoz.ru/acl/acl.htm
- В.Л. Инденбом, Э.В. Суворов // Письма в ЖЭТФ, Т. 23, В. 9, С. 485 (1976).

Спектрометр синхротронного излучения на основе дифракционной фокусировки

В.Г. Кон¹, И.А. Смирнова^{2, *}, И.И. Снигирева³, А.А. Снигирев⁴

1 Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

2 Института Физики Твердого Тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

3 European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France.

4 Балтийский Федеральный Университет, ул. А. Невского, 14, Калиниград, 236041.

*irina@issp.ac.ru

В работе экспериментально и теоретически изучены секционные топограммы в схеме, когда вторичный источник излучения формируется составной преломляющей линзой. Эксперимент был выполнен в ESRF (Гренобль, Франция). Теоретическое моделирование эксперимента впервые явным образом учитывает фокусировку излучения с помощью линзы наряду с модификацией излучения в воздухе и в процессе дифракции излучения в кристалле. Численное моделирование эксперимента для монохроматического пучка и решение обратной задачи позволило вычислить спектр монохроматора с более высокой точностью.

Одним из основных результатов теории дифракции сферической волны, которая явно учитывала расстояние от источника до детектора [1], было предсказание эффекта дифракционной фокусировки (ДФ) расходящегося излучения кристаллом в форме пластины. В работе [2] был предложен новый тип спектрометра на основе эффекта дифракционной фокусировки, который способен регистрировать весь энергетический спектр излучения сразу, то есть за одно измерение, с точностью 2×10^{-6} . Такой спектрометр способен измерить спектр одного суперкороткого импульса рентгеновского лазера на свободных электронах с необходимой точностью.

Идея спектрометра состоит в следующем. Если расстояние до кристалла значительно больше, чем расстояние после кристалла, то разные монохроматические компоненты фокусируются в результате эффекта ДФ с разным смещением на детекторе. Это смещение определяется тем, что кристалл выбирает из расходящегося излучения только ту его часть, которая удовлетворяет условию Брэгга, а угол Брэгга зависит от энергии. Разрешение такого спектрометра зависит от того, насколько хорошо будет сфокусирована монохроматическая компонента за счет эффекта ДФ. То есть для спектрометра необходим источник с высокой угловой расходимостью и малыми размерами фокуса. Для решения данной проблемы было предложено использовать вторичный источник излучения, который формируется в фокусе составной преломляющей линзы (СПЛ). При этом надо обеспечить большое расстояние от линзы до кристалла и малое расстояние после кристалла. Если это условие не выполняется, то разрешение спектрометра будет невысоким.

В данной работе представлены результаты первой экспериментальной реализации нового типа спектрометра, использующего эффект ДФ рентгеновского излучения кристаллом в форме пластины на источнике синхротронного излучения (СИ) 3-го поколения в ESRF (Гренобль, Франция). Как известно, СИ имеет очень широкий спектр, но на многих станциях стационарно установлены монохроматоры, которые резко ограничивают спектр излучения. Убрать или заменить монохроматор невозможно. Поэтому в данной работе был измерен относительно узкий спектр, который формируется монохроматором.

Результаты и обсуждение

Эксперимент был выполнен на станции ID06. Источник излучения имел эффективные размеры 30 мкм вертикально и 900 мкм горизонтально (рис. 1). На расстоянии 31 м от источника находился двухкристальный монохроматор Si (111) с вертикальной плоскостью дифракции и первичная щель размером 0.8 мм. Относительная ширина спектра излучения после монохроматора была равна $\Delta\lambda/\lambda = 1.5 \times 10^{-4}$. Для формирования вторичного источника использовалась СПЛ из Ве на расстоянии 56 м от источника. Линза имела 50 двояковогнутых элементов с радиусом кривизны 50 мкм.

Для энергии 12 кэВ, согласно теории СПЛ [3] фокусное расстояние линзы z_f равно 21.2 см, диаметр эффективной апертуры равен 225 мкм. Энергетический интервал, который на таком расстоянии способна зафиксировать линза, $\Delta E = 76.2^{\circ}$ эВ. Кристалл-спектрометр из Si был вырезан в форме клина, с переменной толщиной по вертикальной оси, а плоскость дифракции была горизонтальной, отражение 111. Для регистрации интенсивности использовался ССD-детектор с размером пиксела 0.645 мкм. Кристалл располагался близко к детектору таким образом, что расстояние не превышало 3 см.



Рис. 1. Схема дифракции. М - монохроматор, CRL - линза, F - фокус, C - кристалл, D - детектор



Рис. 2. Экспериментальные топограммы, *E*=12 КэВ. По оси у указана толщина кристалла. На шкале градаций серого показан логарифм числа импульсов в ССD детекторе

На рис. 2 показаны две топограммы клиновидного кристалла из Si на малом расстоянии 49 см (а) и на большом расстоянии 147 см (б) от центра линзы. Эффект ДФ реализуется, если толщина кристалла $t^{\circ=\circ}t_0$, где $t_0 = CL$ есть толщина фокусировки, пропорциональная расстоянию L между источником и детектором, C есть коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров дифракции. Для представленных случаев t_0 равно 18.5 мкм (а) и 83.9 мкм (б). Эффективность ДФ растет с ростом t_0 . При этом желательно, чтобы на этой толщине укладывалось много длин экстинкции Λ , то есть

выполнялось условие $t_0 >> \Lambda$. Экстинкционная длина для Si (111) равна 28.6 мкм. Следовательно, в первом случае $t_0^{\circ} <^{\circ} \Lambda$, и поэтому эффект ДФ практически отсутствует, но четко видны интерференционные полосы, описываемые теорией Като [4]. Во втором случае $t_0 >> \Lambda$, поэтому на топограмме эффект ДФ имеет место на толщине кристалла около 90 мкм, при этом ширина изображения равна $s_e =$ 25.8 мкм. В этом случае изображение клиновидного кристалла очень сильно размазано вдоль оси *x* по сравнению с первым случаем. Размазывание изображения в основном связано с конечным спектральным составом излучения, падающего на исследуемый кристалл.

Для анализа экспериментальных данных была разработана компьютерная программа на языке ACL [5], которая моделирует фокусировку СИ линзой и последующую дифракцию излучения в кристалле. Расчет показал, что минимальная теоретическая ширина собственного изображения в области фокусировки получается при толщине кристалла t = 90 мкм и равна $s_i = 4.5$ мкм. Из теории следует, что для экспериментальных условий при размере источника 900 мкм, размер изображения источника в фокусе равен $s_s = 3.48$ мкм. Если считать, что уширение происходит по гауссовому закону, то тогда уширение интерференционной картины связанное с немонохроматичностью излучения $s_{\omega} = (s_e^2 - s_i^2 - s_s^2)^{1/2}$. В результате получаем, что $s_{\omega} = 25.2$ мкм. Соответственно теоретическая оценка на немонохроматичность излучения дает $\Delta E/E = 1.2 \times 10^{-4}$.

В работе показано, что новый тип спектрометра с успехом работает на СИ в стационарном режиме и несомненно может быть использован также в EXAFS и XANES методах.

- А. М. Афанасьев, В. Г. Кон // ФТТ, Т. 19, С. 1775 (1977).
- V. G. Kohn, O. Y. Gorobtsov, I. A. Vartanyants // J. Synchrotron. Rad. V. 20. P. 258 (2013).
- 3. В. Г. Кон // ЖЭТФ, Т. 124, С. 224 (2003).
- 4. N. Kato // Acta Cryst., V. 14, C. 526; 627 (1961)
- 5. http://kohnvict.ucoz.ru/acl/acl.htm

Конверсия энергии электронов в ЭУФ излучение для тонкопленочных "прострельных" мишеней

А.А. Кочетков¹, А.Е. Пестов^{2,*}, А.Я. Лопатин², Н.Н. Цыбин², Н.И. Чхало²

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр.Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается алгоритм расчета абсолютной интенсивности и коэффициента конверсии энергии электронов в энергию рентгеновского излучения К линии легких элементов для рентгеновских трубок с "прострельной" мишенью. Проведен численный расчет для мишени Ве, обоснован выбор модели расчета сечения ионизации. Наибольшее значение коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической линии Ве Кα в 4π стерадиан в геометрии "на прострел" при расчетах составило 3,0•10⁻⁴, при Ee=2,0 кэВ и толщине свободновисящей пленки Ве d=40 нм.

Модель расчета

Генерация излучения рентгеновской трубкой процесс вероятностный и для его описание необходимо моделирование взаимодействия электрона с атомом мишени по методу Монте-Карло. В настоящее время в интернете доступно большое число программных пакетов [1-3], рассчитывающих интенсивности линий флуоресценции, глубины проникновения электронов, глубины поглощения. Однако все эти программы либо не имеют данных по линиям легких элементов, в том числе Ве Ка, либо производят расчеты на основе полуэмпирических сечений взаимодействия, достоверность которых подтверждена только для Z>6. Более того расчет производится для геометрии "на отражение, т.е. рассматривается выход излучения в то же полупространство с которого происходит падение электронов. На рис.1 приведен расчет коэффициента конверсии энергии электронов в энергию Ве Кα линии, полученный с помощью программы WinXray [3].



Рис. 1. Расчет коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической линии Ве Кα, полученный с помощью программы WinXray

Как можно видеть (рис.1) коэффициент конверсии растет во всем представленном диапазоне энергий электронов, вплоть до 12 кэВ, что противоречит данным из [4], где показано, что интенсивность излучения растет до энергий электронов по порядку величины равному 10 потенциалам ионизации (Ei(BeK)=111.5 эВ), а дальше начинает заметно падать в силу рассеяния электронов в толще мишени и самопоглощения излучения. Более того, значение коэффициента конверсии составило всего 4,9•10-6, что вызывает серьезные сомнения, поскольку согласно [5] вероятность излучательного перехода, генерирующего Ве Ка линию составляет $\omega_{\rm K}=3,6\cdot10^{-4}$, а в силу низкого рассеяния электронов атомами легких элементов, полное сечение упругого рассеяние не может превосходить полное сечение неупругого рассеяния на более чем 2 порядка. Таким образом, применяемая в программе WinXray для расчета абсолютной интенсивности излучения твердых мишеней модель [6] не может считаться адекватной. За разработанной модели было принято решение взять [7], и полученные непосредственно для бериллия сечения ионизации из [8].



Рис. 2. Сечения ионизации, взятые из [6] и [8]

Как можно видеть из рис.2 сечение неупругого рассеяния из [8] при низких энергиях электронов (до 10 потенциалов ионизации) более чем на порядок выше, чем применяемые в программе WinXray (Casnati [6]). Кроме того модель [7] была апробирована для расчета абсолютной интенсивности излучения рентгеновской трубки с кремниевой мишенью (Si La линия λ =13,5 нм) в геометрии "на отражение" [9]. Согласование модели и эксперимента оказалось лучше 15%, кроме того кремний, как и бериллий – легкий элемент, что говорит в пользу модели [7] по сравнению с моделью [6], где прямо говорится, что модель адекватна для 6<Z<79.

Результаты моделирования

Был произведен расчет интенсивности излучения бериллиевой мишени в геометрии "на прострел" в телесный угол 4π в зависимости от энергии налетающих электронов ($\theta_{\text{пад}}=0^\circ$) и рассчитан коэффициент конверсии энергии электронов в энергию характеристической линии Ве Ка (λ =11,4 нм). Диапазон энергий 0,5-10 кэВ. Для всех вычислений принималось значение тока электронов 1,0 А (что соответствует 6,3*10¹⁸ электронов в секунду). На рис.3 представлен типичный спектр излучения бериллиевой мишени в геометрии "на просвет".



Рис. 3. Спектр излучения Ве мишени в геометрии "на прострел". Ее=5,0 кэВ, θ_{nag} =0°, толщина пленки d=200 нм

Интенсивность характеристической линии значительно превышает интенсивность тормозного излучения в окрестности энергии 110 эВ (λ =11,4 нм), что характерно для легких материалов. Как и должно быть, наблюдаются резкая граница непрерывного спектра, соответствующая максимальной энергии электрона (в данном случае 5,0 кэВ) и падение интенсивности тормозного излучения при энергии выше энергии характеристической линии, вследствие самопоглощения излучения при прохождении фотонов через пленку. Значение коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической линии Ве К α в 4 π стерадиан в геометрии "на прострел" в зависимости от энергии электронов представлены на рис.4.



Рис. 4. Коэффициент конверсии энергии электронов в энергию линии Ве Кα в 4π стерадиан в геометрии "на прострел" в зависимости от энергии электронов

Как видно из рис.4 наблюдается плато в зависимости коэффициента конверсии от энергии электронов в интервале энергий 1-3 кэВ, что согласуется с теоретическими представлениями [4], где утверждается, что оптимум излучения наступает при энергии электронов ~ 10 потенциалов ионизации.

Наибольшее значение коэффициента конверсии энергии электронов в энергию характеристической линии Ве К α в 4 π стерадиан в геометрии "на прострел" при расчетах составило 3,0•10⁻⁴, при энергии электронов Ее=2,0 кэВ и толщине свободновисящей пленки бериллия d=40 нм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 18-07-00633, 16-07-00306, 16-07-00247.

- 1. URL: www.evex.com
- 2. URL: http://microanalyst.mikroanalytik.de
- 3. URL: http://montecarlomodeling.mcgill.ca
- Блохин, М.А. Физика рентгеновских лучей / М.А. Блохин // Москва. – 1953. – С.87
- M.O. Krause, J. Phys. Chem. Ref. Data, V.8, Iss.2, P.307 (1979).
- E Casnati, A Tartari and C Baraldi // J. Phys. B: At. Mol. Phys. - 1982. - V.15. - P.155.
- В.П. Афонин, В.И. Лебедь, Метод Монте-Карло в рентгеноспектральном анализе, Новосибирск, Наука. – 1989. – С.6.
- Maihom, T., Sukuba, I., Janev, R. et al. // Eur. Phys. J. D. – 2013. – V.67. – P.2.
- 9. А.Е. Пестов и др. Известия РАН. Серия физическая. - 2008. - Т.72.№2. - С.218.

Термостабильность фильтра экстремального УФ диапазона на основе тонкопленочной структуры MoSi₂-Al-MoSi₂

А.Я. Лопатин, В.И. Лучин^{*}, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*luchin@ipm.sci-nnov.ru

По временной зависимости коэффициента пропускания видимого излучения при различных значениях температуры вакуумного отжига найдена энергия активации процессов деградации AI-фильтра с защитным покрытием из MoSi₂, проявляющейся в снижении его блокирующих свойств. Показано, что темп увеличения пропускания в видимом диапазоне из-за роста кремниевых дендритов имеет температурную зависимость Аррениуса $dP/dt \sim e^{-EkT}$ с энергией активации E = 1.4 эВ. Определены максимально допустимые значения температуры при заданном времени эксплуатации фильтра.

Введение

Одна из проблем в реализации будущих проектов по исследованию Солнца с близкой орбиты связана с высокими тепловыми нагрузками, приходящимися на входные элементы астрономических приборов. Наряду с обычными для космических обсерваторий, работающих на околоземных орбитах, требованиями к входным фильтрам (прозрачность на рабочей длине волны, эффективная блокировка видимого и ИК излучения, механическая прочность) существенными при выборе материалов фильтров будут критерии долговременной термической стабильности их оптических характеристик.

В настоящей работе исследуется влияние теплового воздействия на эффективность пленочного алюминиевого фильтра с тонким покрытием из MoSi₂, защищающим Al от окисления. Ранее было показано, что при вакуумном отжиге этой пленочной структуры при отсутствии окисления наблюдается ухудшение степени блокировки видимого излучения из-за образования сквозных кремниевых каналов [1]. Сейчас по временной зависимости коэффициента пропускания видимого излучения при различных значениях температуры отжига определена энергия активации этого процесса. Полученные данные дают возможность прогнозировать время эффективной работы фильтра на орбите при известной температуре или определять допустимую температуру при заданном времени жизни фильтра.

температуру при заданном времени жизни фильтра. туры, лежат т.е. аррениус Методики эксперимента

мером 8×8 мм) в кварцевой рамке с напыленными омическими контактами. Токовый отжиг производился в вакуумной камере при давлении остаточных газов 10^{-8} Торр. В процессе отжига поддерживалась постоянной выделяемая в пленке мощность и измерялся ток, протекающий через пленку. Температура пленки измерялась с помощью ИК пирометра Metis MB35. Предварительно измеренная по методике, описанной в работе [2], излучательная способность пленки составляла 6%. В течение всего отжига измерялся коэффициент пропускания пленки на длине волны He-Ne лазера 0.633 мкм.

Результаты и обсуждение

Вакуумный отжиг пленок состава {MoSi₂-2.5нм, Al-72нм, MoSi₂-2.5нм} производился от одних до четырех суток при следующих значениях температуры: 200, 230, 240 и 250 °С. Временные зависимости коэффициентов пропускания образцов, отожженных при температуре 230 °C (кривая 1) и 250 °С (кривая 2) приведены на рис. 1. Коэффициент пропускания Р нормирован на значение в начале отжига при достижении заданной температуры. Наклон графика dP/dt на линейном участке имеет температурную зависимость Аррениуса: $\ln(dP/dt) =$ lnB – E/kT, где B – предэкспоненциальный множитель. Все четыре экспериментальных точки, соответствующие указанным выше значениям температуры, лежат на прямой с наклоном $E/k = 1.6 \cdot 10^4 \, \text{K}$, т.е. аррениусовская энергия активации E = 1.4 эВ.

«Просветление» в видимом диапазоне мы связываем с образованием полупрозрачных дендритных кремниевых каналов, наблюдаемых после отжига

Образец представляет собой исследуемую пленку, свободно висящую на квадратном отверстии (раз-

[1]. Известно дендритное поведение роста кристаллов во время металло-индуцированной кристаллизации кремния на границе с алюминием [3]. Можно показать, что темп роста коэффициента пропускания dP/dt пропорционален скорости увеличения доли кремниевых каналов в площади фильтра. Поэтому есть основания считать найденное значение E = 1.4 эВ энергией активации роста дендритов кремния в алюминиевой пленке с MoSi₂ покрытием.



Рис. 1. Изменение коэффициента пропускания пленки в течение отжига при температуре: 1) 230 °C; 2) 250 °C

Для оценки предельно допустимой температуры, при которой фильтр может заданное время сохранять способность эффективно блокировать видимое излучение, воспользуемся уравнением Аррениуса в виде

$$\ln(\Delta t) = -\ln A + E/kT,$$
(1)

где Δt (на рис. 2 обозначено как $(t - t_0)$) – время начала «просветления» пленки (выбрано значение P = 1.06), отсчитываемое от выхода отжига на заданный уровень температуры. По экспериментальной зависимости $\ln(\Delta t)$ от 1/T (рис. 2) находим общую энергию активации (E = 1.5 эВ) процессов, предшествующих кристаллизации кремниевых дендритов, и параметр $\ln A = 28.4$.

В проекте «Интергелиозонд» по исследованию Солнца с близкой орбиты планируется время активной работы приборов в течение 5 лет [4]. Оценка по формуле (1) дает значение допустимой температуры T = 400 K (≈ 130 °C) для столь продолжительной эксплуатации фильтра без изменения уровня блокировки видимого света. Это значение температуры может быть ориентиром при определении оптимального размера ячейки поддерживающей сетки, которая наряду с упрочнением фильтра обеспечивает необходимый теплоотвод.



Рис. 2. Зависимость от обратной температуры логарифма временной задержки (в минутах) начала «просветления» пленки

Образование полупрозрачных дендритных кремниевых каналов является не единственным возможным механизмом ухудшения блокирующих свойств фильтра. В условиях достаточно высокого вакуума в данном эксперименте $MoSi_2$ покрытие достаточно эффективно защищает алюминиевую часть пленки от окисления, о чем свидетельствует отсутствие заметных изменений в пропускании на рабочих длинах волн в ЭУФ диапазоне. Вопрос о возможном влиянии кислорода на оптические характеристики входного фильтра при давлении, характерном для разреженного газа вблизи космической обсерватории, требует дополнительного исследования.

- С. А. Гусев, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин и др. // Труды XXI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Т. 1, 389 (2017).
- N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov, E. B. Kluenkov *et al.* // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. V 11, 021115 (2012).
- S. R. Herd, P. Chaudhari, and M. H. Brodsky // J. Non-Crystall. Solids, V. 7, 309 (1972).
- V. D. Kuznetsova, L. M. Zelenyib, I. V. Zimovets et al. // Geomagnetism and Aeronomy, V. 56, 781 (2016).

Состояние дел по микроскопии в «водном окне прозрачности» в ИФМ РАН

И.В. Малышев^{*}, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается микроскоп для диапазона длин волн «водного окна прозрачности»: принцип работы, оптическая схема, расчётное разрешение, параметры зеркал. В докладе будет рассказано о системе виброизоляции и методах улучшения изображения путём деконволюции.

Введение

Микроскопия «водного окна прозрачности» ($\lambda = 2.3$ – 4.4 нм) имеет ряд уникальных преимуществ по сравнению с другими видами микроскопии, вытекающих из особенностей резонансного взаимодействия излучения с веществом. Большая глубина проникновения в воду (до 10 мкм), и малая (< 0.5 мкм) в углерод и белки позволяет получать высокий абсорбционный контраст изображений живых образцов при минимальных дозах облучения. Длина волны меньшая на 2 порядка λ видимого света позволяет получить разрешение в единицы нанометров, что принципиально не возможно в микроскопии видимого света.

Принцип работы микроскопа

Излучение, рождаемое лазерно-плазменным источником на основе газовой двух потоковой мишени (в настоящее время рассматриваются мишени СхНу:Не и СО2:Не), отражается зеркаломколлектором с многослойным покрытием и просвечивает образец (Рис. 1). Увеличенное в 46 раз изображение образца строится двухзеркальным объективом Шварцшильда (ОШ) на сцинтилляторе YAG:Се, преобразующем излучение в видимый свет. Изображение на сцинтилляторе передается оптической системой с увеличением на ПЗС камеру [1]. Увеличение оптической системы (в 2, 4 или 20 раз) зависит от используемого объектива детектора. Поле зрения микроскопа определяется размером ПЗС матрицы (8 мм), деленным на общее увеличение микроскопа (х92, х184, х920) и составляет: 8.7 мкм - 87 мкм, Для объектива Х20 измеренное в [1] разрешение детектора составило 0.58 мкм, поэтому ограничение на разрешение микроскопа составляет 0.58 мкм / $46 \approx 13$ нм на поле зрения 8.7 мкм.



Рис. 1. Конструкция микроскоп: 1) газовая двухпотоковая мишень, 2) зеркало-коллектор, 3) образец на пьезокерамической подвижке и 5d-столике, 4) двухзеркальный объектив Шварцшильда, 5) фильтр для подавления длинноволнового излучения, 6) сцинтиллятор, 7) вакуумное окно, 8) оптическая система с увеличением x2-x20, 9) ПЗС камера, 10) пружинный подвес, 11) магниты, 12) медные пластины, 13) виброизолирующий стол, 14) сильфон к вакуумному насосу

ОШ рассчитывался так, чтобы в центре поля зрения полосы шириной 13 нм хорошо разрешались (Рис. 2), а на краю поля зрения (г \approx 44 мкм) разрешались полосы шириной 52 нм (Рис. 3), которая при увеличении х92 соответствует размеру пикселя ПЗС матрицы = 4.8 мкм. В Табл. 1 приведены параметры ОШ, причем выпуклое зеркало М1 - сферическое, вогнутое М2 - асферическое. Асферизация зеркала будет производиться ионным пучком [2]. Коэффициенты полиномов Цернике асферического зеркала M2: $\alpha 2 = -1,919E-6$, $\alpha 4 = 7,3144E-10$, $\alpha 6 = 3,9214E-$ 14, $\alpha 8 = 1,7221E-18$, $\alpha 10 = -1,4635E-22$.

Таблица 1.	. Параметры	объектива	Шварцшильда Х46.
------------	-------------	-----------	------------------

	Расстояние до	Радиус кри-	Диаметр,
	след. эл., мм	визны, мм	ММ
Образец	170,703	N	0,087
Зеркало М2	102,485	137	100
Зеркало М1	812,262	- 24	10
Изобр. на сц.	-	N	4

Зеркало-коллектор имеет эллиптическую форму: асферизация сферического зеркала-заготовки с $R_{Kp.}= 273$ мм имеет PV = 8 мкм на D = 220мм (Рис. 4). Коэффициенты полиномов Цернике коллектора: $\alpha_2 = -2,987E-6, \alpha_4 = 2,3246E-10, \alpha_6 = 4,3980E-15$

В микроскопе предусмотрены 3 ступени виброзащиты: вибро стол "Standa", пружинный подвес, и магнитная система на токах Фуко.



Рис. 2. Сечение изображения полос шириной 1,2 мкм/(20*46) = 13нм в центре поля зрения



Рис. 3. Сечение изображения полос шириной 4,8мкм/(2*46)=52нм на краю поля зрения (г ≈ 44 мкм)



Рис. 4. Карта асферизации зеркала-коллектора

В докладе, наряду с проектом разрабатываемого микроскопа, будут приведены экспериментальные данные по параметрам зеркал объектива Шварцшильда и коллектора. Подробно остановимся на системе виброизоляции и цифровом детекторе. В заключение будут обсуждаться возможности улучшения разрешения микроскопа за счет применения алгоритмов деконволюции.

- N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko *et al.* // Rev. of Sci. Instr., V. 86, 063701 (2015).
- N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev *et al.* // Precision Engineering, V.48, pp.338–346 (2017).

Деконволюция изображений в микроскопе для «водного окна прозрачности»

И.В. Малышев^{1,*}, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *ilva-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

Проведено моделирование и деконволюция изображений в просвечивающем микроскопе на длину волны 3.14 нм. Установлено, что для достижения разрешения в 13 нм необходимо скорректировать аберрации до уровня RMS ≤ 1 нм и проделать деконволюцию методом Тихонова-Миллера или Ландвебера с числом итераций ≥ 10000.

Введение

Микроскопия «водного окна прозрачности» ($\lambda = 2.3$ - 4.4 нм) имеет ряд уникальных преимуществ по сравнению с другими видами микроскопии, вытекающих из особенностей резонансного взаимодействия излучения с веществом [1]. Большая глубина проникновения в воду (до 10 мкм), и малая (< 0.5 мкм) в углерод и белки позволяет получать высокий абсорбционный контраст изображений живых образцов при минимальных дозах облучения. Длина волны меньшая на 2 порядка λ видимого света позволяет получить разрешение в единицы нанометров, что принципиально не возможно в микроскопии видимого света. Принцип работы разрабатываемого микроскопа для «водного окна прозрачности» заключается в увеличении с помощью проекционного объектива изображения подсвеченного образца на матрице приемника. Имеет место конволюция: точки объекта на изображении представляются в виде пятен конечного размера, а также изображения разных срезов объекта накладываются друг на друга на матрице. Для улучшения разрешения изображение должно подвергаться математической обработке - деконволюции.

Принцип и подходы деконволюции

Дифракция на апертурах микроскопа, конечная точность изготовления его оптических поверхностей, а также конволюция приводят к размытию изображения и ухудшению разрешающей способности. Деконволюция – математическая обработка полученных (в результате томографии) изображений срезов объекта, использующая априорные знания об оптической системе. Математически конволюция – это свертка распределения интенсивности света *x*, приходящего от изображаемого объекта, с функцией рассеяния точки h (ФРТ), определяемая соотношением:

$$y(p) = \int x(r)h(p-r)dr = Hx \quad (1)$$

где $y(p) \in \mathbb{R}^2$ – распределение интенсивности света на матрице камеры, $x(r) \in \mathbb{R}^3$, r – вектор, задающий положение точек объекта, p – вектор, задающий положение точек изображения. Интеграл (1) в дискретном представлении – это действие матрицы конволюции H на x. Деконволюция – это нахождение x по серии изображений y и матрице H, заданной на основе измеренной ФРТ или аберраций. Серия изображений y получается путем томографии, когда изображаемый объект сканируется вдоль оптической оси.

1. Простая обратная фильтрация

Базовый подход состоит в минимизации оценочной функции *с(x)*, которая показывает сходство между наблюдаемыми данными **у** и текущей оценкой *Hx*:

$$\varsigma(\mathbf{x}) = ||\mathbf{y} - \mathbf{H}\mathbf{x}||^2 \tag{2}$$

В Фурье пространстве еѐ минимизатор:

$$\widetilde{\mathbf{x}} = \widetilde{\mathbf{y}} / \max(\widetilde{\mathbf{h}}, \epsilon)$$
⁽³⁾

где "max" позволяет избежать деления на ноль там, где $\tilde{\mathbf{h}} = \mathbf{0}$, $\boldsymbol{\epsilon}$ – небольшая положительная константа. Решение получается после взятия обратного Фурье преобразования от $\tilde{\mathbf{x}}$. Метод свободен от параметров и имеет хорошую скорость, но усиливает измерительный шум и ведёт к появлению ложных высокочастотных осцилляций.

2. Алгоритм Тихонова-Миллера (TM)

Путь, позволяющий частично избежать высокочастотных осцилляций, состоит в добавлении к оценочной функции (2) регуляризующий член $\lambda ||Lx||^2_2$, чтобы поставить в невыгодное положение высокие значения производной от *x*: где L – дискретный оператор Лапласа, λ – параметр регуляризации, γ – параметр шага. Метод ТМ использует итерационный градиентный спуск для минимизации (4):

$$\boldsymbol{x}^{k+1} = \boldsymbol{x}^k + \gamma (\boldsymbol{H}^T \boldsymbol{y} - (\boldsymbol{H}^T \boldsymbol{H} + \lambda \boldsymbol{L}^T \boldsymbol{L}) \boldsymbol{x}^k)$$
(5)

3. Алгоритм Ландвебера (ЛВ)

Алгоритм минимизирует (2) методом итерационного градиентного спуска по формуле:

$$\mathbf{x}^{k+1} = \mathbf{x}^k + \gamma \mathbf{H}^T (\mathbf{y} - \mathbf{H} \mathbf{x}^k)$$
(6)

где γ – параметр шага. С каждой итерацией и в (5), и в (6) резкость изображения улучшается и, в конце концов, как показала практика, изображение приходит в насыщение.

Результаты деконволюции

Для обработки изображений использовалась программа ImageJ с плагином по деконволюции DeconvolutionLab2 [2].



Рис. 1. Два среза изображаемого мозга человека: а) срез 1; б) срез 2



Рис. 2. а) ФРТ в плоскости изображения (ПИ) при аберрациях микроскопа с RMS = 1 нм; б) ФРТ в плоскости, смещенной вдоль оптической оси на 0.5 мкм от ПИ



Рис. 3. Изображения приведенных на Рис. 1 срезов, размытые из-за конволюции при аберрациях с RMS = 1 нм

В качестве объекта был взят набор изображений срезов мозга человека, которые были уменьшены до размера 1 мкм х 1 мкм, чтобы размер минимальных деталей был 13 нм (Рис. 1).



Рис. 4. Изображения после деконволюции и настройки контраста и яркости при аберрациях микроскопа с RMS = 1 нм: а) срез 1; б) срез 2



Рис. 5. Изображения после деконволюции и настройки контраста и яркости в микроскопе без аберраций: а) срез 1; б) срез 2

Для микроскопа с остаточными аберрациями по RMS = 1 нм были смоделированы ФРТ (Рис. 2) и изображения срезов (Рис. 3). Было протестировано около 10 алгоритмов деконволюции. Лучшие результаты были получены для алгоритмов ТМ и ЛВ с 10000 итераций, $\gamma = 1$ и $\lambda = 0.1$. Установлено, что при наличии аберраций с RMS = 1 нм после деконволюции изображения достаточно четкие, и детали с размером ≥ 10 нм видны (Рис. 4). Для сравнения приведены изображения, полученные без аберраций (Рис. 5). Аберрации с RMS = 2 нм приводят к существенному увеличению ФРТ, и разрешение падает до ~ 100 нм. Таким образом, использование алгоритмов деконволюции при обработке изображений, которые будут получены на микроскопе для «водного окна прозрачности», позволит на 2 порядка улучшить разрешение. ФРТ будут задаваться на основе измерений аберраций микроскопа с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения, который позволяет измерять и, в итоге, делать оптику с субнанометровой точностью [3].

- J.-F. Adam, J.-P. Moy, and J. Susini // Rev. Sci. Instrum., V. 76, 091301 (2005).
- Daniel Sage, Lauréne Donati, Ferréol Soulez et al. // Methods, V. 115, 28–41 (2017).
- N. I. Chkhalo, I. V. Malyshev, A. E. Pestov *et al.* // Appl. Opt. Vol. 55, Issue 3, pp. 619-625 (2016).

Малоразмерный источник ускоренных ионов с фокусирующей ионно-оптической системой

М.С. Михайленко^{1,}*, А.Е. Пестов¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *mikhaylenko@ipmras.ru

В работе приведены результаты тестирования миниатюрного источника ускоренных ионов КЛАН-10М с фокусирующей ионнооптической системой; представлены характеристики источника, его режимы работы; измерены диаметр ионного пучка в зависимости от расстояния от выходной апертуры, распределение ионного тока в пучке, скорость травления на примере Si. Минимальный диаметр ионного пучка на полувысоте составил 2,4 мм, что при токе 1 мА соответствует плотности тока равной 22,1 мА/см², скорость травления Si при этом составила 7,1 нм/сек.

Введение

Для проведения прецизионной безмасочной коррекции локальных ошибок формы поверхности оптических элементов необходимо формирование миниатюрного ионного пучка с гауссовым распределением ионного тока [1]. Уменьшение размера пучка ускоренных ионов позволяет повысить точность процедуры коррекции за счет увеличения максимальной пространственной частоты доступной для обработки [2]. Помимо размеров пучка важна и выдаваемая им плотность ионного тока, которая непосредственно влияет на скорость травления и соответственно определяет время обработки поверхности, что является одним из решающих требований при выборе ионного источника (ИИ).

Работа является продолжением работы [3] в которой описывается миниатюрный источник ускоренных ионов КЛАН-10М (НТК «Платар») с плоской ионно-оптической системой (ИОС), который обеспечивает максимальный ток ионного пучка на уровне 4 мА, что при диаметре выходной апертуры 7 мм (плоская ИОС), соответствует плотности ионного тока 10.4 мА/см². Это более чем вдвое превышает плотность ионного тока фокусирующего ионного источника, который применяется в [4]. Однако диаметр пучка 7 мм существенно ограничивает возможности ИИ КЛАН-10М с плоской ИОС для проведения коррекции локальных ошибок формы поверхности оптических элементов. В данной работе предлагается модернизация ИИ КЛАН-10М за счет оснащения его фокусирующей ИОС, которая должна позволить снизить доступный размер ионного пучка, обеспечивая при этом высокую плотность ионного тока.

Фокусирующая ИОС

Фокусирующая ИОС (рис.1) представляет собой систему из двух сколлимированных вогнутых сеток, рассчитанных таким образом, чтобы на расстоянии 10 мм от выходной апертуры сформировать ионный пучок минимального диаметра (порядка 2 мм).



Рис. 1. Схема фокусирующей ионно-оптической системы ионного источника КЛАН-10М

Описание экспериментального стенда

Изучение режимов работы и характеристик источника производилось на экспериментальном стенде (рис.2), который включает в себя вакуумную камеру, внутри которой установлен экран с закрепленным на нем цилиндром Фарадея; ионный источник, закрепленный на линейной подвижке, обеспечивающей перемещение источника вдоль оси пучка. На выходе источника установлена вращающаяся заслонка, перекрывающая ионный пучок, и одновременно являющаяся измерителем ионного тока. Система откачки состоит из форвакуумного и турбомолекулярного насосов, которые обеспечивают предельное остаточное давление в рабочей камере $7 \cdot 10^{-5}$ Па.



Рис. 2. Схема экспериментального стенда

Результаты и обсуждение

Для различных значений энергии ионов (ускоряющего напряжения) были получены зависимости сечения ионного пучка цилиндром Фарадея с входным отверстием 0,5 мм (рис.3).



Рис. 3. Зависимость диаметра ионного пучка от расстояния от выходной апертуры

Как можно видеть на расстоянии 5-10 мм от выходной апертуры диаметр ионного пучка остается практически неизменным, а далее из-за пространственного заряда происходит быстрая расфокусировка. По этой же причине (влияние пространственного заряда) диаметр пучка растет с ростом ионного тока. Большее ускоряющее напряжение обеспечивает лучшую фокусировку (рис.3): при энергии ионов 500 и 1000 эВ и одинаковом значении ионного тока 1 мА диаметр ионного пучка различается более чем в два раза. Таким образом, изменяя расстояние от выходной апертуры либо ток пучка можно управлять размером ионного пятна на мишени и обрабатывать поверхность с требуемыми частотными характеристиками.

Минимальный диаметр ионного пучка на полувысоте составил 2,4 мм, что при токе 1 мА соответствует плотности тока равной 22,1 мА/см². Для минимального размера ионного пучка был проведен эксперимент по распылению кремниевой мишени. На рис.4 представлено сечение кратера, сформированного в кремниевой пластине за 6 минут.



Рис. 3. Сечение кратера, сформированного в пластине кремния, при травлении ионами Ar (E=1000 эB, I=1,0 мA, d=5 мм, t=6 мин)

Глубина травления в максимуме составила более 2,5 мкм, что соответствует скорости травления 7,1 нм/сек, что более чем на порядок превосходит возможности источника, примененного в [3] и более чем в два раза для данного источника (КЛАН-10М) с плоской ИОС.

Таким образом, ИИ КЛАН-10М с фокусирующей ИОС может стать заменой фокусирующему источнику ускоренных ионов, применяемому в [3] для коррекции локальных ошибок формы. Он позволит существенно повысить производительность стенда за счет высокой (до 22,1 мА/см²) плотности тока. Отсутствие обрезающих диафрагм позволит проводить работы с энергией ионов более 400 эВ, без загрязнения обрабатываемой детали продуктами эрозии края диафрагмы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 18-07-00633, 17-02-00640. Исследования А.Е. Пестова и Н.И. Чхало по разработке фокусирующей ионнооптической системы выполнено за счет гранта РНФ (проект №18-12-00478).

- 1. W. Liao et al. // Appl. Opt. 53 (19), 4266 (2014).
- M.V. Svechnikov et al. // Opt. Express 23, 14677 (2015).
- 3. М.С. Михайленко и др. // «Нанофотоника и наноэлектроника 2017», Т.2. С.414 (2017).
- И.Г. Забродин и др., Поверхность, №9, С.109-112 (2013).

Спектральные исследования ниобатов висмута, допированных атомами 3d-металлов

С.В. Некипелов^{1,2,*}, Н.А. Жук ¹, А.Е. Мингалева², О.В. Петрова², Н.Н. Шомысов², Е.Н. Шустова¹, В.Н. Сивков²

1 Сыктывкарский госуниверситет, Октябрьский пр., 55 ,Сыктывкар, 167001

2 Физико-математический институт КНЦ УрО РАН, Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982 *NekipelovSV@mail.ru

Методами NEXAS--спектроскопии были исследованы термостабильные твердые растворы ниобатов висмута, допированных атомами марганца, железа, кобальта и меди. Было показано, что марганец, кобальт и медь в указанных соединениях присутствует в основном в степени окисления +2, а железо в степени +4.

Введение

Допированные ниобаты висмута в зависимости от природы допанта и типа кристаллической структуры, характеризуются широкой вариативностью электрофизических свойств и возможностей практического использования в качестве диэлектриков, смешанных и ионных проводников для твердооксидных топливных элементов, кислородопроницаемых мембран и газовых сенсоров, катализаторов для окислительных процессов.

разнообразие Широкое практически-полезных свойств сложных оксидов объясняется различным кристаллическим строением ниобатов висмута при варьировании мольного соотношения атомов, входящих в состав соединений, и толерантностью структур к образованию дефектов в катионной подрешетке при замещении атомов ниобия атомами переходных элементов. При этом при варьировании мольного соотношения атомов висмута/ниобия, природы и концентрации допированных переходных элементов можно получать функциональные материалы с различными физико-химическими свойствами. И, соответственно, изучении свойства атомов допантов и их влияния на свойства и характеристики оксидной керамики представляет особый интерес.

Результаты и обсуждение

Нами выполнено исследование широкого класса ниобатов висмута Bi_3NbO_7 , $Bi_2(M)Nb_2O_9$ (M-Ba, Sr), $Bi_5Nb_3O_{15}$, $BiNbO_4$, допированных атомами марганца, железа, кобальта и меди, синтезированных по

керамической методике и стабильных при высокой температуре. Все образцы были исследованы методами NEXAFS-спектроскопии с использование синхротронного излучения накопителя BESSY II (Берлин, Германия). Все NEXAS-спектры были получены методом полного электронного выхода (Total electron yield, TEY).



Рис. 1. NEXAFS Mn2p-спектров ниобатов висмута, допированных марганцем. Для сравнения приведены соответствующие спектры оксидов марганца

При сравнении NEXAFS Mn2p-спектров исследуемых ниобатов и оксидов металлов (MnO, MnO₃, Mn₃O₄, MnO₂) было обнаружено, что Mn2p-спектры в различных модификациях ниобатах висмута допированных марганцем имеют одинаковую тонкую структуру, которая идентична тонкой структуре Mn2p-спектра MnO (рис.1). Это дает основание предполагать, что атомы марганца представлены в данных твердых растворах в оксидном зарядовом состоянии Mn^{2+} . При этом (i) замещение атома ниобия на атомы бария или стронция или (ii) изменение концентрации допированного атома марганца при неизменной кристаллической структуре соответствующего ниобата висмута, не меняет зарядового состояния атома марганца (рис.2). Аналогичные выводы нами были сделаны при исследовании NEXAFS Mn2p-спектров титанатов висмута, допированных марганцем, в которых атом марганца также имеет заряд +2. [1].



Рис. 2. NEXAFS Mn2p-спектров ниобатов висмута Bi₂(M)Nb₂O₉ (M - Ba, Sr), допированных марганцем

Однако с изменением температуры приготовления керамических образцов состояние допированного атома марганца может меняться (рис.3). Если смотреть с ростом температуры (на рис. сверху вниз), то при 700[°]С тонкая структура в спектре отсутствует, что говорит о том, что ближний порядок окружения атомов марганца разупорядочен. С ростом температуры появляется ближняя тонкая структура, и при 950°C у спектра марганца появляются все детали, характерные для спектров MnO. В MnO марганец имеет октаэдрическое окружение из атомов кислорода и заряд +2. Можно предположить, что в последнем спектре отражается именно это положение, а при температуре 850°C скорее всего октаэдр искажен. В некоторой степени такое же поведение демонстрирую и соединения BiNbO₄ (рис.4).



Рис. 3. NEXAFS Mn2p-спектров ниобатов висмута Bi₃NbO₇, допированных марганцем



Рис. 4. NEXAFS Mn2p-спектров ниобатов висмута BiNbO₄, допированных марганцем

При сравнении NEXAFS 2р-спектров атомов железа, кобальта и меди в синтезированных твердых растворах и оксидах металлов (FeO, Fe₂O₃, Fe₃O₄, CoO, Co₂O₃, CuO, Cu₂O) было показано, что данные атомы в исследованных ниобатах висмута находятся в зарядовом состоянии Co²⁺, Cu²⁺ и Fe³⁺.

Работа была выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ и Республики Коми № 16-42-110610 р-а, 16-43-110350 р-а и программы фундаментальных исследований УрО РАН 18-10-2-23.

Литература

 Shomysov N.N., M S Koroleva et al.//Journal of Physics: Conference Series. V. 917. 062057(2017).

Многослойные зеркала W/Be для мягкого рентгеновского диапазона длин волн

А.Н. Нечай, Р.С. Плешков^{*}, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*pleshkov@ipmras.ru

В работе рассматриваются перспективы применения бериллия в качестве материала-спейсера и рассеивающего материала в зеркалах для области мягкого рентгеновского излучения 1-5 нм. Приводятся первые результаты экспериментов по синтезу и изучению свойств многослойных зеркал W/Be.

Введение

Как правило, высоких коэффициентов отражения многослойных зеркал (M3) удается достигать вблизи краев поглощения химических элементов, на базе которых синтезируются структуры. Вдали от этих областей спектра эффективность отражающих покрытий может значительно снижаться, что и приводит к образованию так называемых «белых пятен». Например, в области мягкого рентгеновского излучения выделяется ограниченный набор таких краев поглощения: Sc (λ =3,14 нм), C (λ =4,47 нм), B (λ =6,63 нм). И если вблизи этих длин волн M3 на основе Sc, C и B соответственно еще обеспечивают более-менее высокие коэффициенты отражения, то в промежуточных диапазонах ощущается острая нехватка высоко отражающих покрытий.

Радикально решить эту проблему можно с помощью внедрения новых пар элементов. В этой работе в качестве эффективных многослойных зеркал для области мягкого рентгеновского излучения изучаются структуры типа W/Be. Предварительные оценки показывают, что как пиковый, так и интегральный коэффициенты отражения M3 W/Be могут существенно (в полтора-два раза) превосходить характеристики традиционно используемых в поддиапазонах «белых пятен» зеркал W/Si (2-3 нм), Cr/Sc (3-4,5 нм), Cr/C (4,5-5 нм).

Работы нескольких предыдущих лет уже показали перспективность использования бериллия для создания многослойных зеркал рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов. В этой работе авторы сосредотачивают внимание на зеркалах для диапазона длин волн 1-6 нм.

Теоретические расчеты

В качестве базовой предпосылки успешности применения бериллия как основы многослойных зеркал мягкого рентгеновского диапазона следует указать его уникальные оптические свойства. На рисунке 1 представлены дисперсионные зависимости действительной и мнимой добавок к показателю преломления (n = $1-\delta+i\gamma$) бериллия и наиболее часто употребляемых материалов-спейсеров в спектральной области 0,5-3 нм.



Рис. 1. Дисперсионные зависимости показателей преломления материалов-спейсеров в диапазоне 0,5-3 нм

Из приведенных данных видно, что бериллий в рассматриваемом диапазоне обладает наименьшим

464

поглощением (зависимость γ), что определяет его привлекательность в качестве спейсера. В диапазоне длин волн, больших 3 нм, наиболее прозрачным материалом становится скандий. Бериллий же сохраняет сою относительную прозрачность, что определяет привлекательность использования его в качестве рассеивающего материала.

Примеры расчетов применения бериллия в качестве спейсера показаны на рисунке 2.



Рис. 2. Теоретические спектральные зависимости коэффициентов отражения M3 W/Be и Cr/Be

На рисунке 3 приведено сравнение теоретических коэффициентов отражения МЗ W/Be и традиционно используемого W/Si.



Рис. 3. Сравнение теоретических коэффициентов отражения M3 W/Be и W/Si

Пример расчетов применения бериллия в качестве рассеивающего материала и сравнение его с традиционно использующимся M3 Cr/Sc показаны на рисунке 4.



Рис. 4. Теоретические спектральные зависимости коэф-

Экспериментальные результаты

В настоящее время начаты эксперименты со структурами типа W/Be. Синтезирован ряд зеркал с периодом 22 нм и с различным соотношением материалов в периоде. На рисунке 5 приведены результаты малоугловой рентгеновской дифракции и подгонки параметров одного из зеркал этой серии. Полученные значения межслоевой шеровховатости Ве-на-W 0,45 нм и W-на-Be 0,22 нм. При этом плотность вольфрама толщиной 1 нм составляет приблизительно 0,95 от табличного значения.



Рис. 5. Результат малоугловой рентгеновской дифракции и подгонка параметров M3 W/Be

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-52-150006 и 18-02-00588. В части обработки экспериментальных данных работа поддержана грантом РНФ 16-42-01034.

Многослойные зеркала на основе Ве для литографии в диапазоне длин волн 11-14 нм

Д.Е. Парьев^{1,2*}, Н.Н. Нечай¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.Н. Свечников¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

2 Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского – Национальный исследовательский Университет, Нижний Новгород, Россия *pariev@ipmras.ru

В данной работе приводятся экспериментальные сведения об использовании барьерных слоев в качестве сглаживания межслоевой шероховатости, о проблемах и плюсах их использования.

Зеркала на основе бериллия уже давно привлекали к себе внимание благодаря, прежде всего, теоретической возможности обеспечения пика отражения выше 70% вблизи края поглощения этого элемента ($\lambda = 11,2$ нм). В работе [1] изучались структуры Мо/Ве. При этом был достигнут пиковый коэффициент отражения на этой длине волны 70,1% при теоретическом пределе 75,6%. Можно отметить, что даже такая величина номинально превосходит (или, как минимум, не уступает) стандартно получаемые R = 69 - 70% для зеркал Mo/Si, применяемых в оптических схемах установок литографии с рабочей длиной волны 13.5 нм. И это интересно с точки зрения получения большего пространственного разрешения литографического оборудования путем перехода к более короткой рабочей длине волны.

На рис. 1 и рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения многослойных зеркал (МЗ) Мо/Ве. С помощью подгонки были получены параметры структуры: h_{Be} =3.638 нм, h_{Mo} =2.253 нм, плотность Ве такая же, как у сплошного материала, плотность Мо 97% от плотность сплошного материала, шероховатость Ве-на-Мо 0.36 нм, Мо-на-Ве 0.71 нм, $R_{_{ЭКСП}} = 70,25\%$. Как видно коэффициент отражения превысил ранее полученный результат, тем не менее, является сильно уступает предельному в 75.6%. Главная причина такого несоответствия - высокая межслоевая шероховатость.

На рис.3 и рис.4 представлены результаты экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Мо/Ве МЗ с барьерным слоем из кремния. С помощью подгонки были получены параметры структуры: h_{Be}=2.8 нм, h_{Mo}=2.65 нм, h_{si}=0.36 нм, шероховатость Мо-на-Si

0.28 нм, Si-на-Be 0.2 нм, Be-на-Mo 0.45 нм, R \approx 64%.



Рис. 1. Экспериментальные и расчетные угловые зависимости коэффициентов отражения Мо/Ве МЗ на длине волны 0.154 нм



Рис. 2. Экспериментальная спектральные зависимость коэффициента отражения Мо/Ве МЗ на длине волны 11.28 нм. Измерения проводились на синхротроне BESSY-2 Германия

Как видно межслоевая шероховатость стала ниже, т.е. барьерный слой выступил в качестве сглаживающего фактора. Коэффициент отражения на длине волны 11.4 нм упал, что объясняется высокой поглощающей способностью Si на этой длине волны. В дальнейшем будут изучены Mo/Be M3 с прослойками материалов, прозрачных на длине волны 11.4 нм.

В результате эксперимента мы увидели, что структура Mo/Be/Si имеет низкую шероховатость. Поэтому, были изучены отражательные характеристики таких зеркал в области длин волн 13.5 нм. Результаты экспериментов приведены в таблице 1.

На рис.5 и рис.6 представлены результаты экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Be/Si M3. С помощью подгонки были получены параметры структуры: d = 6.85 нм, h_{Si} =3.09 нм, h_{Be} =1.06 нм, h_{Mo} =2.70 нм, шероховатость Mo-на-Si 0.28 нм, Si-на-Be 0.39 нм, Be-на-Mo 0.21 нм. А коэффициент отражения на длине волны 13.432 нм R = 70,42%.

Таблица.1 Экспериментальная измерения коэффициента отражения Mo/Be/Si M3. BESSY-2 Германия.

	λ, нм	θ,°	R,%
Mo/Be/Si	13.63	88	71.11
Mo/Be/Si	13.66	88	70.82
Mo/Be/Si	13.8	88	71.34
Mo/Be/Si	13.43	88	70,42



Рис. 3. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Be/Si M3 на длине волны 0.154 нм



Рис. 4. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Be/Si M3 на длине волны 11.4 нм



Рис. 5. Экспериментальные и расчетные угловые зависимости коэффициентов отражения Mo/Be/Si M3 на длине волны 0.154 нм



Рис. 6. Экспериментальная спектральная зависимости коэффициента отражения Mo/Be/Si M3. Rmax= 70,42% на длине волны 13.43 нм. BESSY-2 Германия

Подводя итог нужно сказать, что применение кремниевых прослоек существенно снизило шероховатость границы Mo-on-Be. Измеренные коэффициенты отражения Mo/Be M3 с Si прослойками в области 13,5 нм так же показали преимущества этой структуры по сравнению с традиционными для данной области Mo/Si зеркалами. Этот результат представляет большой интерес для литографии. Заметно увеличить коэффициент отражения в области 11 нм нам не удалось. В дальнейшем планируется изучение Mo/Be M3 с прослойками из более прозрачных в этой области материалов.

Литература

 C. Montcalm, S. Bajt, P. Mirkarimi *et al.* // SPIE 3331, 42-51 (1998).

Рассеяние рентгеновских лучей поверхностными блистерами

В.И. Пунегов

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982. vpunegov@dm.komisc.ru

Разработана теория рассеяния рентгеновских лучей на хаотически распределенных поверхностных блистерах (ПБ). Получено выражение для амплитуды диффузного рассеяния от ПБ в рамках модели усеченного шарового слоя. Проведено численное моделирование карт распределения интенсивности диффузного рассеяния в зависимости от отношения радиуса и высоты поверхностного блистера.

Введение

Впервые образование блистеров (волдырей) и участков отслоения при облучении легкими ионами наблюдалось на поверхности изоляторов, оксидов и металлов [1]. Исследования блистеринга полупроводниковых материалов прежде всего, связано с процессом создания отслаивающихся тонких слоев с целью переноса их на другую подложку [2]. Явление возникновения блистеров зависит от многих параметров, таких как свойства полупроводникового материала, дозы и энергии ионов, а также температуры имплантации. Известно, что в результате ионной имплантации помимо деформаций кристаллической решетки возникают разного типа дефекты в приповерхностном слое материала, такие как вакансии, скопления газовых пузырей, дислокационные петли и т.д. Хаотически распределенные блистеры также представляют определенный тип дефектов. Одним из перспективных неразрушающих методов исследования дефектов является диффузное рассеяние (ДР) рентгеновских лучей. Однако теория диффузного рассеяния поверхностными блистерами до сих пор не разработана. А это затрудняет анализ структурных характеристик нарушенных в результате ионной имплантацией приповерхностных слоев. Поэтому цель данной работы состоит в рассмотрении ДР поверхностными блистерами на основе модели усеченного шарового слоя.

Теория

Рассмотрим диффузное рентгеновское рассеяние на кристалле, приповерхностная область которого в результате внешнего воздействия, например, ионной имплантации, нарушена наличием хаотически распределенных блистеров (рис.1). Поскольку раз-

меры блистеров меняются в широких пределах, от 2 µm до 30 µm, то такие образования следует относить к крупномасштабным дефектам. Кроме того, внутри объема блистера кристаллическая структура может быть нарушена мелкомасштабными дефектами (водородные пузыри, дислокационные петли и т.д.), а также упругими деформациями решетки. Мелкомасштабные дефекты приводят к уменьшению отражательной способности блистера, а также появлению протяженного (вторичного) диффузного рассеяния. Упругие деформации решетки вызывают изменение углового распределения диффузного рассеяния. Далее не будет учитываться диффузное рассеяние мелкомасштабными дефектами, отражательная способность кристаллической структуры блистера булет считаться постоянной величиной.



Рис. 1. Схематическое изображение диффузного рассеяния от кристалла с поверхностными блистерами

Рассматривается модель блистера в форме усеченного шарового слоя (рис.2). Основание блистера лежит в плоскости x0у, ось z направлена вверх. Усеченный шаровой слой формируется усеченными сферами с радиусами R_1 и R_2 . Высоты усеченных сфер обозначим h_1 и h_2 , соответственно. Распределение интенсивности рентгеновского диффузного рассеяния вблизи узла обратной решетки может быть представлено как

$$I_h^d(\boldsymbol{q}) = K_D |\Phi(\boldsymbol{q}; h_1, R_1) - \Phi(\boldsymbol{q}; h_2, R_2)|^2$$
где K_D - коэффициент, характеризующий взаимодействие рентгеновских лучей с веществом. Для j=1,2

$$\Phi(\boldsymbol{q};\boldsymbol{h}_{j},\boldsymbol{R}_{j}) = 2\pi \int_{-(R_{j}-h_{j})}^{h_{j}} dz \exp(iq_{z}[z+R_{j}-h_{j}]) \frac{R_{z}^{(j)}}{q_{0}} J_{1}(q_{0}R_{z}^{(j)})$$

Здесь $q_0 = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$, $R_z^{(j)} = \sqrt{R_j^2 - z^2}$, $J_1(q_0 R_z^{(j)})$ -

функция Бесселя первого порядка. Радиус блистера оценивается формулой $R_B = \sqrt{R_1^2 - (R_1 - h_1)^2}$. Высота полости под блистером $h = h_2$, толщина блистера $t_B = h_1 - h_2$

Численное моделирование

Численные расчеты углового распределения диффузного рассеяния блистерами выполнены для (004) отражения σ -поляризованного рентгеновского *СиК_{al}* излучения от приповерхностного слоя GaAs. Радиус блистера для всех вычислений $R_B = 3$ µm, толщина $t_B = 1$ µm, высоты микрополости варьировались от 0 до 1.5 µm.



Рис. 2. Модель поверхностного блистера в виде усеченного шарового слоя

Контуры равной интенсивности диффузного рассеяния на всех картах RSM представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями составляет 0.01.



Рис. 3. Расчетные карты RSM диффузного рассеяния от хаотически распределенных блистеров радиуса *R*_B = 3 µm, толщиной *t*_B = 1 µm. Высота микрополости : a) 0.01 µm; б) 1.0 µm; в) 1.5 µm

На рисунке 3 показаны карты RSM от поверхностных блистеров в отсутствие упругих деформаций кристаллической решетки в объеме блистера. В случае малой высоты микрополости ($h_B = 0.01 \mu m$), распределение диффузного рассеяния в обратном пространстве имеет овальную форму (рис. 3а). С увеличением h_B овальный вид контуров равной интенсивности изменяется (рис. 3b). При большой величине высоты микрополости под блистером (рис. 3c) RSM характеризуется образованием симметричных провалов и «горбов» на овальной форме углового распределения диффузного рассеяния. Наличие осцилляций на контурах равной интенсивности связано с интерференционными эффектами при рентгеновском диффузном рассеянии от дефектов одинаковых размеров. Период таких осцилляций обратно пропорционален размерам блистера.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 18-10-2-23) и РФФИ (проект №17-02-00090).

- 1. W.J. Primak // Appl. Phys. V.34, 3630 (1963).
- M. Bruel //Nucl. Instr. and Meth. B V.108, 313 (1996).

Безмасочная рентгеновская нанолитография

Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало^{*}

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950. *chkhalo@ipmras.ru

Дается обзор современного состояния дел в области безмасочных методов нанолитографии. Обсуждаются основные преимущества и проблемы безмасочной рентгеновской нанолитографии (БМРНЛ). Рассматриваются две концепции БМРЛ, с использованием в качестве "электронной" маски чипа микро-электро-механической системы (МЭМС) микрозеркал и чипа микрофокусных рентгеновских трубок с "прострельной" тонкопленочной мишенью. Каждая из них может занять свою нишу, как для исследований, так и для мелкосерийного производства. Впервые приводится описание проекта установки БМРНЛ-ДТ, демонстратора технологий, разрабатываемого в ИФМ РАН, основанного на концепции МЭМС.

Введение

Проекционная литография на длинах волн 193 нм (DUV 193i) и 13,5 нм (EUV) являются основными технологиями современной наноэлектроники. Причем EUV литография занимает все больше места при производстве критических слоев чипов [1]. Основным недостатком проекционной литографии является то, что из-за высокой стоимости оборудования и дороговизны масок, она становится конкурентоспособной только при массовом производстве. Поэтому, по разным оценкам, с ее помощью, в стоимостном выражении, производится 60-70% все наноэлектроники. Оставшаяся часть рынка, относится к мелкосерийному производству, в том числе специальной техники.

При ее производстве, для формирования наноразмерных топологий приходится использовать низкопроизводительную электронную литографию. Такой подход резко удорожает стоимость изделий и увеличивает время изготовления, делая неконкурентоспособными многие продукты. Поэтому, зачастую разработчикам приходится ориентироваться на стандартные наноэлектронные компоненты, даже в ущерб тактико-техническим характеристикам разрабатываемых ими устройств.

Этого недостатка, лишены безмасочные методы литографии. К ним относятся: электронная, ионная и оптическая литография, различные зондовые методы модификации поверхности [2]. Все эти методы объединяет то, что формируемая на подложке топология определяется электронным образом и может быть в любой момент скорректирована, простым изменением алгоритмов сканирования электронными/световыми пучками, зондом и т.п. На практике наиболее широкое распространение получили оптическая и электронная литография. Различаются однолучевые и многолучевые системы. Многолучевые системы отличаются тем, что одновременно по чувствительной области подложки происходит сканирование по заданному закону несколькими (от 66 тыс. до 1 млн.) микропучками. Многопучковые оптические литографы обеспечивают высокую производительность литографического процесса, однако их использование ограничено относительно невысоким, 200-150 нм, пространственным разрешением. Хороший отечественный обзор по безмасочной оптической литографии приведен в [3].

Наибольшие перспективы связываются с многопучковой электронной литографией. Благодаря малой длине волны даже относительно медленных электронов, потенциально, эта технология обеспечивает фундаментальное ограничение разрешения на уровне 1 нм. Основная проблема электронной литографии - это электро- магнито- статическое взаимодействие между нанопучками, приводящее к размытию изображения. Несмотря на то, что многолучевой электронной литографией занимаются уже десятки лет, проблема до сих пор не решена. В частности, наилучшие результаты получены в компании МАР-PER. Установка последнего поколения работает с 65 тысячами пучков и поддерживает технологические нормы 28 нм. Размер элементарного пучка составляет 25 нм, производительность до 4 пластин/час [4,5]. Авторы столкнулись с проблемой сильного нагрева платин и, как следствие, с ограничением разрешения и точности совмещения. Поэтому уменьшение топологических норм и увеличение производительности требует дальнейших разработок.

Концепция БМРНЛ

Альтернативой видится безмасочная рентгеновская нанолитография, впервые предложенная в [6]. В этой технологии топология кодируется состоянием пикселей (микрозеркал) МЭМС, отражающих рентгеновское излучение. По сути – эта технология является полным аналогом многопучковой оптической литографии, за исключением использования более короткой длины волны, которая, автоматически переносит дифракционный предел разрешения в нанометровую область. Так как рентгеновские микропучки не взаимодействуют друг с другом и взаимодействия рентгеновского эффективность излучения с фоторезистом существенно выше (у электронов только малая часть энергии идет на засветку резиста), то отмеченные выше проблемы и ограничения многопучковой электронной литографии в случае рентгена отсутствуют.

Несмотря на потенциально прорывной характер этой технологии, количество публикаций катастрофически мало. Современное состояние дел можно охарактеризовать следующим образом. Теоретически показано, что с помощью БМРНЛ в условиях ограниченного быстродействия МЭМС, импульсного характера источника излучения и механического сканирования пластины с фоторезистом можно формировать изображения, а размер пятна фокусировки (разрешение) может составлять порядка размера пикселя, нормированного на коэффициент уменьшения оптической системы. Основной проблемой является отсутствие эффективно отражающих рентгеновское излучение МЭМС.

Интерес к этой технологии вновь возрос, по крайней мере, в России в связи с 2-мя результатами. В [7] было показано, что благодаря двухкоординатной системе сканирования и малому числу зеркал в системе установка БМРНЛ обеспечивает производительность литографического процесса, сопоставимую с проекционной ЭУФ литографией. Вовторых, впервые на МЭМС были нанесены Mo/Si многослойные отражающие покрытия, которые позволили получить пиковый коэффициент отражения на длине волны 13,5 нм до 36% [8], что указывает на принципиальную возможность создания требуемой МЭМС.

В настоящее время в ИФМ РАН разработан аванпроект установки БМРНЛ-ДТ, демонстратора технологий. Решение о выполнении этого проекта будет приниматься в ближайшее время. Основные параметры установки приведены в таблице.

Параметр	Значение
Рабочая длина волны	11.2 нм
Тип динамической маски	МЭМС, Мо/Ве МЗ, чип 8×33 мм ² , пиксель 16×16 мкм ² , 1,05Мп
Числовая апертура объектива (3 зеркала). NA	0,4
Уменьшение	800x
Размер кадра на пластине	10х41 мкм ²
Разрешение	20 нм
Диаметр пластин	200 мм
Производительность литографического процесса	2 пластин/час
Точность совмещения	5-6 нм
Точность совмещения в моде Mix-and-Match	10-12 нм
Глубина фокуса	±35 нм
Максимальная скорость перемещения 2D сканера	100 мм/сек
Шлюз для загрузки и выгрузки кассеты с пластинами	1 mr.
Потребляемая мощность	25 кВт
Габаритные размеры (ориентировочные)	3900х1750х1100 мм ³

В рамках проекта Минобрнауки совместно ИФМ РАН и МИЭТ развивают другую концепцию безмасочной литографии, на основе чипа микрофокусных рентгеновских трубок с мишенью "прострельного" типа [9].

В докладе будет дан подробный анализ статуса этих проектов.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 16-07-00247 и 18-02-00173, и проектом Минобрнауки РФ №14.578.21.0250.

- H. J. Levinson. 2016 Int. Workshop on EUV Lithography, June 13-16, Berkeley CA, Workshop Proc., P1. <u>http://www.euvlitho.com/2016/P1.pdf</u>.
- Rosa Luis G et al. J. Phys.: Condens. Matter 21 483001 (2009)
- Г.В. Белокопытов, Ю.В. Рыжикова // Микроэлектроника 40 (6) 453 (2011)
- 4. https://mapper.nl/
- I. Servin, et al. // Proc. of SPIE. V. 9423, 94231C (2015).
- N. Choksi, D. S. Pickard, et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. V. 17, 3047 (1999).
- N.I. Chkhalo, et al. // Proc. of SPIE. V. 10224, 1022410 (2016).
- N. Chkhalo, et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. V. 35, 062002 (2017).
- Н.А. Дюжев и др. // Краткие сообщения по физике ФИ АН №12, 56 (2017).

Эмиссионные свойства атомарнокластерных пучков при импульсном лазерном возбуждении

Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.Н. Нечай, С.А. Гарахин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. nechay@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе приведены результаты исследования лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского излучения на базе импульсного двухсоплового источника газовой струи. Исследовалось влияние параметров и рода газа на входе в сопло на эмиссионные характеристики источника.

Введение

В настоящее время в мире востребованы источники излучения в мягкой рентгеновской области спектра. Так для длин волн 1-50 нм нашли широкое применение лазерно-плазменные источники с газоструйными мишенями. В таких источниках излучения в качестве мишени выступает струя газа, возбуждаемая импульсным лазерным излучением. С такими источниками накачки хорошо сочетаются импульсные источники газовой струи на основе быстродействующих клапанов. Данные источники излучения обладают стабильными характеристиками и сравнительно просты.

Источники излучения с газоструйными мишенями имеют сравнительно большие модернизационные перспективы в плане формирования газовых струй оптимальной формы и структуры. Для этого можно использовать различные решения, формирующие газовую струю нужным образом: профилированные сопла, двухсопловые источники и так далее. Использование профилированных газовых сопел позволит перейти от газовых мишеней к кластерным и, в перспективе, к мишеням на основе многослойных кластеров.

Результаты экспериментов

Исследуемый источник газовой струи представляет собой два соосных капилляра, вставленных один в другой. По центральному капилляру подается основной плазмообразующий газ, по кольцевому зазору подается поджимающий газ – гелий. Основная идея – сохранение газовой струи на большом расстоянии от среза сопла [1].

Исследования источника проводились в двух режимах. В первом режиме осуществлялась подача

только плазмообразующего газа в центральный капилляр. При этом реализовывался звуковой режим истечения струи с резким ее расширением и, соответственно, падением плотности за срезом сопла. Во втором режиме осуществлялась дополнительная подача несущего газа в кольцевой зазор между капиллярами. При этом реализовывался режим истечения затопленной струи с перемешиванием плазмообразующего и несущего газа и сравнительно медленным падением концентрации частиц плазмообразующего газа за срезом сопла. Во всех режимах истечения варьировалось давление газов на входе в сопло, что существенным образом меняет характеристики источника.



Рис. 1. Интенсивность излучения источника (λ= 9 нм) от расстояния между зоной пробоя и срезом сопла для Kr и Не при различных давлениях газов на входе в сопло

На рисунке 1. представлена зависимость интенсивности эмиссии на длине волны 9 нм от расстояния между зоной пробоя и срезом сопла для криптона и гелия при различных давлениях газов на входе в сопло. В центральное сопло подавался криптон, во внешнее гелий, давление представлено в ата. Видно, что при подаче только Kr интенсивность излучения возле среза сопла максимальна, но она очень быстро спадает. Это объясняется малой скоростью истечения газов и расплыванием струи газа. При совместной подаче Кг и Не начинается перемешивание, что приводит к падению интенсивности сразу возле среза сопла. Но в целом ядро потока движется с существенно меньшим размытием, и интенсивность на больших удалениях от среза сопла достаточно велика. Расход Не в данных экспериментах существенно превышает расход Kr, за счет этого реализуется истечение в затопленной струе с турбулентным перемешиванием. Интенсивность излучения при росте давления Не растет линейно и сравнительно медленно. Таким образом, применение коаксиального сопла дает возможность отодвинуть зону пробоя от среза сопла при одновременном снижении расхода плазмообразующего газа и уменьшении его концентрации и самопоглощения в установке.



Рис. 2. Эмиссионные спектры Kr и Kr+He

На рисунке 2 приведены эмиссионные спектры Kr и Kr+He при удалении зоны пробоя от среза сопла на 1 мм. Видно, что разбавление He приводит к уменьшению интенсивности эмиссионных линий, что делает спектр более гладким визуально. В целом качественных изменений спектра не наблюдается. В процессе проведения исследований были исследованы эмиссионные спектры аргона, неона, углекислоты.

Большой интерес представляют исследования эмиссионных спектров Xe без подачи гелия.

На рисунке 3 представлены спектры Xe при разных давлениях. Спектры можно охарактеризовать высокой интенсивностью излучения.

При пониженном давлении Xe хорошо заметна эмиссионная полоса в районе 11 нм, расположенная на широком пьедестале в диапазоне 6-12 нм. При



Рис. 3. Эмиссионные спектры ксенона при различных давлениях газа на входе в сопло

повышении давления наряду с полосой в районе 11 нм появляется широкая эмиссионная полоса в области 6-9 нм. Интенсивности обеих полос сравнимы. Появление столь сильной эмиссионной полосы свидетельствует о существенном изменении процессов плазмообразования при росте давления Хе на входе в сопло.

В настоящее время перспективен переход к кластерным мишеням для лазерно-плазменных источников коротковолнового излучения. Малые размеры кластеров при их твердотельной плотности могут привести к существенному изменению динамики формирования плазменного облака при лазерном пробое кластерного пучка, что может существенно изменить основные параметры плазмы такие как температура и плотность. Ранее наблюдалось появление широких эмиссионных полос излучения при переходе к кластерным мишеням [2]. Данные соображения позволяют надеяться на существенное улучшение эмиссионных свойств лазерно-плазменных источников излучения с кластерными мишенями по сравнению с твердотельными либо газовыми.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17 - 12 – 01227.

- H. Fiedorowicz at al. // Optics Communications, v. 163, 103 (1999).
- S. Ter-Avetisyan at al. // Physical Review E, v.64, 036404 (2001).

Методика приготовления атомарно-кластерных пучков

Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹, А.Н. Нечай¹, А.А. Перекалов²

1 ИнститутфизикимикроструктурРАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр.Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

В данной работе исследуется кластерообразование в сверхзвуковых струях газа, истекающих из конического сопла. В частности исследуется зависимость среднего размера кластеров от следующих параметров: температура и давление в струе газа, а также от диаметра критического сечения сопла.

Введение

В настоящее время в ИФМ РАН проводится разработка нового источника излучения в области мягкого рентгеновского излучения. Излучение формируется при возбуждении атомно-кластерного пучка лазерным излучением либо электронным пучком. Для формирования атомно-кластерного пучка используется истечение газа через сверхзвуковое коническое сопло в вакуумный объем. При этом при истечении газа происходит его конденсация в адиабатических условиях с образованием кластеров частиц малого размера, обладающих твердотельной плотностью. Управление размерами кластеров производится с помощью изменения давления и температуры газа на входе в сопло.

Определение среднего размера кластеров

Для определения размеров кластеров, изменяющихся в зависимости от параметров газа на входе в сопло, используется методика, основанная на использовании эмпирических соотношений Хагены [1,2]. Первоначально производится определение коэффициента Хагены Г, и уже после этого проводится определение среднего размера кластеров N в струе газа. Для используемых нами конических сверхзвуковых сопел с углом раствора 9 градусов коэффициент Хагены рассчитывался следующим образом:

$$\Gamma = P * T^{-2.2875} * \left(\frac{0.74*d}{tg\alpha}\right)^{0.85} * K, \tag{1}$$

где Р и Т – давление (mBar) и температура газа (K) на входе в сопло, d – критический диаметр сопла, а – половина угла раствора конуса, K – параметр Хагены, для Xe K=5500.Среднее число атомов в кластере рассчитывалось следующим образом:

$$N=1.64*10^{-4}*\Gamma^{1,8}$$
(2)

где Г – коэффициент Хагены.

Графически результаты приведены на рисунках 1 и 2.



Рис. 1. Зависимость среднего размера кластеров в сопле от давления и температуры газа на входе в сопло



Рис. 2. Зависимость среднего размера кластеров в сопле от давления и температуры газа на входе в сопло

Для определения температуры газа на входе в сопло были использован терморезистивный датчик температуры P1K0.202.3K.A.010. Данный датчик представляет собой платиновый термометр сопротивления с номинальным сопротивлением 1кОм. Проводилась градуировка данного терморезистора, а именно измерялось его электросопротивление при температуре жидкого азота (77К), тающего льда (273К) и кипящей воды (373К)



Рис. 3. Зависимость электросопротивления термодатчика от температуры. Линией показана заводская градуировочная кривая, точками измеренные значения

Затем подаваемый в сопло газ охлаждался с помощью теплообменника, в свою очередь охлаждаемого газообразным азотом, подаваемым из сосуда дьюара. Газообразный азот получался испарением жидкого азота непосредственно в сосуде дьюара с помощью электрического нагревателя. Увеличивая мощность нагревателя, мы увеличивали расход газообразного азота, что приводило к снижению температуры газа на входе в сопло. Исследовалась зависимость температуры газа в сопле от времени охлаждения.

На рисунке 4 маркер в виде квадрата соответствует напряжению на нагревателе U=25В, в виде круга U=50В, в виде ромба U=75В. Маркер в виде треугольника соответствует отеплению системы. Из данных измерений определено время протекания переходных тепловых процессов. Видно, что при захолаживании системы оно составляет 60 мин и примерно одинаково для различных мощностей нагревателя жидкого азота. После захолаживания температура газа на входе в сопло поддерживается стабильной с достаточной точностью. Минимальная достигнутая нами температура составляет 142К. При отключении подачи газообразного азота температура газа на входе в сопло возрастает в соответствии с кривой, обозначенной треугольниками. Время отепления системы составляет 80 минут. Из анализа данной кривой определены теплопритоки к системе охлаждения сопла и, соответственно, сделан вывод об увеличении тепловой мощности используемого теплообменника.



Рис. 4.Температура газа на входе в сопло в зависимости от времени охлаждения и электрического напряжения подаваемого на нагреватель жидкого азота

Таким образом, был проведен поиск литературы, найдены используемые для нашего случая соотношения Хагены, и проведен расчет достигаемых размеров кластеров при использовании системы охлаждения газообразным азотом. Также были измерены характеристики системы кондиционирования газа, определены характерные времена переходных тепловых процессов и характерные величины теплопритоков.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17 - 12 – 01227.

- O.F.Hagena. // Surface Science. 1981. V.106,№1. – P.101-110.
- O. F. Hagena, W. Obert. // The journal of Chemical physics. – 1972. – V.56,№5. – P.1793-1802.

Extended model for the reconstruction of periodic multilayers from EUV and X ray reflectivity data

М.В. Свечников^{1, *}, Ю.А. Вайнер¹, Д.А. Гаман¹, А.Н. Нечай¹, Д.Е. Парьев¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *svechnikovmv@gmail.com

Предложена расширенная модель для реконструкции многослойных наноструктур по данным рефлектометрии в рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах. В противоположность стандартному модельному подходу, когда вид переходной области задается заранее в виде конкретной функции, в расширенной модели переходный слой ищется в виде линейной комбинации сразу нескольких функций, что позволяет описывать гораздо более широкий класс многослойных структур с различными доминирующими физическими механизмами образования переходных областей. Расширенная модель занимает промежуточное положение между классическим модельным подходом и т.н. безмодельными методами. Эффективность описанного метода подробно проиллюстрирована на численных симуляциях и реальном эксперименте по отжигу многослойного Мо/Ве зеркала.

Введение

Скорость и простота рефлектометрических измерений, а также чувствительность отражения к ангстремным отличиям в толщинах во многом обуславливают популярность этого метода для контроля слоистых наноструктур. Большей проблемой оказывается интерпретация полученных данных и реконструкция профиля диэлектрической проницаемости образца. На данный момент основным методом анализа рефлектометрических кривых является построение модели структуры на основе априорной информации и общефизических соображений и численная подгонка параметров, таких как толщины, плотности слоев, эффективные шероховатости и переходные слои интерфейсов [1,2]. Модель интерфейсов при этом жестко задана. Очевидно, что такой подход может быть оправдан только при достаточном априорном знании структуры, т.к. обнаружение новых особенностей в распределении вещества при такой постановке задачи затруднено или вообще невозможно. Например, для описания многослойных периодических зеркал на основе La и В хорошо показала себя модель линейных переходных слоем между материалами [3,4]. Но в работе [5] для сравнения структур LaN/B и LaN/La/B с толщиной La прослойки 0.3 нм модель линейных переходных слоев оказалась полностью бесполезна для сравнения профилей поляризуемости слабо различающихся структур, несмотря на совпадение резонансных пиков отражения. Для этой задачи свою эффективность показала безмодельная реконструкция профиля поляризуемости внутри «элементарной ячейки».

В данной работе мы предлагаем расширенную модель многослойной структуры с функциями переходных слоев в виде линейной комбинации некоторого заранее заданного набора зависимостей. Вид переходного слоя перестает быть фиксированным, но, в то же время, содержит меньше степеней свободы, чем в безмодельных подходах.

Модель интерфейсов

Точный вид эффективных переходных слоев в образце, как правило, заранее неизвестен. Одна из задач моделирования как раз и состоит в его поиске. Но из общих соображений понятно, что модель переходного слоя должна отражать возможные ситуации. Например, если известно, что основной вклад в переходную область дает шероховатость, то следует использовать интеграл от функции распределения высот шероховатостей в качестве функции переходного слоя. При этом можно считать, что геометрическая шероховатость приводит к уменьшению зеркального отражения, как если бы вместо этой шероховатости был плавный переходный слой соответствующей формы. С другой стороны, настоящий переходный слой формируется на границе веществ в результате их механического перемешивания при напылении, химических реакций и тепловой диффузии. Этот переходный слой может иметь собственную форму, например в Mo/Si MIS

на границах образуются стехиометрические слои Mo_xSi_y [6].

Таким образом, форма переходного слоя определяется сразу несколькими независимыми физическими процессами, и даже для одной и той же пары материалов при различных толщинах слоев, при различных условиях напыления и температурах эти формы будут различны. В данных обстоятельствах нелогично предполагать один-единственный вид переходной области, тем более, совпадающий с какой-нибудь известной «простой» функцией.

Мы предлагаем использовать в качестве функции переходного слоя линейную комбинацию заранее заданного набора функций, в которой весовые коэффициенты являются подгоночными параметрами. Каждая из компонент может соответствовать некоторому физическому процессу (или сразу нескольким), происходящему на границе при формировании, хранении и эксплуатации многослойного покрытия. Наш набор должен обладать свойством достаточности, но не необходимости. Этот факт позволяет подходить к вопросу выбора «базовых» функций не слишком строго, предполагая лишь примерные распределения вещества и не проводя никаких предварительных экспериментов в попытке выяснить истинные тенденции. Вариант набора функций приведен на Рис.1.



Рис. 1. Графики функций переходного слоя

Применение к реальной структуре

Вышеописанная модель была применена для реконструкции Мо/Ве зеркала с периодом 6 нм, состоящего из 110 пар слоев на кремниевой подложке. Угловые зависимости коэффициента отражения были измерены на длинах волн 0.154 и 11.35 нм сразу после синтеза, а также после 2-хчасового отжига в атмосфере при 350°С. В результате реконструкции был найден профиль поляризуемости структуры до и после отжига (Рис. 2).



Рис. 2. Восстановленный профиль поляризуемости (λ=0.154 нм) элементарной ячейки Мо/Ве

Видно, что интерфейсы отожженной структуры не только более протяженные, но имеют другой вид. Изначальная зависимость типа «erf», характерная для шероховатости, превратилась в линейный переход, характерный для диффузионного взаимопроникновения материалов. Таким образом, было установлено, что вид интерфейсов может изменяться уже после синтеза структуры, и чтобы обнаружить такое изменение необходимо отказаться от фиксированного модельного представления переходных слоев. Использование расширенной модели позволяет искать интерфейсы для каждого типа структур, сохраняя при этом устойчивость, присущую модельному подходу.

Данная работа опубликована в [7].

- 1. D. Windt // Comput. Phys. 12, 360 (1998).
- M. Björck and G. Andersson // J. Appl. Crystallogr. 40, 1174–1178 (2007).
- S. S. Andreev *et al.* // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. **603**, 80–82 (2009).
- I. A. Makhotkin *et al.* // Opt. Express 21, 29894 (2013).
- A. Zameshin *et al.* // J. Appl. Crystallogr. 49, 1300– 1307 (2016).
- A. . Yakshin *et al.* // Phys. B Condens. Matter 283, 143–148 (2000).
- 7. M. Svechnikov *et al.* // J. Appl. Crystallogr. **50**, 1428–1440 (2017).

Reconstruction of related multilayers from EUV and X-ray reflectivity data

М.В. Свечников^{1,*} Д.Е. Парьев¹ Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *svechnikovmv@gmail.com

Предлагаетсяподход к реконструкции многослойных структур, основанный на привлечении дополнительной информации о связи между толщинами слоев различных образцов, синтезированных в рамках одной серии.Эта априорная информация может значительно снизить неоднозначность реконструкции многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии при условии воспроизводимости параметров образцов.

В рентгеновской рефлектометрии разрешающая способностьпо глубине структуры определяется zкомпонентой волнового числа и зависит от длины волны и угла скольжения зондирующего излучения. При определении толщины однородной нанопленки и при определении периода многослойного периодического зеркала предельный угол скольжения (связанный с динамическим диапазоном рефлектометра) – доминирующий фактор, определяющий корректность восстановления модели.Когда пленка становится сложной, состоящей из нескольких материалов, нанесенных друг на друга, задача меняется. Определение толщины отдельных слоев в составе композитной пленки усложняется корреляцией этих толщин, их противоположным влиянием на кривую отражения. То же самое касается периодических многослойных структур; хотя период определить легко, соотношение толщин в периоде (особенно когда период содержит более двух слоев) часто является вопросом дискуссионным, зависящим от дополнительной информации о структуре и процессе ее напыления.

Одним из способов преодоления неоднозначности реконструкции даже для сложных систем является in-situ рефлектометрия растущих или стравливаемых пленок. Например, в работах [1,2] получены выражения для получения комплексного коэффициента отражения от структуры из мгновенных значений отраженной интенсивности и потока осаждаемого вещества. Фаза коэффициента отражения несет дополнительную информацию, позволяющую различать структуры даже при идентичной отраженной интенсивности. Тем не менее, из-за экспериментальной сложности in-situ рефлектометрия используется крайне редко. В работах [3,4]предлагается подход, основанный на изменение окружения пленочной структуры, а именно нанесение идентичных покрытий на подложки из различных материалов.При условии полной идентичности структур и отсутствии поглощения предполагается точное решение фазовой проблемы. Практически этот способ малореализуем, т.к. на подложках из разных материалов разные условия роста структур.

Мы предлагаем подход, комбинирующий черты описанных методов: изменять структуру между рефлектометрическими измерениями, но делать это дискретно, создавая на идентичных подложкахмногослойные нанопленки, отличающиеся лишь отдельными слоями; например несколько абсолютно идентичных структур, покрытых различными закрывающими слоями (Рис. 1).



Рис. 1. Серия структур с неизменной основной частью и изменяющимся покрытием

Изменения могут быть и «внутренними», например, в периодическом многослойном зеркале с трехслойной элементарной ячейкой при неизменной толщине одного материала можно изменить соотношение толщин двух оставшихся слоев и т.д. Подобная работа возможна при синтезе коротких серий образцов методом магнетронного напыления при неизменных технологических параметрах.В какой-то степени подобный анализ производится технологами каждый раз при калибровке скоростей напыления материалов, но этот анализ является лишь приблизительным, так как исходит из большого количества неявных предположений о процессе напыления. Использование этой информации при полноценной численной рефлектометрической реконструкции может вывести задачу диагностики сложных многослойных нанопленок на новый уровень точности и достоверности.

- 1. I. Kozhevnikovetal.// Opt. Express 16, 144 (2008).
- I. Kozhevnikov*et al.*// J. Appl. Phys. **104**, 54914 (2008).
- C. F. Majkrzak and N. F. Berk // Phys. Rev. B 52, 10827–10830 (1995).
- C. F. Majkrzak and N. F. Berk // Phys. Rev. B 58, 15416–15418 (1998).

Синхротронные исследования композитов MWCNT/(пиролитический Ti,Cr,Fe,Cu,Mo,W,AI)

В.Н. Сивков^{1*}, А.Е. Мингалева¹, О.В. Петрова¹, А.М. Объедков³, Б.С. Каверин³, К.В. Кремлев³, Н.Н. Шомысов¹, С.В. Некипелов^{1,2}

1 Физико-математический институт, Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснин, 4, Сыктывкар, 167904.

2 Сыктывкарский госуниверситет, 167001, Сыктывкар, Октябрьский пр., 55.

3 Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950.

*svn@dm.komisc.ru

Приведены результаты изучения нанокомпозитов на основе многостенных углеродных нанотрубок, на внешнюю поверхность которых с использованием в качестве прекурсоров металлоорганических соединений были осаждены методом MOCVD – технологии наноразмерные покрытия соединений металлов Fe,Cr,Ti,Cu,Mo и W. NEXAFS исследования композитов MWCNT/(пиролитический Ti, Cr, Fe, Cu, Mo, W, AI) показали, что образующиеся наноразмерные покрытия представляют собой оксиды, которые взаимодействуют с внешней поверхностью нанотрубок путем образования связей углерод-кислород. При этом внешний графеновый слой нанотрубок не разрушается и сохраняет свою гексагональную структуру.

В современных условиях такие уникальные физические свойства MWCNT как высокая химическая стойкость, проводимость, термостойкость, твердость и прочность в сочетании с большой поверхностью делают их перспективным многофункциональным материалом. Однако химическая инертность поверхности MWCNT и вследствие этого низкое сродство к другим материалам не всегда приводит к планируемым результатам. Развитие технологии нанесения на поверхность MWCNT определенных металлосодержащих покрытий, которые будут иметь хорошую адгезию к поверхности MWCNT, является актуальной научнотехнической задачей. В связи с этим представляет большой интерес изучение взаимодействия покрывающего слоя и внешней поверхности MWCNT в начальной стадии формирования покрытия. Такие исследования металлических покрытий наноразмерной толщины могут быть проведены методами ультрамягкой рентгеновской (УМР) спектроскопии с применением синхротронного излучения (СИ). Эти методы, являющиеся неразрушающими и информативными для объектов наноразмерного масштаба, характеризуются высокой чувствительностью к атомному и молекулярному строению образца и его изменению при физико-химических воздействиях, а также возможностью одновременного контроля составляющих композита MWCNT /(пиролитический металл). В данной работе исследования проводились методом NEXAFSспектроскопии на Русско-Немецком канале синхротронного источника BESSY-II.

Методика эксперимента

Синтез исходных MWCNT осуществлялся методом MOCVD с использованием в качестве прекурсоров ферроцена и толуола в печи трубчатого типа, и полученные при этом массивы имели вид полых макроцилиндров со стенками из радиально ориентированных MWCNT [1]. Образцы нанокомпозитов были приготовлены методом MOCVD с использованием в качестве прекурсоров металлоорганические соединени: триизобутилалюминия Al(C₄H₉)₃, формиат меди Cu(HCOO)₂, титаноцен дихлорид $(C_5H_5)_2$ TiCl₂ (или Cp₂TiCl₂), гексакарбонил вольфрама W(CO)₆, пентакарбонил железа [Fe(CO)₅], пентакарбонил молибдена [Мо(СО)₆], бисареновых соединений хрома Aren₂Cr (ХОЖ «Бархос») [2,3]. Спектральные исследования проводились путем регистрации полного электронного выхода (ТЕҮ) с энергетическим разрешением не хуже 0.05 В. При этом образцы закреплялись механически на медном держателе. Измерения сигнала ТЕҮ проводились с корректным учетом немонохроматического фона, который подавлялся и измерялся методом Ті-фильтра [4-6]. Это позволило определить спектральные зависимости сечений поглощения в области NEXAFS C1s-порогов ионизации в относительных единицах для внешней поверхности как исходной нанотрубки, так и интерфейса нанотрубка/(покрывающий слой) в композите. Наноразмерные покрытия тестировались методами сканирующей электронной микроскопии, а покрытия большей толщины - методами рентгеновской дифрактометрии.

Результаты и обсуждение

На рис.1 приведены спектральные зависимости парциальных C1s сечений поглощения исследованных композитов MWCNT/(пиролитический Ti, Fe, Cr, Cu, Mo, W, Al) и исходной МWCNT. Сравнительный анализ NEXAFS C1s - спектров показывает незначительную модификацию внешней поверхности MWCNT для всех нанокомпозитов. При этом характерным для спектров всех исследованных композитов является появление в области 287 – 289 эВ новой структуры в виде пиков: 288.4 эВ, 287.1 эВ и 287.7 эВ, которая обусловлена образованием одинарных, эпоксидных и двойных связей, соответственно, между атомами углерода на поверхности нанотрубки и кислорода из покрывающего слоя. На рис. 2 приведены NEXAFS Ti2p, Cu2p и Mo3p спектры композитов MWCNT/Ti, MWCNT/Cu и MWCNT/Мо, тонкая структура которых хорошо согласуется с NEXAFS Ti2p, Cu2p и Mo3p - спектров оксидов Ti2O3, CuO и MoO3. Что касается NEXAFS Cr2p и Fe2p - спектров, то проведенные нами ранее исследования показали [5,6], что покрывающие слои композитов MWCNT/Fe, MWCNT/Cr имеют тонкую структуру Fe2p- и Cr2p - спектров идентичную спектрам оксидов Fe₃O₄ и



Рис. 1. NEXAFS C1s – спектров WCNT/(пиролитический Ti, Cr, Fe, Cu, Mo, W, Al)

Дифракционные исследования композитов с большой толщиной покрывающего слоя И массивных образцов показали, что не все покрытия являются оксидами металлов, а представляют собой или металлы (Fe, Cr, Cu) или карбиды металлов (Ti, Mo). Данные NEXAFS исследований, микроскопии электронной И рентгеновской дифрактометрии показали, что хорошая адгезия покрывающих слоев определяется образованием углерод-кислородных связей между атомами углерода MWCNT и кислорода покрытия. Для всех исследованных металлов при образовании наноразмерных покрытий первоначально образуются оксиды, но по мере роста толщины формируются другие соединения.



Рис. 2. NEXAFS Ti2p, Cu2p и Mo3p – спектров композитов MWCNT/Ti, MWCNT/Cu и MWCNT/Mo, соответственно

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ и Республики Коми № 16-43-110350 №16-42-110610 р-а и программы фундаментальных исследований УрО РАН 18-10-2-23.

- А.И. Кириллов, А.М. Объедков, В.А. Егоров и др. // Нанотехника 1 (25), 72 (2011).
- Егоров В.А., Новые гибридные материалы на основе нанотрубок - дисс. канд. хим. наук, НГТУ, Н.Новгород, 2012.
- Кремлев К.В., Синтез строение и свойства новых гибридных материалов на основе углеродных нанотрубок модифицированных металлосодержащими покрытиями - дисс. канд. хим. наук, НГТУ, Н.Новгород, 2017.
- V.N. Sivkov, O.V. Petrova, S.V. Nekipelov *et al.* // Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures, V. 23, 17-19 (2015).
- В.Н. Сивков, А.М. Объедков, О.В. Петрова и др. // ФТТ, 2015, том 57, вып. 1, с.185-191.
- Petrova O.V., Nekipelov S.V., Mingaleva A.E., et. al // Journal of Physics: Conference series, 2016. V.741(1). P.012038.

Особенности формирования многослойных рентгеновских зеркал Zr/Mg

Р.М. Сметрин^{*,1}, Л.Е. Конотопский¹

1 Национальный Технический университет «Харьковский политехнический институт», ул. Кирпичева, 2, Харьков, Украина, 61002. *smertin_ruslan_1993@mail.ru

В данной работе была использована обработка и анализ данных когерентного рассеяния для описания особенностей формирования рентгеновских зеркал. Установлен диапазон толщины слоѐв магния (до ~5,2 нм), в котором плѐнка является несплошной. MP3 Zr/Mg с толщинами слоѐв Mg более 5,2 нм имеют малую межслоевую шероховатость (σ ≈ 0,4 нм) и способны обеспечить высокую отражательную способность в диапазоне длин волн λ = 25 – 35 нм.

Введение

Многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) нашли широкое применение во многих отраслях науки и техники. К их числу относятся рентгеновский флуоресцентный анализ и рентгеновская астрофизика. Для указанных областей применения МРЗ особый интерес представляют диапазоны длин волн 0,98 – 2,5 нм и 25 – 35 нм соответственно. Создание оптических элементов, которые позволят обеспечить высокую отражательную способность в отмеченных участках электромагнитного спектра является актуальной задачей.

В соответствии с правилом выбора материалов [1] для MP3, в качестве слабопоглощающего слоя самым эффективным является Mg, т.к. этот материал обладает наименьшим поглощением в указанных диапазонах длин волн. В качестве второго материала целесообразно использовать Zr. Цирконий не взаимодействует с магнием [2], что исключает возможность образования перемешанных зон в MP3. Кроме того, согласно теоретическому расчету, данная пара материалов может обеспечить высокую отражательную способность на длинах волн $\lambda = 0,989$ нм R = 57%, $\lambda = 30,4$ нм R = 42%.

Методика эксперимента

Образцы изготавливались методом прямоточного магнетронного осаждения при постоянном токе (I = 159 мА для Mg, I = 240 мА для Zr) в среде аргона. Вакуумная камера предварительно прогревалась и откачивалась до давления 10^{-4} Па. Давление рабочего газа (Ar) во время осаждения составляло 0,2 Па. Съемки картин малоугловой рентгеновской дифракции (МУРД) и рентгеновского фазового анализа проводились на дифрактометре ДРОН-3М

в излучении Cu-Kα. Моделирование спектров МУРД выполнялось в программе IMD.

Результаты и обсуждение

Узкие брегговские пики на картине МУРД от МРЗ Zr/Mg (рис. 1) свидетельствуют о хорошей периодичности слоев в МРЗ. При этом обращает на себя внимание низкая интенсивность брегговских максимумов на малоугловой дифрактограмме от МРЗ Zr/Mg с периодом 3,2 нм.



Рис. 1. Малоугловые рентгеновские дифрактограммы от MP3 Zr/Mg с периодами 16.2 нм — и 3.2 нм – • –

Для определения причины низкой интенсивности брегтовких максимумов были изготовлены многослойные покрытия Zr/Mg с тонкими слоями Zr и Mg. В результате было установлено, что на интенсивность брегтовских максимумов влияет толщина слоя Mg. В этой связи, была изготовлена серия образцов многослойных покрытий Zr/Mg с разными толщинами слоев Mg. На рисунке 2 представлена зависимость коэффициента отражения в первом брегтовском максимуме для многослойных покрытий с разными значениями толщины слоев Mg. На полученной зависимости присутствует резкий скачок интенсивности при толщинах слоя Mg более ~5,2 нм.



Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения в первом брегговоском максимуме для многослойных покрытий Zr/Mg от толщины слоев магния.

На рентгеновской фазовой дифрактограмме от многослойных покрытий Zr/Mg реализуется картина когерентного рассеяния (рис. 3). Вместо отдельных рефлексов, соответствующих слоям Zr и Mg, присутствует пик S₀ от «средней» решетки, по обе стороны от которого находятся сверхструктурные максимумы S₁^{+/-} [3,4]. Такая картина не является типичной для рентгеновских зеркал. Она реализуется, когда выполняется условие когерентности — Нε/2d≲2.2, где Н – период многослойного покрытия, d - среднее значение межплоскостных расстояний сопрягаемых фаз, є – несоответствие межплоскостных расстояний сопрягаемых фаз, которое для Mg и Zr составляет 1.24%. Анализ картины когерентного рассеяния позволяет провести теоретический расчет отношения интенсивности сверхструктурных максимумов S₁^{+/-} и отношения интенсивности сверхструктурных максимумов S_i^{+/-} к основному пику S₀ [5]. Расчет показал хорошее совпадение теории и эксперимента для многослойных покрытий с толщиной слоя Мд более 5,2 нм. В тоже время расчетное и экспериментальное значение у многослойных покрытий с толщиной слоя Мд менее 5,2 нм не соответствуют друг другу. Это может быть связано с завышенной интенсивностью основного пика S₀, что подтверждается расчетом отношения интенсивностей сверхструктурных максимумов $S_i^{+/-}$.

Завышенное значение интенсивности основного пика S_0 связано с тем, что между островками Mg находится Zr, который рассеивает некогерентно. Этот факт подтверждается наличием рефлекса от Zr, который сливается с пиком S_0 , в результате чего последний становится ассиметричным (рис. 3). Так как расстояние между рефлексами соответствующими Mg и Zr с увеличением порядка отражения растет, то на втором порядке отражения рефлекс от Zr становится более заметным (рис. 3).



Рис. 3. Рентгеновские дифракционные картины когерентного рассеяния от образцов MP3 Zr/Mg, снятые в геометрии θ–2θ, в излучении Cu–kα.

Заключение

В MP3 Zr/Mg слои Mg находятся на островковой стадии роста при толщинах меньших 5,2 нм, вследствие чего происходит сбой интерференционной картины и, следовательно, падение отражательной способности рентгеновского зеркала. Таким образом, MP3 Zr/Mg можно использовать в длинноволновой части спектра (25 – 35 нм), где толщины Mg заведомо сплошные. В данном диапазоне MP3 обладает низкой шероховатостью межслоевых границ ($\sigma \approx 0,4$ нм) и может обеспечить высокую отражательную способность.

- 1. E. Spiller // Appl. Phys. Lett. 20, 365 (1972).
- Н.П. Лякишев // Диаграммы состояния двойных металлических систем, Том 3. Кн. 1 М.: Машиностроение, 349 – 351 (2001).
- А.Г. Хачатурян // Теория фазовых превращений и структура твердых растворов, М.: издательство «Наука», 300 – 322 (1974).
- Борисова С.С., Михайлов И.Ф., Шпаковская Л.П. // Когерентное и гетерофазное рассеяние одномерной «сверхрешеткой» PbS PbTe, Кристаллография, Т. 31, №4, 651–655.
- Палатник Л.С., Козьма А.А., Михайлов И.Ф., Маслов В.Н. // Определение характеристик периодических структур по сателлитам брэгговских отражений, Кристаллография, Т. 23, № 3, 570 – 577 (1978).

Некоторые возможности управления профилем и кривизной поверхности кристаллов с использованием пьезокерамических элементов

В.Н. Трушин^{1, *}, В.В. Грибко^{2, §}, А.С. Маркелов¹, Е.В. Чупрунов²

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород ,603950

* trushin@phys.unn.ru, §gribkovladimir@icloud.ru

На основе изгибных модулей (ИМ) различной формы, активным элементом в которых служила пластина из пьезокерамики, исследуется возможность управления кривизной профилей поверхности рентгенооптических элементов (РОЭ), в качестве которых использовались монокристаллические пластины (МП) Si(100). Приведены расчетные данные изменений профиля и радиуса кривизны поверхности МП в составе ИМ, в зависимости форм его составных частей и величины электрического поля создаваемого в активном элементе.

Введение

В настоящие время для управления параметрами рентгеновского пучка наряду со стационарными РОЭ все большее применение находят элементы адаптивной рентгеновской оптики [1- 6]. Интерактивное управление параметрами сходимости рентгеновского пучка имеет важное значение для решения задач фокусировки и коллимации рентгеновских пучков и может быть использовано в таких областях как медицина, астрономия, исследование биологических объектов, а также в микро- и наноэлектронике.

В работе [6] нами показана возможность интерактивного управления кривизной профиля РОЭ, исходный профиль поверхности которого задается формой подложки, параметрами клея и температурой его приклеивания на подложку. Кривизна профиля РОЭ, являющийся составной часть ИМ, управляется изменением его температуры. В настоящей работе исследуется возможность управления кривизной профилей поверхности РОЭ, с помощью ИМ, активным элементом в которых служила пьезокерамическая пластина.

Расчетная часть

В работе проводится расчет изменений профиля и радиуса кривизны поверхности МП Si в составе ИМ представляющего собой структуру, состоящую из подложки – пьезокерамической пластины из PZT-5H, заключенной между алюминиевыми элек-

тродами, слоя клея и МП Si(100). Данная структура имела эллиптическую форму с общей толщиной 1.49 мм. Для расчета профиля поверхности МП при изменении электрического поля в пьезоэлектрической пластине, решалось уравнения пьезоэффекта, совместно с уравнением упругого равновесия. В качестве среды для моделирования был использован программный комплекс COMSOL Multiphysics.



Рис. 1. Профиль поверхности МП Si (а), сформированный в результате приложения электрического поля к подложке (E= 50 B/мм). б – схематичное изображение модельного образца.

На рис.1 приведен расчет профиля поверхности МП Si (a) сформированный при воздействии на пьезокерамическую пластину электрическим полем напряженностью 50 В/мм. Поверхность пластины Si представляет собой эллипсоид (рис. 1a), с локальным радиусом кривизны, рассчитанным в центре пластины вдоль большей ее полуоси (ось OX, рис 2a) равным 1.5 м (E = 50 В/мм), 0.8 м (E = 100 В/мм), 0.6 м (E = 120 В/мм), вдоль оси OY (рис 2б) 1.3 м (E = 50 В/мм), 0.9 м (E = 100 В/мм), 0.85 м (E = 120 В/мм).

Аналогичные расчеты были выполнены для образца, подложка которого имела основание прямо-



угольной формы со сторонами 10 мм и 15 мм. На рис.2 показаны сечения профиля поверхности МП Si(100) при изменении электрического поля в пьезоэлектрической пластине. Расчеты показали, что в данном случае МП пластина Si приобретает параболический профиль, с локальным радиусом кривизны в центре образца равным 1.25 м в направлении оси *OX* и 0.8 м в направлении *OY*.



а

б

Рис. 2. Сечения профиля поверхности монокристаллической пластины Si(100), проходящие через центр образца, в зависимости от напряженности поля в пьезоэлектрической пластине ИМ.

Заключение

С использованием расчетных данных показана возможность управления кривизной профиля поверхности РОЭ путем подбора форм составных частей ИМ и изменения величины электрического поля приложенного к пьезокерамической пластине, на которой они закреплены. В частности, показана возможность получения параболических и эллиптических профилей поверхности РОЭ. Полученные результаты могут быть использованы при создании адаптивных элементов рентгеновской оптики для двумерной фокусировки и коллимации рентгеновского пучка.

Работа выполнялась в рамках государственного задания № 16.7443.2017/БЧ Министерства образования и науки РФ.

- Carolyn Atkins // Proc. of SPIE Vol. 6721 67210T-2(2008)
- 2. F. Jansen et al. // A&A 365, L1-L6 (2001).
- R. A. Windhorst et al. // New Astronomy Reviews 50, 121-126(2006).
- M. Roche // Proc. of SPIE Vol. 9965 99650I-1(2016).
- D. Mukhopadhyay, D.A. Walko, I.W. Jung, C.P. Schwartz, Jin Wang, D. Lo'pez & G.K. Shenoy // NATURE COMMUNICATIONS, 6:7057, DOI: 10.1038/ncomms8057
- Грибко В.В., Маркелов А.С., Трушин В.Н., Чупрунов Е.В. // Поверхность, № 5, 28 (2017).

Апериодические зеркала на основе новых многослойных систем

С.А. Фомичев, С.А. Гарахин^{*}, В.Н. Полковников

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. *GarakhinS@yandex.ru

С использованием генетического алгоритма рассчитаны апериодические многослойные зеркала (AM3) для проекта «Кортес», оптимизированные на максимальное равномерное отражение в диапазонах 16-21 нм и 28-33 нм. Приводится сравнительная характеристика AM3 Mo/Si, Mo/Be, Mo/Be/Si, а также Al/Be и Mg/Be. Показано, что AM3 Mg/Be существенно превосходит соответствующие аналоги Mo/Si для диапазона 28-33 нм.

Введение

В настоящее время периодические многослойные зеркала рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов широко применяются в солнечной астрономии. Они позволяют выделять определѐнные спектральные линии и получать в них квазимонохроматические двумерные изображения с пространственным разрешением [1, 2]. Потребность в таких МЗ возникает, например, при создании телескопов.

Апериодические многослойные зеркала (АМЗ) с уширенной, по сравнению с традиционными периодическими структурами, спектральной (угловой, при фиксированной длине волны) полосой отражения также широко используются в научных исследованиях. В частности, АМЗ применяются для увеличения интегрального коэффициента отражения оптических систем, работающих в рентгеновском и в экстремальном ультрафиолетовом диапазонах. Применяются они и в составе «стигматических» спектрометров с дифракционными решетками для исследований Солнца. Например, для космической аппаратуры КОРТЕС [3] АМЗ необходимы для создания эффективных спектрогелиографов в диапазонах длин волн 17–21, и 28–33 нм.

Для данных спектральных диапазонов в настоящее время наибольшее распространение получили структуры Mo/Si [4]. Такие структуры получили распространение не в силу оптических преимуществ. Как правило, ПМЗ на основе молибдена и кремния в рассматриваемом спектральном диапазоне уступают в отражательной способности другим составам [5]. Логично предположить, что можно найти альтернативные составы AM3, превосхо дящие по отражательной способности зеркала на основе молибдена и кремния.

В настоящей работе проведена оптимизация возможных альтернативных АМЗ, удовлетворяющих требованиям проекта КОРТЕС.

Метод расчета

Инжиниринг AM3, удовлетворяющих какомулибо наперед заданному критерию, входит в класс задач на оптимизацию и чаще всего решается при помощи генетического алгоритма. На первом этапе определяется целевая функция F_{gf}. Для различных AM3 задавались целевые функции специального вида, выделяющие нужную область по длинам волн $R(\lambda)$ в виде постоянного «плато». Далее вводится норма отличия коэффициента отражения от F_{gf} - оценочный функционал F, вычисляемый в области определения F_{gf} и представляющий собой функцию N переменных (в данном случае в качестве подгоночных параметров использовались толщины слоев в АМЗ). Затем находится оптимальная структура слоев путем минимизации функционала:

$$F = \int [R(\lambda) - F_{af}]^{2m} d\lambda$$

Исходными структурами для первого шага являлись ПМЗ с максимумом отражения при длине волны, соответствующей середине диапазона целевого «плато». Процесс оптимизации осуществлялся с заданными реальными шероховатостями. Для расчета использовалась программа IMD [6].

Ниже приводятся некоторые полученные результаты.

Результаты

Результаты оптимизации для диапазона 16-21 нм приведены на рис.1 (сверху). Результирующий коэффициент отражения практически одинаков для всех рассмотренных структур (около 18%), однако АМЗ Мо/Ве/Si наиболее предпочтительно, т.к. содержит меньше слоев (60 периодов против 80 периодов для структур Мо/Ве и Мо/Si), что оказывается ключевым при синтезе структур: известно [6], что разброс толщин слоев при напылении оказывает наибольшее влияние на равномерность кривой отражения. На рис.1 (внизу) показано распределение толщин слоев этого АМЗ от подложки до поверхности.



Рис. 1. Коэффициент отражения АМЗ после оптимизации для диапазона 16-21 нм (сверху) и значения толщин слоев для наиболее оптимальной структуры АМЗ Мо/Ве/Si для данного диапазона (внизу)

Аналогичные исследования проведены для области 28-33 нм. При оптимизации использовались как Мо и Si, так и другие пары материалов: Al/Be и Mg/Be. Результаты представлены на рис.2 (сверху). Наибольшее значение коэффициента отражения R=25% имеет структура Mg/Be, которая более чем

в два раза превосходит аналоги на основе Mo/Si и Al/Be.



Рис. 2. Коэффициент отражения АМЗ после оптимизации для диапазона 28-33 нм (сверху) и значения толщины слоев для АМЗ Mg/Be (снизу)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-52-150006 и 18-02-00588.

- Ragozin E.N., Mednikov K.N., Pertsov A.A., *et al.* // Proc. SPIE, 7360, 73600N (2009).
- Kuzin S.V., Zhitnik I.A., Shestov S.V., *et al.* // Solar System Res., 45 (2), 162 (2011).
- S. V. Shestov, A. S. Ulyanov, E. A. Vishnyakov, et al. // Proc. of the SPIE, 9144, 91443G (2014).
- П.К. Гайкович, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко и др., Квантовая электроника, 45, 6 (2016).
- S. A. Bogachev, N. I. Chkhalo, S. V. Kuzin, *et al.* // Applied Optics, 55(9), 2126 (2016).
- 6. D.L. Windt, Computers in Physics, 12, 4 (1998).

Определение коэффициентов распыления кристаллических и аморфных оптических материалов

А.К. Чернышев^{1,2}, А.Е. Пестов¹, М.С. Михайленко^{1,2}, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр.Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*aleksej_chernyshov@mail.ru, §aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментально изучен широкий ряд материалов, как аморфных, так и кристаллических, в том числе металлы и их тонкие пленки. Определены характерные зависимости коэффициентов распыления в зависимости от параметров ионного пучка и постановки эксперимента (энергия ионов, угол падения ионов на поверхность образца, глубина травления, температура). Установлено, что характер зависимостей хорошо совпадает с теоретическими представлениями, в том числе с результатами расчета в популярной программе SRIM [srim.org], однако, абсолютные значения коэффициентов распыления значительно (до нескольких раз) отличаются. Дается объяснение данного факта.

Введение

Физическое распыление, то есть инжекция атомов с поверхности твердого тела под действием бомбардировки ускоренными ионами - представляет собой целый комплекс явлений и процессов, некоторые из которых до сих пор остаются нерешенными. Большинство групп исследователей при описании процесса распыления ссылаются на общедоступную программу моделирования взаимодействия атомов мишени с атомами распыляющего газа SRIM/TRIM [1]. Но как нами ранее было показано в [2], и, как замечают сами разработчики программы, она основана на эмпирических данных и хорошо согласуется только с популярными парами ион мишень. Более того при низких энергиях ионов (менее 1,5 кэВ) результат расчета начинает существенно расходится с экспериментом [2].

Вообще количественное рассмотрение процессов ионного распыления требует понимания происходящих при этом процессов, включая механизмы переноса энергии, явлений проникновения ионов в материал мишени, а также рассеяния при столкновениях атомов различных сортов. Также необходимы и входные данные, которые включают в себя: реальные поверхностные и объемные свойства мишени; кинетическую и потенциальную энергию; угол падения; атомные массы, и возможно самое главное – точную модель ион-атомных и атоматомных потенциалов взаимодействия. На данный момент в научной литературе встречается множество различных подходов описания физического распыления. Большая часть работ имеют много общего и отличаются в основном выбором именно потенциала межатомного взаимодействия, а также моделью атома или особенностью аппроксимаций.

Исходя из вида зависимостей коэффициента распыления от энергии, рассчитанных по различным моделям и сравнения этих кривых с экспериментально полученными значениями, оказалось, что наибольшее согласие для оптических материалов при обработке ионами инертных газов с низкими энергиями наблюдается для двух подходов. Это работа Bohdansky [3] и 2 работы Yamamura [4,5]. За основу в этих подходах взята классическая теория Зигмунда [6].



Рис. 1. Коэффициент распыления С, ионами Н. Экспериментальные данные, расчет Bohdansky [1] и SRIM [9]

Данная работа ставит перед собой задачу экспериментально изучить процесс ионного распыления оптических материалов и на основе подходов [3-5] разработать модель, в первую очередь за счет нахождения методики определения потенциала взаимодействия, позволяющую предсказывать динамику процесса ионного распыления оптических материалов ионами низких энергий (менее 1,5 кэВ).

Экспериментальные результаты

В качестве экспериментальных образцов использовались пластины различных материалов (плавленый кварц, кремний, кристалл KDP, бериллий и др.) и пленки материалов (Si и Be, нанесенные магнетронным распылением на Si подложку). Образец устанавливался на поворотный столик, с помощью которого задавался угол падения ионов на поверхность, часть поверхности образца закрывалась маской и проводилось ионно-пучковое травление. В результате на поверхности образца формировалась ступенька на границе маски, высота которой измерялась с помощью микроинтерферометра белого света TalySurf CCI2000, и вычислялся коэффициент распыления по формуле:

$$Y = \frac{e\rho N_a v_{etch}}{M_2 j} \tag{($$$$$$$$)}$$

где *е*- заряд электрона; N_a – число Авагадро; M_2 – молярная масса мишени; *j*- плотность ионного тока; ρ - плотность мишени; v_{etch} - скорость травления.

Все кривые зависимости коэффициента распыления от энергии имеют характерный для данного диапазона энергий вид: при низких ускоряющих напряжениях наблюдается линейный участок, затем кривая плавно выходит на плато. Причиной этому является то, что средняя глубина проникновения ионов возрастает и его энергия, за счет многократных столкновений, теряется в толще мишени. Примеры зависимостей распыления тонких пленок и кристаллических мишеней представлены ниже.

Пленки Ве

Бериллий в силу своих физико-механических свойств является перспективным материалом для применения в качестве подложек зеркал оптических элементов, в первую очередь для космической астрономии. На рис.2 представлены зависимости коэффициента распыления от энергии ионов.

Кристалл КDP (КН₂PO₄)

Кристалл КDP относится к мягким и чрезвычайно хрупким материалам (проигрывает стеклам в хрупкости и образовании трещин) с большим температурным коэффициентом расширения и низкой теплопроводностью. Он гигроскопичен и обладает выраженной анизотропией тензора механической упругости. Результаты исследования распыления кристалла KDP вследствие бомбардировки ускоренными ионами Ar в зависимости от энергии налетающих частиц представлены на рис.3.



Рис. 2. Зависимости коэффициента распыления Ве ионами Ne и Ar от энергии



Рис. 3. Зависимости коэффициента распыления z-среза кристалла KDP ионами Ar от энергии

На основе проведенных исследований будет построена модель определения потенциала межатомных взаимодействий, что позволит адекватно оценивать величину коэффициента распыления оптических материалов ионами низких энергий. Понимание физики процесса позволит предсказывать влияние различных условий эксперимента на частотные свойства поверхности и проводить ионную полировку либо во всем либо в каком-то выделенном диапазоне пространственных частот.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 17-02-00640, 18-07-00633, 18-42-520044.

- 1. www.srim.org
- М.В. Зорина, М.С. Михайленко, Д.Е. Парьев и др. // Поверхность, №5, С.5 (2017).
- J. Bohdansky // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B2, P. 587–591 (1984).
- Y. Yamamura, N. Matsunami, N. Itoh // Radiat. Eff. Lett., 68, p.83 (1982).
- L. Matsunami, Y. Yamamura, Y. Itikawa et al. // Radiat. Eff. Lett., 57, p.15 (1980).
- 6. P. Sigmund, Phys. Rev., 184, p.383 (1969).

Сверхизлучение ядерной системы возбуждённой лазером на свободных электронах

А.И. Чумаков^{1, 2, *}, A.Q.R. Baron³, И. Сергеев⁴, C. Strohm⁴, O. Leupold⁴, Ю. Швыдько⁵, Г.В. Смирнов², R. Rüffer¹, Y. Inubushi⁶, M. Yabashi³, K. Tono⁶, T. Kudo³, T. Ishikawa³

1 ESRF - The European Synchrotron, CS40220 38043 Grenoble Cedex 9 France.

2 Национальный Исследователький Центр «Курчатовский Институт», пл. Курчатова 1, Москва, Россия, 123182.

3 RIKEN SPring-8 Center, 1-1-1 Kouto Sayo, Hyogo 679-5148, Japan.

4 Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY), Notkestrasse 85, 22607 Hamburg, Germany.

5 Advanved Photon Source, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA.

6 Japan Synchrotron Radiation Research Institute, Kouto 1-1-1, Sayo, Hyogo 679-5198, Japan.

*chumakov@esrf.fr

Предсказанный Робертом Дике в 1954 году эффект сверхизлучения [1] впервые проверен экспериментально.

В 1954 году Дикепредсказал квантовое состояние «сверхизлучения», в котором испускание фотонов ансамблем атомов происходит когерентно и значительно быстрее, чем распад возбуждения изолированного атома. В качестве примера эффекта сверхизлучения, Дике рассмотрел вероятность испускания первого фотона, и предсказал колоссальное ускорение этого процесса при увеличении фотонов в системе[1]. Наибольшее ускорение было предсказанно для числа фотонов равного половине числа атомов в системе. Тем не менее, даже при числе фотонов много меньше числа атомов, предсказывалось очень сильное, примерно пропорциональное числу фотонов, ускорение начального распада системы по сравнению с распадом возбуждения одного изолированного атома [1].

Предсказание Дике заложило основы концепции сверхизлучения и стало краеугольным камнемсовременной квантовой оптики. Оно инициировало теоретические исследования других аспектов сверхизлучения, которые были подтверждены экспериментами. Носам эффект, предсказанный Дике – ускорение вылета первого кванта при увеличении числа квантов в системе – оставался неисследованным. Экспериментальная проверка этого концептуального предсказания была впервые осуществлена в представляемой здесь работе [2].

Эксперимент проводился с ядрами изотопа ⁵⁷Fec энергией резонансного перехода 14.412 кэВ и временем жизни 141 нс. Измерения проводились в

условиях дифракции рентгеновского излучения на кристалле ⁵⁷FeBO₃. Дифракция обеспечивает когерентное рассеяние каждого фотона на всех засвечиваемых ядрах кристалла. Практически полная временная и пространственная когерентность излучения лазера SACLA обеспечивает когерентность многократных одновременных ядерных возбуждений между собой.

Последовательная эмиссия, фотон за фотоном, рентгеновских лучей из кристалла после вспышек лазерного излучения регистрировалась детектором, состоящим из четырех диодов, расположенных один за другим по направлению пучка. Временная зависимость сигналов диодов записывалась четырьмя каналами цифрового осциллографа. Разложение записанных сигналов на составляющие одиночные импульсы позволило определить общее количество фотонов, излученных кристаллом после вспышки, и время излучения каждого из фотонов.

Основные результаты работы представлены на рис. 1. Рис. 1а показывает распределение времени излучения первого кванта для вспышек с разным числом фотонов. Осцилляции распада объясняются квантовыми биениями,вызванными магнитным расщеплением ядерных уровней [2].Ускорение излучения первого кванта для событий с большим числом фотонов заметно уже из необработанных данных (рис. 1а) и очевидно после деления этих данных (рис. 1б) на временную зависимость вылета одного кванта (рис. 1в). Количественно ускорение оценивалось приближениемданных рисунка 16 линейными зависимостями (показаны штриховымипрямыми), точнее – ординатой этих зависимостей в точке времени равного нулю [2]. Полученные величины ускорения распада показаны на рис. 1г. В пределах статистической неопределѐнности они находятся в хорошемколичественном согласии с предсказанным Дике *N*-кратным ускорением вылета первого кванта для вспышек с*N*фотонами[1].



Рис. 3. Ускорение начального распада многократных возбуждений.(а) Увеличение скорости начального распада при увеличении числа фотонов в системе явно прослеживается в ускоренном вылете первого кванта и (б) становится очевидным после деления этих данных на зависимость вылета одиночного фотона (с). Линейное приближение данных (б), показанное штриховыми линиями, даёт величину ускорения начального распада, она показана в (г) в зависимости от числа фотонов в системе. Сплошная линия в (а) – расчёт в модели независимых событий. Сплошная линия в (г) – подгонка степенной функцией

В работе [1] Дике рассмотрел процесс вылета первого фотона. Для того, чтобы описать вероятность излучения не только первого, но и каждого фотона, необходимо знать вероятность времени излучения каждого последующего фотона в зависимости от времени излучения предыдущего фотона.

В качестве примера можно использовать модель независимых событий, которая позволяет получить аналитическую зависимость вероятности излучения каждого фотона в цепочке каскадного распада, и всех фотонов вместе [2]. Оказалось, что данная модель достаточно точно описывает все экспериментальные результаты,полученные в данной работе. Более того, в случае рассмотренного Дике экспоненциального распада, данная модель аналитически точно воспроизводит предсказанное N-кратное ускорение излучения первого кванта системой содержащей N фотонов [2].

Результаты данной работы показывают, что статистический аспект многократных возбуждений является важной основой для обсуждения свойств сверхизлучения. Для системы, рассмотренной в данной работе, он достаточно точно описывает всю совокупность экспериментальныхданных, а именно, каждый промежуточный переход в цепочке каскадного излучения многократных возбуждений.

В пределах статистической точности нашихданных, статистический эффект неотличим от эффекта Дике. Возможно, описание систем с бо́льшим числом фотонов приведет к необходимости выйти за пределы статистики независимых событий.

- 1. R.H. Dicke // Phys. Rev. V. 93, 99 (1954).
- A.I.Chumakov, A.Q.R.Baron, I.Sergueev, C.Strohm, O.Leupold, Y.Shvyd'ko, G.V.Smirnov, R.Rüffer, Y.Inubushi, M.Yabashi, K.Tono, T.Kudo, and T.Ishikawa, // Nature Physics, published on-line in 2017.

Спектрограф рентгеновского излучения с энергетическим разрешением 0.1 мэВ

А.И. Чумаков^{1, 2, *}, И. Сергеев³, Ю. Швыдько⁴, D. Bessas¹, R. Rüffer¹

1 ESRF - The European Synchrotron, CS40220 38043 Grenoble Cedex 9 France.

2 Национальный Исследователький Центр «Курчатовский Институт», пл. Курчатова 1, Москва, Россия, 123182.

3 Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY), Notkestrasse 85, 22607 Hamburg, Germany.

4 Advanved Photon Source, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA.

*chumakov@esrf.fr

В работе представлены результаты исследований двух схем рентгеновского спектрографа. Продемонстрировано высокое энергетическое разрешение данных приборов – до 0.1 мэВ – и показана принципиальная возможность дальнейшего улучшения разрешения до 0.040 mэB. В докладе будут представлены результаты первых применений прототипа спектрографа для измерения плотности фононных состояний железа, которые существенно меняют наше понимание атомной динамики этого наиболее исследованного металла.

Лучшее энергетическое разрешение монохроматоров рентгеновского излучения достигает в настоящее время величины около 1 мэВ. Дальнейшее улучшение энергетического разрешения требует перехода от оптики монохроматоров к концепции спектрографа. В то время как монохроматор «обрезает» спектр рентгеновского излучения за пределами выбранной энергетической полосы, спектрограф «сортирует» излучение разных длин волн в пространстве, позволяя тем самым улучшить энергетическое разрешение и, в принципе, добиться этого без потерь интенсивности.

Хотя спектрографы видимого диапазона излучения известны еще со времем сэра Исаака Ньютона, их применение для рентгеновского излучения стало рассматриваться сравнительно недавно [1-3]. Очевидными трудностями «сортировки» в пространстве рентгеновского излучения являются предельно малые величины отклонения показателя преломления рентгеновских лучей от единицы.

В данной работе исследовалась возможность использования в качестве рентгеновских спектрографов монохроматоры рентгеновского излучения, уже имеющиеся на станции ядерного резонансного рассеяния ID18 в Европейском Центре Синхротронного Излучения (ESRF). Хотя данные приборы изначально не предназначались для использования в качестве спектрографов, анализ показал, что они должны обеспечивать достаточно высокую угловую дисперсию, позволяющую проверить новый подход в спектроскопии излучения рентгеновского диапазона.



Рис. 1. Схема четырèхкристалльного монохроматора высокого разрешения используемого на станции Ядерного Резонансного рассеяния ID18 в ESRF. Для всех отражений показаны их индексы Миллера и модули коэффициентов асимметрии

Например, прибор с оптической схемой изображѐнной на рис. 1 используется на станции в качестве монохроматора с энергетическим разрешением около 0.5 мэВ уже около десяти лет. С другой стороны, теоретические оценки показывают, что данный прибор должен также обеспечивать дисперсию рентгеновского излучения порядка 10 мкрад/мэВ. Таким образом, на расстоянии около 10 м отклонение компонент излучения разных энергий по высоте должно составлять примерно 100 микрон/мэВ, что позволяет пытаться выделять разные компоненты излучения, используя узкую вертикальную щель перед образцом. Например, вертикальная щель шириной около 30 мк должна улучшить полосу пропускания до 0.3 мэВ.

Для выделения энергетической полосы излучения соответствующей размеру вертикальной щели необходимо добиться, чтобы размер пучка монохроматического излучения был бы сравним, либо меньше размера щели. Это достигалось фокусировкой излучения с использованием бериллиевой рефракционной линзы, расположенной непосредственно за спектрографом.

В данном эксперименте расстояние между спектрографом и вертикальной щелью составляло 15 м, а фокустровка позволила получить размер пучка монохроматического излучения около 35 мк. В соответствии с оценками, приведенными выше, энергетическая полоса выделенного шелью излучения составила 0.26 мэВ (рис. 2).



Рис. 2. Энергетическое разрешение спектрографа, изображенного на рис. 1, полученное с использованием рефракционной линзы непосредственно после прибора и узкой щели перед образцом



Рис. 3. Энергетическая полоса излучения, получаемая для разных вертикальных положений вертикальной щели, и полная энергетическая полоса отражения (черная кривая), измеренная в отсутствии щели

При смещении щели в вертикальном направлении, наблюдалось изменение энергии выделенного излучения (рис. 3). Это подтверждает эффект спектрографа, ожидавшийся для данного прибора.

Зависимость углового отклонения рентгеновского пучка для разных энергий излучения показана на рис. 4. Тангенс наклона линейного приближения полученных данных дает величину дисперсии, равную 14.4 мкрад/мэВ, несколько выше, чем ожидалось согласно теоретическому анализу.



Рис. 4. Оценка величины угловой дисперсии по смещению углового направления отраженного пучка при выборе различных энергий излучения

Последующие эксперименты с использованием данной и других оптических схем показали возможность добиться величины дисперсии 28 мкрад/мэВ и улучшить энергетическое разрешение спектрографа до величины 0.1 мэВ.

В докладе будут представлены результаты первого применения данных приборов для фононной спектроскопии твердого тела.

- V.G. Kohn, A.I. Chumakov, R. Rüffer // Journal of Synchrotron Radiation, V. 16, 635 (2009).
- Yu. Shvyd'ko // Physical Review A, V. 90, 053817 (2015).
- A. Suvorov, A. Cunsolo, O. Chubar, Y.Q. Cai // Optics Express, V. 23, 31607 (2015).

Структура слоев и межслойных границ многослойных рентгеновских зеркал

Н.И. Чхало¹, С.А. Гусев¹, А.Н. Нечай¹, Д.Е. Парьев¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, Д.А. Татарский^{1,2,*}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. академическая, д.7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, 603087, Россия. 2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950, Россия. *tatarsky@ipmras.ru

В работе описана методика подготовки поперечных срезов для просвечивающей электронной микроскопии многослойных рентгеновских зеркал. Рассмотрены аспекты обработки экспериментальных результатов. Описываются методы анализа структуры слоев, межслойных границ и др.

Введение

Получение и исследование короткопериодических многослойных структур последнее время привлекает большой интерес в связи с их использованием в области экстремального ультрафиолета и мягкого рентгена. Так, в многозеркальных оптических схемах ЭУФ-литографов используется порядка 11 зеркал. При таком количестве зеркал даже небольшое улучшение коэффициента отражения отдельного элемента дает значительный прирост характеристик всей системы [1]. Известно, что качество интерфейсов между слоями имеет ключевое значение для коэффициента отражения рентгеновского излучения. Рентгеновские спектры, измеренные при скользящих углах падения, используются для определения геометрических параметров многослойных систем; по ним судят и о гладкости границ раздела. Однако однозначное восстановление атомной структуры интерфейса по данным рентгеновской рефлектометрии оказывается невыполнимой задачей и требует модельных представлений о шероховатости реального интерфейса. Просвечивающая электронная микроскопия поперечных срезов многослойных структур является прямым методом исследования слоев и интерфейсов между ними.

Подготовка образцов

Образцы многослойных зеркал D364, D366, D381 и D401 были выращены методом магнетронного распыления на подложках кремния. Далее, с помощью фокусированных ионных пучков Ga⁺ 30 кВ из образцов были подготовлены ламели, вытравленные вдоль особых направлений кремния (Рис. 1а). Ламель в атмосфере, содержащей металлорганические соединения платины, прикрепляется к игле манипулятора и, с помощью него переносится на держатель образцов для просвечивающей электронной микроскопии (Рис. 16).



Рис. 1. (а) травление ламели из образца многослойного зеркала с помощью фокусированных ионных пучков вдоль особых направление кремниевой подложки; (б) ламель, приваренная на держатель для просвечивающего электронного микроскопа, видны окна травления

Полученный поперечный срез имеет толщину порядка 1-2 мкм и не подходит для непосредственного анализа методами просвечивающей микроскопии. Поэтому, в ламели дополнительно фокусированным ионным пучком Ga⁺ 30 кВ протравливаются области, имеющие толщину порядка 50-150 нм. При таком травлении образуется нарушенный слой, не позволяющий получать качественные микрофотографии высокого разрешения (Рис. 2а). Более того, если ламель после травления Ga⁺ 30 кВ будет иметь малую толщину, то она будет целиком состоять из нарушенного слоя и, фактически, из образца нельзя будет извлечь никакую качественную или количественную информацию. Поэтому, ламели дополнительно подвергались травлению ионами Ar⁺ 300 В. Подготовленные образцы исследовались методами просвечивающей электронной микроскопии.



Рис. 2. (а) микрофотография исходной ламели до дополнительного травления; (б) ламель после дополнительного травления низкоэнергетическим пучком Ar⁺ 300 B

Результаты

Приведем некоторые примеры обработки результатов исследований образцов на примере многослойного зеркала D381. На рис.3 приведены типичные пики малоугловой микродифракции. Данные пики соответсвуют дифракции не на кристаллической решетке, а на периоде зеркала. Проанализировав расстояние между пиками, можно легко определить период зеркала с высокой точностью. В данном случае для образца D381 эта величина составила 5,75±0,10 нм.



Рис. 3. Микродифракция, длина камеры 2,25 м

Для анализа качества границ многослойного зеркала необходимо получить микрофотографию при большом увеличении (> 100 kx). Так, вблизи подложки образец D381 выглядит следующим образом (рис. 4). По данной микрофотографии можно судить о шероховатости интерфейсов. Однако, полезно усреднить интенсивность по направлению вдоль интерфейса (поверхности, подложки), что даст представление о периодичности зеркала и качестве интерфейсов в целом (рис. 5). Так, расстояние между максимумами сплошной кривой на рис.5 даѐт оценку периода 5,30±0,05 нм. Данная оценка несколько расходится с оценкой по данный микродифракции. Наиболее вероятно это связано с эллиптическими искажениями микродифракции, возникающими из-за мультипольных корректоров в Омега-фильтре микроскопа. Наличие дифракционных пиков кремниевой подложки на микродифракции позволит произвести перекалибровку и получить правильную оценку периода.



Рис. 4. Микрофотография многослойного периодического рентгеновского зеркала вблизи подложки



Рис.5. Нормированный профиль интенсивности, усредненный вдоль границы слоев (см. рис. 3). Штрихом изображена нормированная производная

Таким образом, в данной работе приведены некоторые методы и подходы к анализу данных, полученных методами просвечивающей электронной микроскопии многослоных короткопериодических рентгеновских зеркал.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-52-15006, гранта РНФ №16-42-01034 и DFG SO 1497/1-1 и на оборудовании Центра коллективного пользования «Физика микро- и наноструктур»

Литература

1. N.I. Chkhalo et al. Optics Letters 42, 5070 (2017).

Том 1

Содержание 1 тома

Секция 1 Сверхпроводящие наносистемы

Atanasova P.Kh., Panayotova S.A., Shukrinov Yu.M., Rahmonov I.R., Zemlyanaya E.V. Investiga-	7
Burmistrov I.S. Skyortsov M 4. The effect of mesoscopic fluctuations and magnetic disorder on opti-	/
cal conductivity of superconductors	9
Cuzminschi M., Zubarev A., Rahmonov I., Shukrinov Yu.M. Hardware chaos generator for super-	11
conducting nano-circuits	11
Kopasov A.A., Khaymovich I.M., Mel'nikov A.S. Inverse proximity effect in semiconductor Majorana	13
<i>Lioi D.B., Schaller R.D., Wiederrecht G.P., Karapetrov G.</i> Spectroscopy of correlated electronic states in single crystals of Cu _x TiSe ₂	17
Plastovets V., Yerin Y. Dynamics and dissociation of vortices in a s ₊ +is ₊₊ two-band superconductor	19
 Putilov A.V., Di Giorgio C., Trainer D.J., Volkova O.S., Vasiliev A.N., Chareev D., Karapetrov G., Zasadzinski J.F., Iavarone M. Superconductivity and bosonic mode in FeSe_{1-x}S_x single crystals Teitel'baum G.B. Formation of electron pockets in the energy spectrum of the cuprates' pseudogap 	21
state	23
<i>Zubarev A., Cuzminschi M., Rahmonov I., Shukrinov Yu.M.</i> Stable traveling waves in highly dis- sipative array of coupled Josephson junctions	24
Арсеев П.И., Федоров Н.К. Коллективные моды двухзонного сверхпроводника с одночастич- ной гибридизацией	28
рядка	30
Баева Э.М., Сидорова М.В., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н. Прецизионное измерение теплопро- водности NbN на переходе сверхпроводник – нормальный металл	32
Батов И.Е., Бубис А.В., Денисов А.О., Петруша С.В., Храпай В.С., Becker J., Treu J., Ruh- storfer D., Koblmueller G., Guenel H.Y., Hardtdegen H., Gruetzmacher D., Schaepers Th. Эф- фект близости и когерентный зарядовый транспорт в гибридных структурах сверхпровод- ник/полупроводниковая нанопроводока	34
Беспалов А. А. Примесные состояния в коротком SNS контакте с лвумя точечными лефектами	
Вальков В.В., Злотников А.О. Инвариантность топологически нетривиальной фазы сосуще- ствования сверхпроводимости и неколлинеарного спинового упорядочения относительно сильных электронных корреляций	38
Вальков В.В., Мицкан В.А., Шустин М.С. Магнетокалорический эффект в нанопроволоке со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и наведенным потенциалом сверхпроводящего	
спаривания Вопилкии F A Росии Л С Панкратов А Л Кразе С А Яблоков А А Ингина A R Шов	40
кун А.Д., Кулаков А.Б. Исследование технологии создания одиночных меза-структур ВіSrCaCuO	42
Галеева А.В., Парафин А.Е., Мастеров Л.В., Павлов С.А., Панкратов А.П., Ланилов С.Н.	12
Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. Терагерцовая фотопроводимость в YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} вблизи темпера-	1 4
туры сверлироводящего перехода	44

Галин М.А., Курин В.В., Клушин А.М., Краснов В.М. Сверхизлучательный фазовый переход
в массивах джозефсоновских контактов
Гимазов И.И., Лядов Н.М., Таланов Ю.И., Чареев Д.А., Васильев А.Н. Исследование фазовых
переходов соединения FeTe _{1-x} Se _x методом микроволнового поглощения
Гольдитейн К.Д., Шутов Г.М., Чурин С.А. Индуктивная связь между кристаллитами в сверх-
проводящем кольце YBaCuO выращенном с применением нескольких зародышей
Гринберг Я.С., Штыгашев А.А. Импульсное возбуждение в двухкубитных системах
Денисенко М.В., Кленов Н.В., Сатанин А.М. Инициализация нелокальных состояний связан-
ных джозефсоновских кубитов униполярными импульсами
Жуков А.А., Погосов В.В., Лозовик Ю.Е. Алгоритмическая симуляция динамики спиновых си-
стем на сверхпроводниковом квантовом компьютере IBM56
Жуков А.А., Ремизов С.В., Шапиро Д.С., Погосов В.В., Лозовик Ю.Е. Генерация квантовой
запутанности в ансамбле сверхпроводниковых кубитов с помощью параметрических воз-
буждений
Жуков А.А., Шапиро Д.С., Погосов В.В., Лозовик Ю.Е. Динамика мезоскопического ансамбля
кубитов, связанных с резонатором: роль коллективных темных состояний
Карелина Л., Бен Хамида А., Чичков В., Больгинов В. Возможности масштабирования джо-
зефсоновской магнитной памяти на основе слабо-ферромагнитного сплава Pd _{0.99} Fe _{0.01}
Ким Ч.С., Пашин Д.С., Сатанин А.М. Диссипативная динамика джозефсоновского осциллятора
под действием переменного тока: захват в резонанс и квантовый аналог задачи Арнольда
Кинев Н.В., Рудаков К.И., Барышев А.М., Кошелец В.П. Линзовая щелевая антенна для джо-
зефсоновского широкополосного генератора ТГ и диапазона
Клепикова А.С., Шелушинина Н.Г., Петухов Д.С., Чарикова Т.Б., Иванов А.А. Анизотропия
эффекта Холла в квазидвумерном электронно-легированном сверхпроводнике
$Nd_{2-x}Ce_{x}CuO_{4+\delta}$
<i>Клушин А.М., Галин М.А., Курин В.В., Кrasnov V.М., Киааи F., Кleiner К.</i> Низкотемпературная
сканирующая лазерная микроскопия массивов ниооиевых джозефсоновских контактов
Конев Б.Б., улитко Б.А., Асинския Д.П., Панов Ю.Д., Москвин А.С. Блияние локальных кор-
реляции на переход «однородный изолятор-сверхпроводник» в доменных траницах фазы
зарядового порядка 2D системы со смешанной валентностью
Кузнецов Б.И. Квантовые магниторезистивные пс/2ени периодические осцилляции в сверхпро-
водящем кольце
Кузьмин Л.С., Мухин А.С., Чисинев А.Б. Гезонансные обложетры на холодных электронах как
$T_{\rm V2LMUU} = 100000000000000000000000000000000000$
нов Л А Электронное самоохлаждение болометра на холодных электронах вместо рефри-
жератора растворения для летекторов ограниченных фотонным шумом 78
Кунцевич А.Ю. Брызгалов М.А. Прудкогляд В.А. Мартовицкий В.П. Селванов Ю.Г. Чи-
жевский Е.Г. Легированные халькогенилы висмута: кандилаты в топологические сверх-
проволники
Курин В.В. Шерешевский И.А. Вдовичева Н.К. Лиаграммы направленности лжозефсонов-
ских антенн бегушей волны
<i>Мазов Л.С.</i> Граница вихревого состояния в проволящих слоях Си- и Fe-ВТСП
Марычев П.М., Водолазов Л.Ю. Индушированные солитонами осцилляции критического тока
в мостиках из двузонных сверхпроводников
Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Скороходов Е.В., Юнин П.А. Исследование изо-
лирующей области планарных сверхпроводниковых YBaCuO структур, формируемых ме-
тодом задающей маски
Миронов С.В., Водолазов Д.Ю., Ерин Ю.С., Самохвалов А.В., Мельников А.С., Буздин А.И.
Низкотемпературная неустойчивость ФФЛО в системах сверхпроводник – ферромагне-
тик
Мошкова М.А., Дивочий А.В., Морозов П.В., Золотов Ф.И., Вахтомин Ю.Б., Смирнов К.В.
Высокоэффективные NbN однофотонные детекторы с разрешением числа фотонов

Овсянников Г.А., Гришин А.С., Петржик А.М., Шадрин А.В., Константинян К.И., Кислин- ский Ю.В., Cristiani G., Logvenov G. Сверхпроводниковые гетероструктуры с прослойкой с	
сильным спин-орбитальным взаимодействием	94
Пестов Е.Е., Ноздрин Ю.Н., Елькина А.И., Ерин Ю.С., Лю М., Aswartham S., Морозов И.В., Клушин А.М., Мельников А.С. Особенности нелинейного СВЧ отклика высокотемпера-	
турных сверхпроводников на основе железа	96
<i>Пугач Н.Г., Сафончик М.О., Хайм Д.</i> Сверхпроводящие спиновые вентили на основе спираль- ных магнетиков	98
Рабинович Д.С., Бобкова И.В., Бобков А.М. Спонтанные токи и неоднородные фазовые состо-	
яния в гибридных структурах сверхпроводник/ферромагнетик	100
Рахмонов И.Р., Шукринов Ю.М. Переворот магнитного момента импульсом внешнего магнит- ного поля в одноконтактном СКВИЛе с Фи-0 переходом	102
Рахмонов И Р Шукринов Ю М Родин К М Tokic I Mali Р Резонансные свойства кольше-	
вой системы парациельных джозефсоновских переходов	104
Ревин Л.С., Панкратов А.Л., Мастеров Д.В., Парафин А.Е., Вопилкин Е.А., Павлов С.А., Краев С.А., Чигинев А.В., Яблоков А.А. Исследование ВАХ ҮВСО и ВЅССО джозефсо- новских контактов	104
Рязанов В.В. О результатах совместного российского проекта «Создание технологии обработки информации на основе сверхпроволящих кубитов»	108
Савинов Д.А., Антонов А.В., Иконников А.В., Мастеров Д.В., Михайлов А.Н., Морозов С.В., Ноздрин Ю.Н., Павлов С.А., Парафин А.Е., Тетельбаум Д.И., Уставщиков С.С., Юнин П.А. Особенности фазовых диаграмм узких сверхпроводящих мостиков на основе	
YBaCuO с разной дозой имплантации ионов кислорода	112
<i>Самохвалов А.В.</i> Осцилляции Литтла-Паркса в неодносвязных гибридных структурах ферро- магнетик-сверхпроволник с эффектом близости	114
<i>Строганов П.Л., Фоминов Я.В.</i> Расщепление куперовских пар в баллистических ферромагнит- ных СКВИЛах	116
<i>Таланов Ю.И.</i> , <i>Гимазов И.И.</i> , <i>Adachi T</i> . Обнаружение волн зарядовой плотности в кристаллах	-
LSCO с помощью измерений сопротивления и микроволнового поглошения	118
Уставщиков С.С., Аладышкин А.Ю., Вдовичев С.Н., Гребень К., Клушин А.М., Курин В.В., Маркелов В.А., Ноздрин Ю.Н., Пестов Е.Е., Самохвалов А.В. Исследование температур- ной зависимости глубины проникновения магнитного поля в ультратонких сверхпроводя-	120
Флоря И.Н., Корнеева Ю.П., Михайлов М.Ю., Девизенко А.Ю., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н. Статистика фотоотсчетов сверхпроводникового однофотонного детектора из трехслойной	120
	122
Хаимович И.М., Shilpi S., Roldan E., Neri I., Golubev D.S., Maisi V.F., Peltonen J.T., Julicher F., Pekola J.P. Records of entropy production in a single electronic device	124
Чуйкин О.А., Гринберг Я.С. Эффективность детектирования микроволновых фотонов для си-	
стемы двух кубитов при наличии общего канала распада	126
<i>Чурин С.А.</i> Синтез $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ в поле с градиентом температуры	128
Шукринов Ю.М., Nashaat M., Botha A.E. Джозефсоновские наноструктуры с ферромагнитны-	130

Секция 2 Магнитные наноструктуры

Tatarskiy D.A., Skorokhodov E.V., Vdovichev S.N., Shirokova A.V., Gusev S.A. Influence of the sur-	
face on the chiral magnetic states in ferromagnetic disks	135
Teixeira B., Timopheev A., Auffret S., Sousa R.C., Dieny B., Sobolev N.A. Easy-cone magnetic state	
in double-MgO free layers for perpendicular magnetic tunnel junctions	137
Tretiakov O.A. Hall effects and lifetime of antiferromagnetic skyrmions	139

Аплеснин С.С., Масюгин А.Н., Ситников М.Н., Рыбина У.И., Ишибаши Т. Магнитострикция	1.40
и тепловое расширение пленок висмут – неодимовых ферритов – гранатов	.140
Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Нургазизов Н.И. Магнитно-силовая микроскопия субмикронных ферромагнитных частии с конфигурационной анизотропией	.142
Болтаев А.П., Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А., Егоров Л.А. Аномальная оптическая невзаим-	
	144
Бурдин Л 4 Сасальсе Л В Плочаноса Л Л Фетисос ЛЮ Уайес П Обратный магнитоэлек-	
триновний афракт в иненерии и моринти и стриктирах AIN/EeCoSiD	146
трический эффект в планарных магнитных структурах Ану/гесобів	.140
Бухараев А.А., Бизяев Д.А., Чукланов А.П., Нургазизов Н.И. Стреинтронные ячеики памяти на	1.40
основе субмикронных ферромагнитных частиц с конфигурационной анизотропией	.148
Валеев Р.Г., Сташкова В.В., Алалыкин А.С. Формирование наноструктурированных пленок	
никеля на поверхности пористого Al ₂ O ₃ для каталитических и магнитных приложений	.150
Васинович Е.В., Москвин А.С., Панов Ю.Д. Конденсация (псевдо)магнонов в двумерной ани-	
зотропной S = 1 (псевдо)спиновой системе	.152
Ведь М.В. Лопохин М.В. Лесников В.П. Лемина П.Б. Здоповейшев А.В. Ланилов Ю.А.	
<i>Кудрин А.В.</i> Спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур	151
InFeSb/GaAs/InGaAs	.154
Веояев А.В., Рыжанова Н.В., Журавлев М.Е., Tsymbal E.Y. Зарядовый и спиновый ток в маг-	
нитных наноконтактах	.156
Высоцкий С.Л., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А., Новицкий Н.Н.,	
Стогний А.И., Mruczkievicz M., Krawczyk M., Никитов С.А. Спиновые волны в магнит-	
ных метаструктурах на основе пленок ЖИГ	.158
Высочкий С.Л. Хивиниев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Новичкий Н.Н.,	
Столний А И Филимонов Ю А Магнонные структуры с метаповерхностью	160
$\Gamma_{adamagnan} MM$ Γ_{au}	.100
Гаожиалиев М.М., Саипулаева Л.А., Мельникова Н.Б., Алиоеков А.Г., Гаоиоов С.Ф., Пирма-	
гомеоов З.Ш., Эфеноиева Т.Н., Захвалинскии В.С., Теоеньков А.В., Суханов Т.В., Марен-	
<i>кин С.Ф., Моллаев А.Ю.</i> Термоэлектрические свойства $Cd_3As_2+44.7\%$ MnAs в широком	
интервале температур и давления	.162
Глушков В.В., Азаревич А.Н., Анисимов М.А., Богач А.В., Божко А.Д., Гаврилкин С.Ю., Де-	
мишев С.В., Духненко А.В., Краснорусский В.Н., Кузнецов А.В., Случанко Н.Е., Филипов	
В.Б., Шицевалова Н.Ю. Скрытая квантовая критичность и тяжелые фермионы в	
Tm_{1} , $Yb_{v}B_{12}$.164
Гопев Р.В. Миронов В.Л. Сапожников М.В. Спин-волновые резонансы в планарных ферро-	
магнитину элементах крестообразной формы	166
ran = D B C a maximum M B M maximum B T Фана с с с так так то с с так так то с с так так то с с так	.100
<i>Горев Р.В., Сапожников М.В., Миронов В.Л.</i> Ферромагнитный резонанс в локально модифи-	1.00
цированных кольцевых областях многослойных пленок Co/Pt	.168
Горев Р.В., Якубов Р.Р., Скороходов Е.В., Вдовичев С.Н., Миронов В.Л. Ферромагнитный ре-	
зонанс магнитостатически взаимодействующих массивов микрополосок	.170
Горнаков В.С., Шашков И.В., Лебедкин М.А., Лебедкина Т.А. Доменная структура и микро-	
механизмы перемагничивания в квазидвумерных обменно-смещенных наномагнетиках	.172
Гусев Н.А., Капралов П.О., Калиш А.Н., Князев Г.А., Белотелов В.И., Ветошко П.М., Звез-	
$\lambda \mu \mu \Lambda K$ Магнитооптинеский сенсов магнитого поля на основе магнитоппазмонного кри-	
бил л.к. Магнитооптический сенсор магнитного поля на основе магнитоплазмонного кри-	174
	.1/4
сталла	
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль-	.176
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности	
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А., Широкова А.В. Лоренцева электронная	
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А., Широкова А.В. Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур Co/Pt	178
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А., Широкова А.В. Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур Co/Pt Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Лесников В.П., Вихрова О.В., Крюков Р.Н., Антонов И.Н., Тол-	178
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А., Широкова А.В. Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур Co/Pt Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Лесников В.П., Вихрова О.В., Крюков Р.Н., Антонов И.Н., Тол- качев Л.С. Исслелование особенностей формирования и свойств полупроволников A^3B^5	178
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А., Широкова А.В. Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур Co/Pt Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Лесников В.П., Вихрова О.В., Крюков Р.Н., Антонов И.Н., Тол- качев Д.С. Исследование особенностей формирования и свойств полупроводников A ³ B ⁵ , сильно легированных железом	178
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А., Широкова А.В. Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур Co/Pt Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Лесников В.П., Вихрова О.В., Крюков Р.Н., Антонов И.Н., Тол- качев Д.С. Исследование особенностей формирования и свойств полупроводников А ³ В ⁵ , сильно легированных железом	178 180
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А., Широкова А.В. Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур Co/Pt Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Лесников В.П., Вихрова О.В., Крюков Р.Н., Антонов И.Н., Тол- качев Д.С. Исследование особенностей формирования и свойств полупроводников А ³ В ⁵ , сильно легированных железом Демидов Е.С., Вдовичев С.Н., Рогов В.В., Лесников В.П., Карзанов В.В., Бударин Л.И., Гасай- инае 2.Ш. Пропримира спобора обманиото рассисства с рассистрования Л.И., Гасай-	178 180
сталла Гусев Н.С., Ермолаева О.Л., Рогов В.В., Караштин Е.А., Фраерман А.А. Управление кираль- ностью в магнитных пленках с неколлинеарным распределением намагниченности Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А., Широкова А.В. Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур Co/Pt Данилов Ю.А., Кудрин А.В., Лесников В.П., Вихрова О.В., Крюков Р.Н., Антонов И.Н., Тол- качев Д.С. Исследование особенностей формирования и свойств полупроводников А ³ В ⁵ , сильно легированных железом Демидов Е.С., Вдовичев С.Н., Рогов В.В., Лесников В.П., Карзанов В.В., Бударин Л.И., Гасай- ниев З.Ш. Проявление слабого обменного взаимодействия в ферромагнитном резонансе	178 180

Демина П.Б., Ведь М.В., Вихрова О.В., Дорохин М.В., Здоровейщев А.В., Кудрин А.В. Моди- фицирование границы раздела металл/полупроводник в спиновых светоизлучающих дио- дах CoPt/(In)GaAs	184
Демишев С.В., Краснорусский В.Н., Богач А.В., Гильманов М.И., Случанко Н.Е., Шицевало- ва Н.Ю., Филипов В.Б., Глушков В.В. Фаза электронного нематика в гексабориде церия	186
Долуденко И.М., Жигалина О.М., Загорский Д.Л., Бедин С.А., Шаталов А.С., Артемов В.В. Получение споевых нанопроволок, исспелование их структуры и магнитных свойств	188
Дровосеков А.Б., Савицкий А.О., Крейнес Н.М., Рыльков В.В., Николаев С.Н., Черногла- зов К.Ю., Черебыло Е.А., Михалевский В.А., Новодворский О.А., Маслаков К.И., Parul Pandey, Wang M., Xu C., Helm M., Zhou S. Влияние плотности энергии лазерного пучка на магнитные свойства тонких пленок Mn _x Si _{1-x} (х ≈ 0.5), приготовленных методом импульсно- го дазерного осаждения	190
Дровосеков А.Б., Савицкий А.О., Холин Д.И., Мануйлович Е.А., Крейнес Н.М., Рябухи- на М.В., Проглядо В.В., Кравцов Е.А. Влияние прослойки Сг на структурные и магнитные свойства сверхрешеток Fe/Cr/Gd	
Дюжев Н.А., Юров А.С., Чиненков М.Ю., Пушкина М. Технологические способы увеличения	
чувствительности МЭМС-сенсоров магнитного поля на основе магниторезистивных тон- ких пленок	194
Жакетов В.Д., Вдовичев С.Н., Никитенко Ю.В. Температурная возвратность и корреляция состояний магнитных наноструктур в Nb(70нм)/Ni[65%]Cu[35%](6.5нм)/Si	196
Загорский Д.Л., Бедин С.А., Долуденко И.М., Шаталов А.С., Жигалина О.М., Фролов К.В., Ломов А.А., Чуев М.А. Структура и магнитные свойства металлических нанопроволок, по- лученных метолом матричного синтеза	198
Зубков С.Ю., Крюков Р.Н., Николичев Д.Е., Дорохин М.В., Звонков Б.Н. Химический состав	
разбавленного магнитного полупроводника InMnAs	200
алах с помощью датчиков магнитного поля	
арным распределением намагниченности	204
го-Мория и скирмионах в пленках Ru/Co/W/Ru Криштоп В.Г., Жукова Е.Н., Фомин Л.А., Черных А.В., Михайлов Г.М. Изпучательные спек-	206
тры наноструктурированных пленок магнитных металлов	208
Крюков Р.Н., Николичев Д.Е., Боряков А.В., Данилов Ю.А., Лесников В.П., Зубков С.Ю. То- пография и состав ферромагнитных слоев GaFeSb, выращенных импульсным лазерным	210
Кудасов Ю.Б., Логунов М.В., Козабаранов Р.В., Макаров И.В., Маслов Д.А., Платонов В.В., Светлов А.С., Сурдин О.М. Фазовая диаграмма висмутовых разбавленных ферритов-	
гранатов в сильных магнитных полях	.212
структур с CoPt барьером Шоттки	
<i>Логунов М.Б., Никитов С.А.</i> Самоорганизация периодических доменных структур в ферроиках <i>Ляпилин И.И., Окороков М.С.</i> Спин-волновая динамика и эффекты увлечения в структурах	.210
Малышева Е.И., Дорохин М.В., Данилов Ю.А., Парафин А.Е., Ведь М.В., Кудрин А.В., Здоро- вейщев А.В. Повышение рабочей температуры спиновых светоизлучающих диодов (Ga, Mp)As/GaAs путём постростовых возлействий	220
<i>Мамин Р.Ф.</i> Двумерный электронный газ на границе сегнетоэлектрика антиферромагнетика	
Метлов К.Л., Богатырев А.Б. Топологические уравнения связи в магнитных текстурах	224
нитосопротивления	225

<i>Миронов В.Л., Ермолаева О.Л.</i> Управляемое зарождение доменной стенки в нанопроволоках с	
перпендикулярной намагниченностью	227
Михайлов Г.М., Маликов И.В., Березин В.А., Фомин Л.А., Пяткин С.В., Рай Д.Б. Особенно-	
сти эпитаксиального роста и магнитное строение пленочных микроструктур Fe ₂ CoA1	229
Морозов А.И. Магниторезистивная память с записью электрическим полем на основе упругого	
взаимодействия слоев	231
Найденов П.Н., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Чехов А.Л., Мурзина Т.В. Синтез симметрич-	
ных 1D магнитоплазмонных кристаллов Bi ₃ Fe ₅ O ₁₂ /Au/(BiTm) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂ комбинированием	
ионно-лучевых методов	233
Никитов С.А., Бегинин Е.Н., Садовников А.В., Шараевская А.Ю., Стогний А.И. 3D-маг-	
нонные кристаллы	235
Николичев Д.Е., Крюков Р.Н., Зубков С.Ю., Данилов Ю.А., Лесников В.П., Парафин А.Е. Из-	
менение топографии и состава слоев GaMnAs в результате отжига эксимерным лазером	237
Никулин Ю.В., Хивиниев Ю.В., Филимонов Ю.А. Влияние тока на магнетосопротивление в	
Ру-Си-Ру латеральной спинвентильной структуре	239
Новодворский О.А., Михалевский В.А., Гусев Л.С., Лотин А.А., Паршина Л.С., Храмова О.Л.	
Черебыло Е.А., Лровосеков А.Б., Савиикий А.О., Крейнес Н.М., Рыльков В.В., Никола-	
ев С. Н. Черноглазов К.Ю. Маслаков К.И. Молификация ферромагнитных свойств тонких	
пленок Si. Mn синтезируемых методом импульсного дазерного осаждения при измене-	
нии парления буферного газа	241
Оснавания бущенно ПО Ильни Н A Брахос К A Саманоса F M Мишина F Π	
Сверубистрое переключение магнитного состояния среды фемтосекундным импульсом	
сверховетрое переключение магнитного состояния среды фемтосскундным импульсом	2/2
циркулярно поляризованного лазерного излучения в пленках Бугесо	243
павлов Б.Б., усачев п.А., пефеоов С.Г., Стогнии А.И., Пашкевич М.Б., повицкии п.П., Каз-	
ид п., писирев г.в. Оптические и магнитооптические своиства многослоиных нанораз-	245
M срных пленок [CO/ ΠO_2]n	243
Павлова А.Ю., Миляев М.А., Наумова л.И., Чернышова Т.А., Прогляоо Б.Б., Максимова И.К. Устинова В.В. Сомостика мисторально с иторанов с иторанов с иторанов с иторанов с иторанов с иторанов с	
И.К., УСТИНОВ В.В. Сенсорные микроооъекты на основе спиновых клапанов с прослоикои	247
	247
Ползикова Н.И., Алексеев С.Г., Пятаикин И.И., Лузанов В.А., Раевскии А.О., Котов В.А.,	
<i>Темирязева М.П.</i> Электроакустическое возоуждение спиновых волн и их детектирование	240
за счет обратного спинового эффекта Холла	249
Помозов А.Р., Колмычек И.А., Ганьшина Е.А., Новиков В.Б., Волкова О.Ю., Леонтьев А.П.,	
Напольскии К.С., Мурзина Т.В. Оптические эффекты в магнитных гиперболических ме-	0.5.1
таматериалах	251
Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А., Егоров Д.А., Болтаев А.П. Двумерная обменная спиновая	
пружина в магнитных «островковых сверхрешетках»	253
Рульков А.С., Морозова Е.А., Перов А.А. Магнитные блоховские состояния носителей в квад-	
рупольных полуметаллах	255
Рыльков В.В., Демин В.А., Емельянов А.В., Николаев С.Н., Ситников А.В., Никируй К.Э.,	
Пресняков М.Ю., Талденков А.Н., Васильев А.Л., Черноглазов К.Ю., Веденеев А.С., Ка-	
линин Ю.Е., Бугаев А.С., Грановский А.Б. Магнитные, транспортные и мемристивные	
свойства гранулированного нанокомпозита (CoFeB) _x (LiNbO _y) _{100-x}	257
Савочкин И.В., Jäckl М., Белотелов В.И., Акимов И.А., Кожаев М.А., Сылгачева	
Д.А., Чернов А.И., Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Бержанский В.Н., Яковлев Д.Р.,	
Звездин А.К., Bayer М. Управление фазой и спектром спиновых волн, возбуждаемых фем-	
тосекундными лазерными импульсами	259
Садовников А.В., Грачев А.Г., Одинцов С.А., Бегинин Е.Н., Шараевский Ю.П., Никитов С.А.	
Коллективная динамика и дискретная дифракция спиновых волн в массиве магнитных ла-	
теральных структур	261
Самардак А.С., Огнев А.В., Колесников А.Г., Стеблий М.Е., Самардак А.Ю., Чеботке-	
вич Л.А., Садовников А.В., Никитов С.А., Кіт G.W., Кіт Ү.J., Cha I.H., Кіт Ү.К. Усиле-	
ние спин-орбитальных эффектов посредством структурной модификации ультратонких	
магнитных пленок с нарушенной инверсной симметрией	263

V_{dataa}
у облов О.1., Белооорооов И.С. Магнито-электрический эффект в транулированных мультифе- роиках
<i>Уздин В.М., Поткина М.Н., Лобанов И.С., Йонссон Х.</i> Скейлинг и топологическая защита магнитных скирмионов
Устинов А.Б., Кондрашов А.В., Никитин А.А., Дроздовский А.В., Калиникос Б.А. Нелиней-
ные спин-волновые процессы в пленках железо-иттриевого граната и их применение в устройствах сверхвысокочастотной микроэлектроники и радиофотоники
Фетисов Л.Ю., Савельев Д.В., Плеханова Д.Д., Чашин Д.В., Фетисов Ю.К. Влияние электри-
ческого поля на характеристики магнитоэлектрического эффекта в композитных структу-
рах с монокристаллами пьезоэлектриков27.
Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.,
<i>Стогний А.И., Никитов С.А.</i> Спиновые и магнитоупругие волны в субмикронных плен- ках ЖИГ, полученных ионным распылением на подложках ГГГ и Si
Чехов А.Л., Стогний А.И., Сато Т., Мурзина Т.В., Раздольский И., Ступакевич А. Сверх-
быстрая спиновая динамика в плазмонной структуре золото/феррит-гранат
Шайхулов Т.А., Овсянников Г.А., Демидов В.В. Затухание спиновой прецессии в гетерострук- турах манганит/нормальный металл

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Kholkin A.L., Kalinin A., Alikin D., Romanyuk K., Kopyl S., Vasilev S., Vasileva D., Zelenovskiy P.,	202
Shur V. Ya. Piezoresponse force microscopy of emergent piezoelectric materials	283
Pai W.W., Chu M.W., Chen W.I., Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V., Zyötsev S.G.,	
Nasretainova V.F., Ustenko M.D., Zupanic E., van Midden H.J.P., van Midden M., Sturm S.,	205
Prodan A., Ichernychova E., Bennett J.C. STM studies of the charge-density waves in NbS ₃ -11	285
Voloain A., van Haesendonck C., Skoroknoaov E.V., Gorev R.V., Mironov V.L. Magnetic resonance	207
force microscopy of individual domain wall	287
Анкудинов А.В. Состояния скольжения-прилипания в силовом взаимодействии зонда атомно-	
силового микроскопа с образцом	289
Бахтизин Р.З., Орешкин А.И., Музыченко Д.А., Орешкин С.И., Яковлев В.А., Murugan P., Chandrasekaran S.S., Kumar V. Атомно-масштабные исследования адсорбции молекул	
фторфуллеренов на поверхности твердых тел	291
Башкиров С.А., Темирязев А.Г. Об архитектуре программ управления СЗМ и возможности со-	
злания новых алгоритмов работы пользователями прибора	293
Вдовичев С.Н., Гусев Н.С., Рогов В.В., Сапожников М.В., Трушин С.А., Фраерман А.А., Яша-	
нин И.Б. Магниторезистивные спин-туннельные элементы для латчиков магнитного поля	
Воротынцев И.В., Потапов А.А., Рассадин А.Э., Степанов А.В., Фомин Л.А., Михайлов Г.М.,	> c
Маликов И.В. Верификация модели Кардара-Паризи-Цванга на примере роста эпи-	207
таксиальных пленок сплава I еислера Fe ₂ CoAI	297
Гладких Е.В., Кравчук К.С., Усеинов А.С., Никитин А.А. Измерение механических свойств	
стали после радиационного воздействия с помощью наноиндентирования и сканирующей	
зондовой микроскопии	299
Горев Р.В., Скороходов Е.В., Миронов В.Л. Микромагнитное моделирование отклика магнит-	
но-резонансного силового микроскопа	301
Гришин М.В., Гатин А.К., Дохликова Н.В., Сарвадий С.Ю., Шуб Б.Р. Адсорбция и взаимо-	

Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Яковлев А.А., Михалюк А.Н., Еремеев С.В., Зо- тов А.В., Саранин А.А. 2D соединение 2×2-InSb/Si(111): атомная структура и электронные свойства	305
Гущина Е.В., Дунаевский М.С., Лебедев С.П., Давыдов В.Ю., Лебедев А.А. Исследования мо- нослойных графеновых покрытий на поверхности SiC методами сканирующей зондовой микроскопии	307
Дохликова Н.В., Колченко Н.Н., Гришин М.В., Шуб Б.Р. Адсорбция водорода на интерфейсе	200
золото-графит	309
<i>Дунаевскии м.С., Алексеев П.А., Оеуш Г., Landerania Е., Надуген Т., Lipsanen H.</i> Определе- ние модуля Юнга вюрцитных нанопроводов А ^Ш В ^V методами сканирующей зондовой мик- роскопии	311
<i>Ельцов К.Н., Павлова Т.В., Скороходов Е.С.</i> Квантовый компьютер на основе отдельных ато- мов примеси в системе ²⁸ Si: ³¹ P. Состояние проблемы и перспективы	313
Ермолаева О.Л., Сапожников М.В., Гусев Н.С., Скороходов Е.В., Миронов В.Л. Магнитно- силовая микроскопия доменной структуры модифицированных слоев Co/Pt с перпендику- лярной анизотропией.	315
Зиганшина С.А., Морозова А.С., Зиганшин М.А., Бухараев А.А. Формирование наноразмерных	
структур на основе ди- и трипептидов под действием термической обработки и органиче- ских паров	317
Зотов А.В., Олянич Д.А., Мараров В.В., Утас Т.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Груз- нев Д.В., Саранин А.А. С ₆₀ trilliumenes: необычные двумерные соединения фуллеренов и металлов	. 319
Ильина М.В., Ильин О.И., Коньшин А.А., Агеев О.А. Исследование прямого пьезоэлектриче- ского эффекта в вертикально ориентированных углеродных нанотрубках методом атомно-	
силовой микроскопии	320
Кирсанкин А.А., Дохликова Н.В., Сарвадий С.Ю. Наночастицы меди: эксперимент и DFT- расчет	324
Климин В.С., Резван А.А. Наноразмерное профилирование GaAs структур комбинацией мето- дов локального анодного окисления и плазмохимического травления Коваленко С.Л., Павлова Т.В., Канишева О.И., Ельиов К.Н. Атомные дефекты в азотирован-	326
ном графене	328
<i>Комаров Н.С., Андрюшечкин Б.В.</i> Структурные фазовые переходы в слое хемосорбированного йода на поверхности Ni(100)	330
Кузнецова Т.А., Зубарь Т.И., Лапицкая В.А., Судиловская К.А., Чижик С.А., Углов В.В., Ши- манский В.И., Квасов Н.Т. Механические свойства тонких пленок AlSiN как критерий	
термической стаоильности	332
Лискин Д.А., Филатов Д.О., Горшков О.Н., Антонов Д.А., Антонов И.Н., Шенина М.Е., Но- виков А.С. Исследование локальной фотопроводимости пленок ZrO ₂ (Y) с наночастицами	226
Аи методом туннельной атомно-силовой микроскопии	0000 228
Маслеников И.И., Усеинов А.С., Кравчук К.С., Косиова А.А. Решетов В Н. Статистический	
учет влияния шероховатости на значения твердости, измеряемые при помощи метода ин-	340
<i>Михайлов Г.М., Фомин Л.А., Маликов И.В., Черных А.В., Пяткин С.В., Рай Д.П., Чичков</i> <i>Б.Н.</i> Возможности магнитно-силовой микроскопии и микромагнитных расчетов в исследовании свойств ферро- и антиферромагнитных эпитаксиальных микро и метаструктур	342

Новиков А.С., Филатов Д.О., Антонов Д.А., Антонов И.Н., Шенина М.Е., Горшков О.Н. Ис-	
следование влияния оптического излучения на резистивное переключение в пленках	
ZrO ₂ (Y) с наночастицами Au методом туннельной атомно-силовой микроскопии	344
Нургазизов Н.И., Бизяев Д.А., Бухараев А.А. МСМ исследования влияния механического	
напряжения на доменную структуру пермаллоевой микрочастицы	346
Павлова Т.В., Коваленко С.Л., Ельцов К.Н. Механизм интеркаляции золота под монослой гра-	
фена на поверхности Ni (111)	348
Петров А.Б., Бахтизин Р.З., Гоц С.С. Использование квантовых точек в качестве сенсоров	
первичных датчиков информации при АСМ исследованиях поверхности твердых тел	350
Полякова В.В. Зондовая технология профилирования поверхности подложки кремния для со-	
здания элементов наноэлектроники	352
Саранин А.А., Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Матецкий А.В., Wei C.M.,	
Hsing C.R., Михалюк А.Н., Зотов А.В. Атомная структура, электронные и транспортные	
свойства двумерного соединения Si(111) V7×V7-(Tl, Au)	354
Сарвадий С.Ю., Гатин А.К., Гришин М.В., Шуб Б.Р. Наблюдение хемосорбции водорода на	
поверхности единичных наночастиц золота методами СТМ и СТС	356
Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Володин А.П., Миронов В.Л. Магнитно-резонансная си-	
ловая спектроскопия массива микрополосок пермаллоя	358
Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Резник А.Н., Поляков В.В., Быков В.А., Володин А.П., Ми-	
ронов В.Л. Магнитно-резонансный силовой микроскоп на базе СЗМ комплекса «Solver HV»	360
Соснов Е.А., Кочеткова А.С. Возможности АСМ по оценке морфологии продуктов MH/ALD	362
Суханова Т.Е., Вылегжанина М.Э., Валуева С.В., Мелешко Т.К., Иванов И.А., Гасилова Е.Р.,	
Филиппов А.П., Якиманский А.В., Гельфонд М.Л. АСМ исследование биоразлагаемых	
полимерных наноконтейнеров и наночастиц, загруженных фотосенсибилизаторами	363
Темирязева М.П., Здоровейщев А.В., Вихрова О.В., Миргородская Е.Н., Темирязев А.Г. Ис-	
следование перемагничивания пленок CoPt. Бесконтактная МСМ микроскопия. Магнитная	
и токовая перестройка доменной структуры	365
Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Белугина Н.В. Наблюдение фазового перехода в кри-	
сталлах триглицинсульфата <i>in situ</i> методом микроскопии пьезоэлектрического отклика	367
Уставщиков С.С., Путилов А.В., Алабышкин А.Ю. Туннельная интерферометрия и измере-	2.00
ние толщины ультратонких пленок Рb(111)	369
Феоотов Н.И., Заицев-Зотов С.В. Наолюдение с помощью СТМ связанных состоянии дира-	271
ковских электронов на поверхности $B_{1_2}Se_3$	3/1
Филатов Д.О., Антонов И.Н., Коряжкина М.Н., Ряоова М.А., Дунаевскии М.С. Изучение	
процессов локальной аккумуляции заряда в пленках $2rO_2(Y)$, $HIO_2(Y)$, SIO_2 с наночастица-	272
ми Аи методом Кельвин-зонд микроскопии	3/3
Филатов Д.О., Казанцева И.А., Антонов Д.А., Антонов И.Н., Шенина М.Е., Горшков О.Н.	
наолюдение квантоворазмерных эффектов при исследовании резистивного переключения	
в диэлектрических пленках с наночастицами Аи методом туннельнои атомно-силовои мик-	275
роскопии	3/3
Фильнов С.О., Климовских И.И., Герещенко О.Е., Естюнин Д.А., Шикин А.М. Управление	
запрещеннои зонои в топологических изоляторах, легированных редкоземельными и пере-	277
ходными металлами для квантового аномального эффекта Холла	3//
Харитонов В.А., уласевич С.А., Гришин М.В., Сарваоии С.Ю., Шуо Б.Р. Морфология двух-	
компонентных наноструктурированных покрытии на основе платиновых и оорорганиче-	270
ских наночастиц	3/9
чаика А.Н., Ионов А.М., Мягков А.Н., Семенов В.Н., Божко С.И. Регулярные системы ступе-	201
неи на чистои поверхности $S1(55/)$	381
шикин А.М., Рыокина А.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Кох К.А., Терещенко О.Е., Красовский Е.Е., Чулков Е.В., Скирдков П.Н., Звездин К.А., Звездин А.К. Локальная	
намагниченность, индуцируемая синхротронным и лазерным излучением в магнитно-	
допированном топологическом изоляторе, и возможность ее индикации и манипуляции	383
Шур В.Я., Аликин Д.О., Турыгин А.П. Прямое прорастание доменов и формирование заряжен-	
--	------
ных доменных стенок при локальном переключении поляризации на неполярном срезе	.385
Яминский И.В. Биомедицинские маршруты сканирующей зондовой микроскопии	.387

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Абраменко Д.Б., Анциферов П.С., Дорохин Л.А., Крайнов П.В. Внероуландовский спектро-	
метр скользящего падения со смещенной щелью	.393
Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Клюенков Е.Б. Модернизированная методика термопластическо-	
го изгиба стекла для изготовления цилиндрических поверхностей для рентгеновских зеркал	.395
Ахсахалян А.А., Вайнер Ю.А., Гарахин С.А., Зуев С.Ю., Мазо Л.А., Нечай А.Н., Николен-	
ко А.Д., Парьев Д.Е., Плешков Р.С., Полковников В.Н., Салашенко Н.Н., Свечни-	
ков М.В., Чхало Н.И. Комплект многослойных рентгеновских зеркал для двухзеркального	
монохроматора на диапазон длин волн 0.41-15.5 нм	.397
Ахсахалян А.А., Салашенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Прешизионные измерения абер-	
	300
$F_{a_1a_1u_1a_2u_2u_1}$ A $M_{u_1u_2u_2u_2u_2u_2u_2u_2u_2u_2u_2u_2u_2u_2u$	
при их изготорлении и эконциотации в приборах рештериорской астрономии	401
при их изготовлении и эксплуатации в приоорах рентгеновской астрономии	.401
Богачев С.А., Бишняков Е.А., Кузин С.Б., Перцов А.А., Цыоин Н.Н., Чхало Н.И. Испытания	402
детекторов для телескопов космического эксперимента АРКА	.403
Богачев С.А., Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Цы-	
бин Н.Н. Влияние нанометровых защитных покрытий на временную стабильность и меха-	
нические свойства тонкопленочных алюминиевых абсорбционных фильтров	.405
Бушуев В.А., Петров И.А. Анализ простой двухкристальной схемы линии задержки фемтосе-	
кундных рентгеновских импульсов с произвольной степенью временной когерентности	.407
Вайнер Ю.А., Зуев С.Ю., Квашенников Д.С., Полковников В.Н. Многослойные зеркала на ос-	
нове иттрия для спектрального диапазона 8-11 нм	.409
Вайнер Ю.А., Зуев С.Ю., Плешков Р.С., Полковников В.Н., Салашенко Н.Н., Свечников М.В.,	
Сертсу М.Г., Соколов А., Чхало Н.И., Шаферс Ф. Многослойные зеркала на основе бе-	
риллия лля спектральной области 17-35 нм	.411
Вайнер ЮА, Зуев СЮ, Плешков РС, Папьев ЛЕ, Полковников ВН, Салашенко НН,	
Свечников М.В. Септсу М.Г. Соколов А. Чхало Н.И. Шаферс Ф. Многоспойные зерка-	
$r_{\rm max}$ r_{m	
ли ни основе осравния для мяткого рептеновского и экстремального ультрифиолетового	413
$P_{\text{unumental}} = A \int a_{\text{max}} C D = $. +15
ишняков Е.А., Дятков С.Ю., Ерхова П.Ф., Кириченко А.С., Лооооо И.П., Гева А.А., Улоя-	115
нов А.С. Приоор для наолюдения короны Солнца в линиях мідлії (аппаратура КОРТЕС)	.413
Вишняков Е.А., Дятков С.Ю., Ерхова Н.Ф., Кириченко А.С., Лооооа И.П., Рева А.А., Улья-	417
нов А.С. Численное моделирование кружка рассеяния в спектрогелиографах КОРТЕС	.41/
Вишняков Е.А., Колесников А.О., Кондратенко В.В., Копылец И.А., Пирожков А.С., Раго-	
зин Е.Н., Шатохин А.Н. Широкополосные многослойные зеркала на основе Sb/B ₄ C	.418
Вишняков Е.А., Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. Широкополосные стигматиче-	
ские VLS-спектрометры для ВУФ диапазона	.420
Вишняков Е.А., Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. Широкополосные VLS-спек-	
трометры высокого разрешения	.422
Гарахин С.А., Нечай А.Н., Чхало Н.И., Салашенко Н.Н. Рефлектометр с лазерно-плазменным	
источником лля аттестации оптики в мягком рентгеновском и ЭУФ лиапазонах	.424
Гарахин С.А., Полковников В.Н., Салашенко Н.Н., Юнин П.А. Плотность сверхтонких пленок	
молиблена в многослойных системах Mo/Si и Mo/Re	426
Голай ΠU Лубое $M H$ Рефлектометрия понти-илезанных многоспойных лифрокинонных ре	. 120
и ории л.п., луоов п.п. гефлектометрия почти-идеальных многослонных дифракционных ре-	120
шеток с олеском для ин -дизаин роста с учетом дешормации границ	.+∠0

Грибко В.В., Маркелов А.С., Трушин В.Н., Чупрунов Е.В. Влияние профиля и радиуса кривиз-	
ны поверхности в монокристаллической пластине Si на изменение ее рентгенодифракци-	
онных параметров	
Дятков С.Ю., Ерхова Н.Ф., Ермаков В.В., Перцов А.А. Разработка объектива камеры для уль-	
трафиолетового диапазона спектра	432
Егоров А.А., Зорина М.В., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Изучение	
пространственного разрешения стенда ЭУФ литографа	434
Зорина М.В., Зуев С.Ю., Мильков А.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Парьев Д.Е., Плеш-	
ков Р.С., Струля И.Л., Чхало Н.И. Возможность применения массивного бериллия в каче-	
стве материала подложек для космической астрономии ЭУФ диапазона длин волн	436
Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Парьев Д.Г., Плешков Р.С., Полковни-	
ков В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Характеризация аб-	
сорбционных фильтров ЭУФ излучения на основе пленок бериллия субмикронной толщи-	
НЫ	438
Казаков Д.С., Мильков А.В., Струля И.Л., Козлов А.С. Химическое никелирование бериллия с	
целью получения оптической поверхности	440
Казаков С.И., Пунегов В.И. Рентгеновская дифракция пространственно ограниченных пучков в	
латеральных периодических структурах	442
Карпов А.В., Пунегов В.И. Дифракция рентгеновских лучей на кристалле с периодическим по-	
верхностным рельефом	444
Кириченко А.С., Лятков С.Ю., Кузин С.В., Периов А.А., Трифонов А.В. Мониторинг солнеч-	
ной активности с использованием кремниевых дрейфовых детекторов	446
Кон В.Г., Смирнова И.А. Особенности лифракционной фокусировки рентгеновского излучения	-
на олном и лвух кристаллах	448
Кон В.Г., Смирнова И.А., Снигирева И.И., Снигирев А.А. Спектрометр синхротронного излу-	
чения на основе лифпакционной фокусировки	
Кочетков А.А., Пестов А.Е., Лопатин А.Я., Пыбин Н.Н., Чхало Н.И. Конверсия энергии	
электронов в ЭУФ излучение для тонкопленочных «прострельных» мишеней	452
Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салашенко Н.Н., Пыбин Н.Н., Чхало Н.И. Термостабильность	
фильтра экстремального VФ лиапазона на основе тонкопленочной структуры	
MoSi ₂ -Al-MoSi ₂	
Малышев И.В., Пестов А.Е., Салашенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Состояние лел по	
микроскопии в «волном окне прозрачности» в ИФМ РАН	456
Малышев И.В., Чхало Н.И. Леконволюция изображений в микроскопе для «водного окна про-	
зпачности»	458
Михайленко М С. Пестов А Е. Чхало Н И Мапоразмерный источник ускоренных ионов с	. 100
фокусирующей ионно-оптической системой	460
Некипелов С.В. Жук Н.А. Мингалева А.Е. Петрова О.В. Шомысов Н.Н. Шустова Е.Н.	. 100
Пекинелов С.Б., Мук П.А., Минешеви А.Е., Петрови О.Б., Шомосов П.П., Шустови Е.П., Сиргод В И Спектральные исследования ниобатор рисмута, допированных атомами 3d-ме-	
таплов	462
Начай АН Плаников РС Полковичков ВН Салашенко НН Сеанинков МВ Икало НИ	402
Печии А.П., Плешков Г.С., Полковпиков Б.П., Силищенко П.П., Свечников М.Б., Акило П.И. Миогоднойци в реркада W/Pa иля мяского рештериорокого лионорона или роди	161
Пари се ЛЕ Нацай НН Полиовщиков ВН Салашанко НН Соонщиков МН Ихало НИ	.404
Пирвев Д.Е., печии п.п., Полковников В.п., Силищенко п.п., Свечников М.п., чхило п.н.	166
многослойные зеркала на основе De для литографии в диапазоне длин волн 11-14 нм	.400
<i>Салашанко</i> Н Н Ихало Н И Бармасонная рантреновская начания страта.	.400
Силищенко И.И. Такио П.И. Бозмасочная ренистовская нанолинография	.+/0
силищенко п.п., члино п.н., печии л.п., гарахин с.А. Эмиссионные своиства атомарно-	170
кластерных пучков при импульсном лазерном возоуждении	
силищенко п.п., чхило п.п., печии А.п., перекилов А.А. методика приготовления атомар-	171
но-кластерных пучков	4/4
CBERHUKOB M.D., DAUHEP IO.A., I AMAH A.A., HERAU A.H., HAPBEB A.E., CANAMEHKO H.H., YXA-	
<i>no n.v.</i> . Extended model for the reconstruction of periodic multilayers from EUV and X ray re-	170
	4/0

Свечников М.В., Парьев Д.Е., Чхало Н.И. Reconstruction of related multilayers from EUV and X-ray reflectivity data	.478
Сивков В.Н., Мингалева А.Е., Петрова О.В., Объедков А.М., Каверин Б.С., Кремлев К.В.,	
Шомысов Н.Н., Некипелов С.В. Синхротронные исследования композитов	
MWCNT/(пиролитический Ti, Cr, Fe, Cu, Mo, W, Al)	.480
<i>Сметрин Р.М., Конотопский Л.Е.</i> Особенности формирования многослойных рентгеновских зеркал Zr/Mg	.482
<i>Трушин В.Н., Грибко В.В., Маркелов А.С., Чупрунов Е.В.</i> Некоторые возможности управления	
профилем и кривизной поверхности кристаллов с использованием пьезокерамических эле- ментов	.484
Фомичев С.А., Гарахин С.А., Полковников В.Н. Апериодические зеркала на основе новых многослойных систем.	.486
Чернышев А.К., Пестов А.Е., Михайленко М.С., Чхало Н.И. Определение коэффициентов	
распыления кристаллических и аморфных оптических материалов	.488
Чумаков А.И., Baron A.Q.R., Сергеев И., Strohm C., Leupold O., Швыдько Ю., Смирнов Г.В., Rüffer R., Inubushi Y., Yabashi M., Tono K., Kudo T., Ishikawa T. Сверхизлучение ядерной	
системы возбужденной лазером на свободных электронах	.490
<i>Чумаков А.И., Сергеев И., Швыдько Ю., Bessas D., Rüffer R.</i> Спектрограф рентгеновского из- лучения с энергетическим разрешением 0.1 мэВ.	.492
Чхало Н.И., Гусев С.А., Нечай А.Н., Парьев Д.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свеч- ников М.В., Татарский Д.А. Структура слоев и межслойных границ многослойных рент-	
геновских зеркал	.494

НАНОФИЗИКА И Наноэлектроника

Материалы XXII Международного симпозиума

Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 г.

Том 1: секции 1, 2, 4, 5

Издается в авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия Тел.: (831) 417-94-80 +101, (831) 417-94-76 +520, факс: (831) 417-94-74 e-mail: symp@nanosymp.ru

Формат 60×90 1/8. Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times». Уч.-изд. л. 53,8. Усл. п. л. 59. Заказ № 61. Тираж 350.

> Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23 Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати: О.И. Гайкович, М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского 603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37 Тел. (831) 433-83-25



www.ntmdt-si.ru www.ntmdt-tips.com

Новые разработки

Главное в этом мире не то, где мы стоим, а то, в каком направлении движемся. Оливер Холмс

ИНТЕГРА Спектра II



Многофункциональная автоматизированная ACM/Pamah/C6OM/TERS система



Пример TERS-усиления в жидкости на непрозрачном образце

Инфракрасная ИК-спектроскопия с пространственным разрешением 10 нм



Рельеф, p-CБОМ амплитуда и фаза кремниевой микроструктуры с легированными областями





Комплексное исследование электромеханических свойств мягких сегнетоэлектриков





Рельеф, фаза латерального пьезоотклика и модуль Юнга пептидных нанотрубок дифенилаланина

Подробная информация на сайте <u>www.nmtdt-si.com</u> Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс. г. Москва, Зеленоград. +7 (499) 110-2050



АО «Завод ПРОТОН»

124498, Москва, Зеленоград, пл.Шокина, д.1 +7 (495) 364-60-93 b_loginov@mail.ru metrology@z-proton.ru www.z-proton.ru www.microscopy.su www.микроскоп.su





Микроскоп сканирующий зондовый «СММ-2000»

атомное разрешение в STM и AFM, неприхотливость к вибрациям и влажности, высокая надежность, применимость для учебной сборки/разборки в ВУЗ-ах, точность 1 нм выхода на ту же точку при обратной установке образца после его снятия, режимы снятия электропроводности, потенциалов, ёмкости, электро- и фото- люминесценции, фоточувствительности, эл.плотности, трения, адгезии, упругости, теплопроводности, намагниченности, чувствительвязкости, ности с коэрцитивной силой, насыщением и остаточным полем по пьезо- и магнитным образцам и т.д., морфологический, фрактальный, Фурье-анализы и анализ шероховатости, регулировка температуры образца от -40°С до +150°С (опция +800°С), стоимость 590 000р., скидки от количества, срок поставки 10 дней, курсы обучения, сервис 10 лет.



UHV-cryo-STM, 5К, 10⁻¹¹мбар



STM/AFM in-situ под магнетронами



AFM с машиной разрыва



Магнетрон МАГ-2000 с блоком управления



Меры ПРО-10 Госреестр №66933-17 Ra от 5нм до 80мкм



Профилометр модели 130 http://prof130.ru Измерение Ra, Rz и ещё 28 параметров шероховатости диапазон по Ra 0,012 – 50 мкм, чувствительность 0,001 мкм длина трассы до 40 мм, 1-14 класс по ГОСТ 2789 Госреестр №33319-13, межповерочный интервал 2 года цена 354 000р., скидки, поставка 20 раб.дней, с обучением



Контурограф модели 220 Измерения длин, углов, радиусов, диаметров и шагов диапазон 220мм (опция 1000мм), чувствительность 0,1мкм погрешость длин 0,2%, углов 0,1°, радиусов 0,1% Госреестр №58193-14, межповерочный интервал 2 года цена 1,9 млн.руб, поставка 30 раб.дней, с обучением



future's in the making

Active Vibration Isolation Solutions for AFM, STM, Desktop SEM, Digital Microscopes, etc...

Key benefits

- Patented architecture based on voice coil technology
- Active vibration isolation in all six degree of freedom
- Shortest in height, lightest in weight
- Improved microscope performance and image quality
- Easy integration into workstation environment
- No follow-up tuning required
- Fully decoupled architecture isolates vibrations coming from the floor and vibration generating by the tool





AFM Images Comparison

Without Vibration Isolation With Vibration Isolation



Active Vibration Isolation Solutions for Semiconductor Industry





Key Benefits

- Patented architecture based on voice coil technology
- Active vibration isolation in all six degree of freedom
- Shortest in height, lightest in weight
- No follow-up tuning required
- Improved microscope performance and image quality
- Easy integration into SEM/TEM workstation environment



SEM Images Comparison



+ 7 (800) 700-65-55 info@ostec-instrum nts.com



VERTEX









ИК-спектрометрия при сверхвысоком вакууме

Bruker предлагает решения на базе ИК-спектрометров VERTEX со специализированными модулями для анализа различных образцов при сверхвысоком вакууме

- Атомно-слоевое осаждение
- Исследование гетерогенного катализа
- Мониторинг реакций при вариации различных условий
- Модифицирование и функционализация поверхностей на микрои нано-уровне
- Разработка новых материалов

Наш адрес: www.bruker.com/optics

Innovation with Integrity



ООО Брукер Москва • Россия Тел. +7-495-517-9284 Факс +7-495-517-9286 info.bopt.ru@bruker.com

FT-IR

PREVAC основан в г.Rogów (Польша) в 1996 году, ориентирован на установление стандартов в высокоточных сверхвысоковакуумных технологиях. Логотип PREVAC узнаваем во всем мире и является знаком качества в своей области.

С момента основания **PREVAC** является одним из ведущих мировых производителей высоко- и сверхвысоковакуумного исследовательского оборудования, систем вакуумной автоматизации.

Оборудование, спроектированное и изготовленное в Польше, в настоящее время работает во всем мире, помогая ведущим исследователям и учёным достичь своих целей.

Самые большие активы **PREVAC** - это многолетний опыт в области вакуумных технологий и наличие высококвалифицированных специалистов, в состав которых входят лучшие сотрудники, открытые к инновациям, инициативе и творчеству.

.....

10-10-10

Все начинается с дизайна





Успех Компании основан на профессионализме сотрудников и высочайшем уровне качества продукции.



Подтверждением высокого уровня инноваций и высококачественных продуктов и услуг являются многочисленные призы и награды, содержащиеся в коллекции компании. Среди них награды от Польского Вакуумного Общества. Компания **PREVAC**, является членом различных вакуумных сообществ, активно продвигает науку и технологию.





За дополнительной информацией пожалуйста обращайтесь

РREVAC Россия www. Гражданский 11, info@ Санкт-Петербург +7 81

www.prevac.ru info@prevac.ru +7 812 322 58 99



Superconducting Single Photon Detecting Systems



Scontel is pleased to present our single-photon detecting system which has been developed by our researchers since 2001.*

Possible applications:

- Photonic quantum computing
- Photon correlation measurements
- Quantum cryptography and QKD
- Free space communication •
- LIDAR
- Time-resolved fluorescence measurements
- Single quantum dot/molecule fluorescence spectroscopy
- Picosecond Integrated Circuits Analysis (PICA)
- Registration of extra low IR photon flux
- Optical tomography

Sensitive element of detector



Superconducting Single Photon Detector

Advantages:

- Operation in the visible and infrared ranges (overlapping unavailable for APD range);
- Operation in a continuous mode;
- ☑ No afterpulsing;
- ☑ Lowlevelofdarkcounts (≤ 0.1 cps)
- \checkmark Picosecondtimeresolution ($\leq 25 \text{ ps}$)
- ✓ System detectionefficiency (up to 90 %)
- One, two, or multi-channel systems

- ✓ Standard single-mode fiber input;
- Easy to integrate with LabView and other standard environment:
- ✓ Full-support service (installation, operation training, technical support);
- Optimization of receiver system characteristics to the customer needs.



G.Gol'tsman, O.Okunev, G.Chulkova et al., Picosecond supercovnducting single-photon optical detector // Applied Physics Letters. – 2001. - V. 79. N. 6. – P. 705-707.

Park Systems

Ведущие инновации в перспективных нанотехнологиях микроскопии и метрологии

Более чем четверть века назад «Park Systems» была основана в Стэндфордском университете. Именно там основатель компании доктор Sang-II Park работал в группе первых исследователей, разработавших технологию атомно-силовой микроскопии.

«Park Systems» с самого начала своего существования стремится каждый день жить в соответствии с новаторским духом. На протяжении всего этого времени компания производит наиболее точные и очень простые в использовании атомно-силовые микроскопы с революционными характеристиками, такими как реальный безконтактный режим (True Non-Contact™), и максимально автоматизированным программным обеспечением.

В декабре 2015 года Park System провела первую публичную продажу акций, присоединившись к биржевой торговой площадке в Южной Корее (KOSDAQ).

Park Systems имеет сеть дистрибьюторов по всему миру в более чем 30 странах мира.

Сегодня продукция компании используется лидерами с мировыми именами как в научной области, так и в промышленных отраслях, позволяя им совершать новые открытия, разрабатывать уникальную продукцию и увеличивать собственную производительность.

Единственный в мире бесконтактный режим True Non-Contact™

Только атомно-силовые микроскопы компании Park Systems обладают бесконтактным режимом, позволяющим пользователям проводить большое количество измерений, сохраняя остроту кантилевера и предотвращая повреждение образца. Эта особенность позволяет получать самые точные изображения, а также уменьшает затраты на содержание.



- Меньший износ кантилевера позволяет дольше его использовать для получения изображений высокого разрешения
- Неразрушающий контакт позволяет не повреждать поверхность исследуемого образца
- Результаты измерений меньше подвержены воздействию внешних факторов

Park XE7

Исследовательский атомно-силовой микроскоп для бюджетных лабораторий

- Устранение перекрестных помех для увеличения точности (технология Crosstalk Elimination)
- Точное измерение высоты без дополнительной обработки программным обеспечением
- Самый большой выбор дополнительных опций для измерения
- Самый широкий диапазон режимов измерения



Park NX20

Мощный атомно-силовой микроскоп для исследования крупных образцов

- Самый точный атомно-силовой микроскоп в мире для анализа дефектов крупных образцов
- Непараллельная конструкция обеспечивает получение данных с высоким разрешением
- Имеет самый удобный дизайн и автоматизированный интерфейс в индустрии, поэтому не потребуется тратить много времени и сил при работе с микроскопом и для обучения молодых специалистов





Дистрибьютор в России ООО «Промэнерголаб» 107392 Россия, Москва, ул. Просторная, д. 7 Тел. / факс: +7 495 221-12-08, 8 800 234-12-08 info@czl.ru www.czl.ru



ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

ИМПУЛЬСНЫЕ ҮАС ЛАЗЕРЫ

- Энергия в импульсе до 1,5 Дж
- П-образный профиль луча
- Частота следования импульсов до 100 Гц
- Все гармоники от 1064 нм до 213 нм





ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

- Длительность импульса до 120 фсек
- Выходная мощность до 10 Вт
- Генераторы гармоник
- Диодная накачка

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРЫ

- Ti:Sapphire лазеры, DFG-преобразователи и ПГС
- Перестройка длины волны от 0,2 до 20 мкм
- Ширина линии генерации до 0,1 см⁻¹
- Энергия в импульсе до 100 мДж





ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

- Компактный и "сухой" промышленный дизайн
- Встроенные генераторы гармоник
- до 200 мДж в импульсе при частотах до 100 Гц
- до 3 Вт на 355 нм при частотах до 50 кГц



ЗАО «СОЛАР Лазерные Системы» Тел: +375 (17) 2019490, e-mail: info@solarls.eu, sales@solarls.eu, www.solarlaser.com



ООО «Евротек Дженерал» – эксклюзивный представитель компании PI Group и официальный представитель компании **МОХТЕК Inc на территории РФ**

115114, г. Москва, Павелецкая наб., д.8 стр.6, офис 401; тел. +7(495)600-40-84 info@eurotek-g.com www.eurotek-general.com

Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG (pi.ws) один из мировых лидеров в области разработки производства систем нанои микропозиционирования. Оборудование находит активное применение R аэрокосмической промышленности, астрономии, наноиндустрии, биотехнологии и медицине, полупроводниковой промышленности, метрологии и позволяет решать практически любые задачи в области прецизионного перемещения. Physik Instrumente выпускает широкий ассортимент позиционеров с различными типами пьезоэлектрический, линейный, двигателей: шаговый, двигатель постоянного тока. Доступны модификации для работы в вакууме и при низких температурах, в магнитных полях. В спектр продукции PI входят:

- линейные, угловые и наклонные платформы для микро- и наноперемещений
- гексаподы
- линейные актуаторы и пьезоактуаторы
- системы с аэростатическими подшипниками •
- высокоточные датчики расстояния
- пьезоэлементы и пьезокерамика





Американская компания **MOXTEK® Inc**. (moxtek.com) специализируется на разработке и производстве компонент рентгеновского оборудования: рентгеновского компактных источников И детекторов излучения, рентгеновских окон. Компоненты рентгеновского оборудования успешно используются в установках для научного и промышленного применения, в том числе, в портативных рентгенофлуоресцентных анализаторах, дифрактометрах, в рентгенографии.

обладают Источники рентгеновского излучения компактными габаритами, малым весом, низким энергопотреблением, возможностью работы от батареи, низким уровнем шума и нежелательных сигналов в спектре. В источниках применяется металлокерамическая трубка.

Полупроводниковые детекторы рентгеновского излучения состоят из кремниевого PIN диода, оснащены элементом Пельтье. Детекторы обладают малыми габаритами, диапазон регистрируемых энергий: от ≈1 до 35 кэВ.

Рентгеновские окна Moxtek изготавливаются из бериллия или из полимерных материалов. Бериллиевые окна имеют защитное покрытие от воздействия влаги и агрессивных химических веществ. Полимерные окна характеризуются высоким коэффициентом пропускания низкоэнергетического рентгеновского излучения.

