

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**П И С Ь М А**  
**В**  
**ЖУРНАЛ**  
**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

**том 112**

Выпуск 11

10 декабря 2020

*Журнал издается под руководством  
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора  
Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

Web-страница <http://www.jetpletters.ac.ru>

**Интернет-версия английского издания**  
**<http://www.springerlink.com/content/1090-6487>**

---

© Российская академия наук, 2020

© Редколлегия журнала “Письма в ЖЭТФ” (составитель), 2020



# Jet quenching with $T$ -dependent running coupling

B. G. Zakharov<sup>1)</sup>

*L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, 117334 Moscow, Russia*

*Steklov Mathematical Institute, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia*

Submitted 21 October 2020

Resubmitted 21 October 2020

Accepted 22 October 2020

DOI: 10.31857/S1234567820230019

It is accepted that the strong suppression of the high- $p_T$  particle spectra in  $AA$  collisions (usually called the jet quenching) observed at RHIC and LHC, is due to parton energy loss (radiative and collisional) in the quark-gluon plasma (QGP). The jet quenching is one of the major signals of the QGP formation in relativistic  $AA$  collisions. The main contribution to the parton energy loss comes from the radiative mechanism due to induced gluon emission [1–5]. The effect of the collisional energy loss turns out to be relatively weak [6, 7].

The available pQCD approaches to the radiative energy loss [1–5] are limited to the one gluon emission. The effect of multiple gluon radiation is usually accounted for in the approximation of independent gluon emission [8]. Altogether, the pQCD calculations within this approximation give a rather good agreement with the jet quenching data from RHIC and LHC (see e.g. [9] and references therein). However, it was found that, in the formulation with a unique temperature independent QCD coupling, the simultaneous description of the RHIC and LHC data requires to use somewhat smaller  $\alpha_s$  at the LHC energies [9–12] (in [13, 14] a similar difference between jet quenching at RHIC and LHC energies has been found in terms of the transport coefficient  $\hat{q}$ ). In [9–12] this fact has been demonstrated within the light-cone path integral (LCPI) approach to induced gluon emission [2], using the method developed in [15, 16], for running  $\alpha_s$  which is frozen at low momenta at some value  $\alpha_s^{fr}$ . There it was found that the RHIC data support a significantly larger value of  $\alpha_s^{fr}$  than the LHC data. One of the reasons for this difference may be somewhat stronger thermal suppression of the effective QCD coupling in a hotter QGP at the LHC energies. To draw a firm conclusion on this possibility it is highly desirable to perform calculations with a temperature dependent  $\alpha_s$ . And of course, it is clear that, even without respect to the problem with a joint description

of the RHIC and LHC jet quenching data, an observation of the temperature dependence of  $\alpha_s$  from the jet quenching data would be of great importance on its own. The case of the  $T$ -dependent coupling has not been discussed so far in the literature on jet quenching. In this work we perform such an analysis. We adapt the LCPI formalism to the case of the  $T$ -dependent running  $\alpha_s$ , and perform a joint analysis of the jet quenching data on the nuclear modification factor  $R_{AA}$  from RHIC on 0.2 TeV Au + Au collisions obtained by PHENIX [17] for  $\pi^0$ -meson and from the LHC on 5.02 TeV Pb + Pb collisions obtained by ALICE [18], ATLAS [19], and CMS [20] for charged hadrons.

We consider the central rapidity region around  $y = 0$ . Our method for calculating the nuclear modification factor  $R_{AA}$  is similar to the one used in our previous jet quenching analyses [16, 12, 9]. For our basic version we use parametrization of running coupling  $\alpha_s(Q, T)$  which has a short plateau  $\alpha_s^{fr}$  around  $Q_{fr} \sim \kappa T$ , and then falls  $\propto Q$  at small  $Q$ . This ansatz is motivated by the lattice calculation of the effective QCD coupling in the QGP [21] and the results obtained within the functional renormalization group [22]. We have determined the optimal values of the parameter  $\kappa$  fitting the data on the nuclear modification factor  $R_{AA}$  in 0.2 TeV Au + Au collisions at RHIC and in 5.02 TeV Pb + Pb collisions at the LHC. We have found that the RHIC data require somewhat smaller value of the parameter  $\kappa$  than the LHC data. But nevertheless the theoretical  $R_{AA}$  for 0.2 Au + Au collisions calculated with the optimal  $\kappa$  adjusted to fit the LHC data, is in reasonable agreement with the RHIC data ( $\chi^2/d.p. \approx 0.7–0.8$ ). This differs drastically from the results for the  $T$ -independent  $\alpha_s^{fr}$ , which leads to rather strong disagreement with the RHIC data ( $\chi^2/d.p. \approx 4.4–4.8$ ) for the optimal value  $\alpha_s^{fr}$  fitted to the LHC data. Thus, our analysis shows that the  $T$ -dependent  $\alpha_s$  may largely eliminate the problem of different optimal QCD coupling for the RHIC and LHC energies. For parametrization with flat

<sup>1)</sup>e-mail: bgz@itp.ac.ru

$\alpha_s$  at  $Q < Q_{fr}$  with  $Q_{fr} = \kappa T$  we obtained very similar results. We have checked that, in principle, for the  $T$ -dependent coupling by a relatively small increase of  $\alpha_s(Q, T)$  at  $Q \sim (1-3)\Lambda_{\text{QCD}}$ , as compared to the one-loop formula, for  $\kappa$  fitted to the LHC data one can significantly improve agreement with the RHIC data in the low  $p_T$  region. Such an increase of the  $\alpha_s(Q, T)$  is not unrealistic, e.g., it may mimic an enhancement of the induced gluon emission at  $T \sim T_c$  [23, 24] in the presence color-magnetic monopoles [25].

Our results may be viewed as the first direct evidence of the increase of the thermal suppression of  $\alpha_s$  with rising QGP temperature.

This work was performed under the Russian Science Foundation grant 20-12-00200 at Steklov Mathematical Institute.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020230022

1. R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigné, and D. Schiff, Nucl. Phys. B **483**, 291 (1997); arXiv:hep-ph/9607355.
2. B. G. Zakharov, JETP Lett. **63**, 952 (1996); arXiv:hep-ph/9607440.
3. U. A. Wiedemann, Nucl. Phys. A **690**, 731 (2001); arXiv:hep-ph/0008241.
4. M. Gyulassy, P. Lévai, and I. Vitev, Nucl. Phys. B **594**, 371 (2001); arXiv:hep-ph/0006010.
5. P. Arnold, G. D. Moore, and L. G. Yaffe, JHEP **0206**, 030 (2002); arXiv:hep-ph/0204343.
6. R. Baier, D. Schiff, and B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 37 (2000); arXiv:hep-ph/0002198.
7. B. G. Zakharov, JETP Lett. **86**, 444 (2007); arXiv:0708.0816.
8. R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff, JHEP **0109**, 033 (2001); arXiv:hep-ph/0106347.
9. B. G. Zakharov, J. Phys. G in press; arXiv:2007.09772.
10. B. G. Zakharov, J. Phys. G **38**, 124161 (2011).
11. B. G. Zakharov, JETP Lett. **93**, 683 (2011); arXiv:1105.2028.
12. B. G. Zakharov, J. Phys. G **40**, 085003 (2013); arXiv:1304.5742.
13. K. M. Burke, A. Buzzatti, N. Chang et al. (JET Collaboration), Phys. Rev. C **90**, 014909 (2014); arXiv:1312.5003.
14. X. Feal, C. A. Salgado, and R. A. Vazquez, arXiv:1911.01309.
15. B. G. Zakharov, JETP Lett. **80**, 617 (2004); arXiv:hep-ph/0410321.
16. B. G. Zakharov, JETP Lett. **88**, 781 (2008); arXiv:0811.0445.
17. A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C **87**, 034911 (2013); [arXiv:1208.2254].
18. S. Acharya et al. (ALICE Collaboration), JHEP **1811**, 013 (2018); arXiv:1802.09145.
19. The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2017-012, <http://cds.cern.ch/record/2244824?ln=en>.
20. V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration), JHEP **1704**, 039 (2017); arXiv:1611.01664.
21. A. Bazavov, N. Brambilla, P. Petreczky, A. Vairob, and J. H. Webera, Phys. Rev. D **98**, 054511 (2018); arXiv:1804.10600.
22. J. Braun and H. Gies, Phys. Lett. B **645**, 53 (2007); hep-ph/0512085.
23. J. Xu, J. Liao, and M. Gyulassy, Chin. Phys. Lett. **32**, 092501 (2015); arXiv:1411.3673.
24. B. G. Zakharov, JETP Lett. **101**, 587 (2015); arXiv:1412.6287.
25. J. Liao and E. Shuryak, Phys. Rev. C **75**, 054907 (2007); arXiv:hep-ph/0611131.

## Зависимость объема собственных мод одномерного случайного лазера от инверсной населенности активной среды

Ю. В. Юанов<sup>+,\*</sup>, А. А. Зябловский<sup>+,\*1)</sup>, Е. С. Андрианов<sup>+,\*</sup>, И. В. Доронин<sup>+,\*</sup>, А. А. Пухов<sup>+,\*</sup>,  
А. П. Виноградов<sup>+,\*</sup>, А. А. Лисянский<sup>×</sup>

<sup>+</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, 127055 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

<sup>×</sup>Department of Physics, Queens College of CUNY, 11367 New York, USA

Поступила в редакцию 21 октября 2020 г.

После переработки 21 октября 2020 г.

Принята к публикации 5 ноября 2020 г.

Рассматривается одномерный случайный лазер, состоящий из неупорядоченной системы слоев с различными значениями диэлектрической проницаемости, часть из которых содержит активную среду. Такая система моделируется как цепочка Фабри–Перо резонаторов, разделенных нерезонансными подсистемами слоев. Предполагается, что проходя через такие подсистемы, свет ослабевает. Мы исследуем свойства парциальных собственных мод таких резонаторов при возрастании мощности накачки активной среды. Показано, что затягивание частот мод, происходящее с ростом мощности накачки, приводит к формированию связанных цепочек резонаторов и увеличению среднего объема парциальных собственных мод.

DOI: 10.31857/S1234567820230020

**Введение.** Известно, что в бесконечной неупорядоченной системе слоев с различными значениями диэлектрической проницаемости на любой частоте всегда найдутся случайные сочетания слоев, представляющие собой на этой частоте брэгговские отражатели [1]. При прохождении электромагнитных волн через брэгговские отражатели амплитуда волн затухает, что приводит к андерсоновской локализации света [2, 3]. Между двумя такими брэгговскими отражателями может возникнуть Фабри–Перо резонатор (или таммовское состояние [4, 5], которое по свойствам идентично Фабри–Перо резонатору). Иными словами, на каждой частоте случайную систему можно представить, как случайную цепочку Фабри–Перо резонаторов, разделенных нерезонансными системами брэгговских зеркал, проходя которые, свет ослабевает [1]. Парциальные моды таких резонаторов являются локализованными состояниями, имеющими различные собственные частоты и добротности.

Если внутри таких Фабри–Перо резонаторов добавить активную среду, то в таком резонаторе может происходить лазерная генерация. Такие системы относят к случайным лазерам [6–8]. Спектр такого лазера в силу мезоскопичности исходной неупорядочен-

ной среды носит случайный характер. Такие лазеры представляют интерес в ряде приложений, например в получении изображений без бликов [9].

Хотя генерация в случайных средах изучается в течение нескольких последних десятилетий, в этой области существует ряд нерешенных проблем. Одна из таких проблем – это влияние активной среды на локализованные моды в случайной среде. Известно, что активная среда изменяет распределение электромагнитного (ЭМ) поля в модах в случайной среде [10]. Однако физические процессы, приводящие к изменению распределения электромагнитного поля, остаются неясными.

В данной статье мы рассматриваем модель одномерного случайного лазера, состоящего из большого количества резонаторов, разделенных брэгговскими отражателями. Парциальные моды этих резонаторов могут взаимодействовать друг с другом через активную среду. В работе показано, что такое взаимодействие приводит к изменению пространственного распределения мод и к уменьшению степени их локализации.

**Модель одномерного случайного лазера.** Мы рассматриваем одномерный случайный лазер, построенный на основе сильно неупорядоченной среды, конечной длины. Как известно, в одномерной разупорядоченной системе все состояния электро-

<sup>1)</sup>e-mail: zyaablovskiy@mail.ru

магнитного поля являются локализованными [2]. Каждое из этих состояний имеет максимум поля, лежащий внутри собственного резонатора, формирующегося случайным образом в данной структуре [1]. При добавлении активного вещества, которое затем подвержено некогерентной накачке извне, данная система становится способна генерировать лазерное излучение. Локализованные состояния в этом случае играют роль мод лазера. Эти моды распределены по пространству рассматриваемой структуры и, вообще говоря, могут перекрываться в пространстве. Так как система является случайной, то и собственные частоты мод такой системы принимают случайные значения. Вид этого распределения зависит от меры и типа разупорядоченности структуры.

С целью упростить рассматриваемую систему, будем предполагать, что собственная частота каждой из мод  $\omega_j$  является случайной величиной, имеющей равномерное распределение в промежутке  $[\omega_0 - \gamma_\sigma, \omega_0 + \gamma_\sigma]$ , где  $\omega_0$  – это частота перехода активных атомов, содержащихся в данной структуре, а  $\gamma_\sigma$  – естественная ширина линии данного перехода. Обратное время релаксации поля в модах  $\gamma_j$  будем считать также случайной величиной, подчиняющейся равномерному распределению на промежутке  $[0.5\gamma_\sigma, 0.8\gamma_\sigma]$ . Отметим, что равномерное распределение частот и релаксаций не является необходимым условием для наблюдения, описываемого в статье, процесса перестройки собственных мод, происходящего в результате затягивания частот отдельных мод к частоте перехода в активной среде.

Каждая мода отвечает сформированному некоторым образом в данной структуре резонатору, и мы будем полагать, что каждая мода взаимодействует с активными атомами, как в ее собственном резонаторе, так и в соседних резонаторах. Хорошо известно, что логарифм средней интенсивности электромагнитного поля в неупорядоченной среде линейно убывает с увеличением расстояния от резонатора. Такое убывание является следствием того, что в неупорядоченной среде случайным образом возникают брэгговские зеркала [1]. При прохождении через области неупорядоченной среды, в которых выполняется условие брэгговского отражения, происходит экспоненциальное затухание амплитуды электромагнитного поля. Взаимодействие атомов с внешним полем носит дипольный характер, а энергия взаимодействия пропорциональна частоте осцилляций Раби  $\Omega_R = (dE)/\hbar$ . Так как амплитуда электрического поля в любой из мод экспоненциально спадает при удалении от своего резонатора, то константа взаимодействия моды с активными атомами также убыва-

ет с расстоянием. Поэтому, в дальнейших расчетах, мы будем полагать, что взаимодействие  $j$ -й моды с атомами, расположенными в  $k$ -м резонаторе, имеет следующую зависимость:

$$\Omega_{jk} = \Omega_0 \exp(-\alpha|j - k|). \quad (1)$$

Здесь все резонаторы пронумерованы по убыванию расстояния от одного из концов рассматриваемой случайной системы. Тогда  $j$  и  $k$  – порядковые номера мод данной системы, а константа  $\alpha$  также является случайной величиной с равномерным распределением, значение которой зависит от неупорядоченности случайной среды. Этой зависимостью мы также предполагаем два важных свойства. Первое свойство заключается в том, что константа взаимодействия каждой из мод с атомами в собственном резонаторе равна  $\Omega_0$ . Второе же свойство является следствием леммы Лоренца для немагнитных и линейных сред [11] и состоит в том, что  $j$ -ая мода взаимодействует с атомами в  $k$ -ом резонаторе таким же образом, как  $k$ -ая мода взаимодействует с атомами в  $j$ -ом резонаторе.

Число атомов в каждом резонаторе будем полагать одинаковым и равным  $N_{\text{at}}$ .  $\gamma_P$  – скорость накачки атомов, а  $\gamma_D$  – скорость затухания инверсии населенности.

Описывать определенную выше систему будем при помощи уравнений Максвелла–Блоха [12–14]:

$$\frac{da_j}{dt} = (-i\Delta_j - \gamma_j)a_j - iN_{\text{at}} \sum_m \Omega_{jm} \sigma_m, \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma_m}{dt} = -\gamma_\sigma \sigma_m + i \sum_j \Omega_{jm}^* a_j D_m, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dD_m}{dt} = (\gamma_P - \gamma_D) - (\gamma_P + \gamma_D)D_m + \\ + 2i \sum_j (\Omega_{jm} a_j^* \sigma_m + \Omega_{jm}^* a_j \sigma_m^*). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $a_j$  – амплитуда электрического поля в моде  $j$ -ого резонатора,  $\sigma_m$  и  $D_m$  – средние значения поляризации и инверсионной населенности атомов в  $m$ -ом резонаторе.  $\Delta_j = \omega_j - \omega_0$  – отстройка частоты моды от частоты перехода атома  $\omega_0$ .

Мы исследуем поведение собственных решений и собственных частот случайного лазера ниже порога лазерной генерации. Полагая, что амплитуды электрического поля в модах системы достаточно малы, мы пренебрегаем последним слагаемым в уравнении (4):

$$\frac{dD_m}{dt} = (\gamma_P - \gamma_D) - (\gamma_P + \gamma_D)D_m. \quad (5)$$

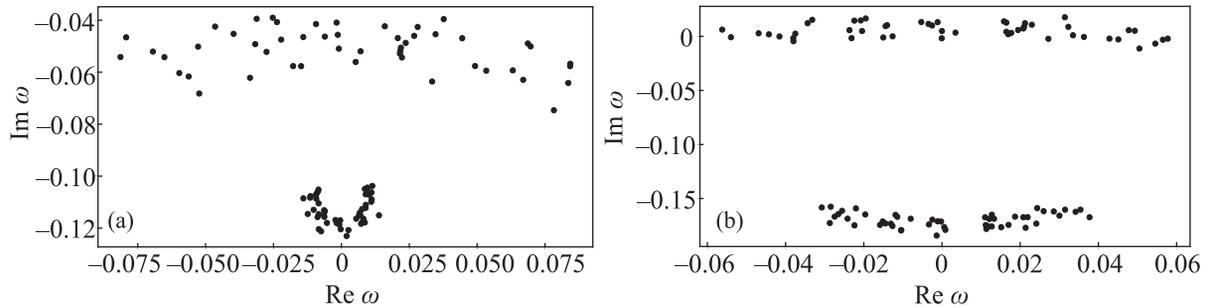


Рис. 1. Положение собственных частот одномерного случайного лазера в комплексной плоскости, когда инверсная населенность активной среды  $D$  равна 0.01 (а) и 0.08 (б)

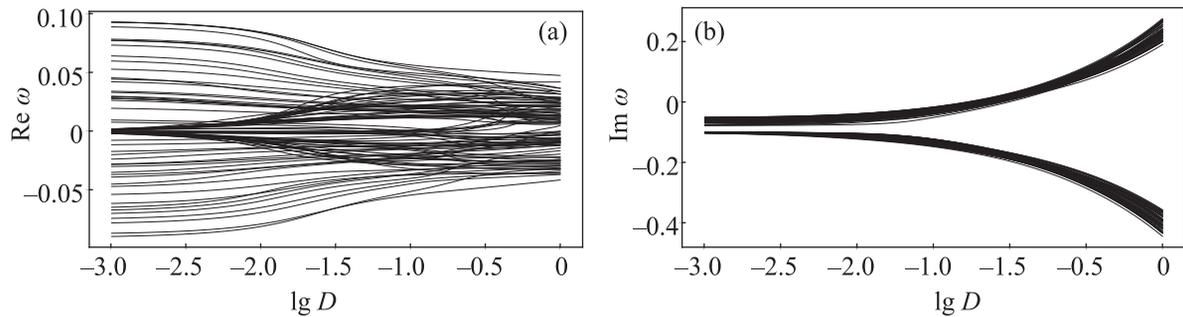


Рис. 2. Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей собственных частот одномерного случайного лазера от десятичного логарифма инверсной населенности

В таком приближении инверсия населенностей принимает следующее стационарное значение:

$$D_m = D = \frac{\gamma_P - \gamma_D}{\gamma_P + \gamma_D}. \quad (6)$$

Подставляя его в уравнения (2), (3), получаем систему линейных дифференциальных уравнений [15].

**Зависимость собственных частот системы от инверсной населенности.** Мы вычисляем собственные частоты и собственные значения линеаризованной системы уравнений (2), (3) для различных значений инверсной населенности. При малых значениях инверсной населенности  $D$  все собственные частоты лежат ниже действительной оси (см. рис. 1а). Все собственные моды разделяются на две группы. Первую группу формируют моды, чьи частоты лежат вблизи точки  $(\text{Re}\omega = 0, \text{Im}\omega = \gamma_\sigma)$ . Главный вклад в такие моды дают поляризации атомов (т.е. элементы собственного вектора уравнений (2), (3), относящиеся к  $\sigma_m$ ). Вторая группа состоит из мод, частоты которых заполняют протяженную область в комплексной плоскости (см. рис. 1а). При увеличении инверсной населенности  $D$  собственные частоты мод из первой группы движутся вниз в комплексной плоскости. В то же время, собственные частоты мод из второй группы движутся вверх (см. рис. 1б).

Лазерная генерация начинается, когда одна из собственных частот выходит в верхнюю полуплоскость [16].

Важно заметить, что действительные части собственных частот мод из второй группы с ростом накачки затягиваются к частоте перехода атомов. Зависимость действительной и мнимой частей собственных частот показана на рис. 2. Затягивание частот – известное явление в лазерной физике, имеющее место при нелинейном взаимодействии мод электромагнитного поля с активной средой.

Существует несколько возможных механизмов, приводящих к затягиванию частот в одномерном случайном лазере. Во-первых, если перекрытие в пространстве между разными локализованными модами является незначительным, то моды взаимодействуют с активной средой независимо друг от друга. В этом случае собственные частоты мод затягиваются к частоте перехода атома, как в обычном одномодовом лазере. Частота каждой моды определяется скоростью релаксации электромагнитного поля  $\gamma_j$  и скоростью релаксации поляризации атомов  $\gamma_\sigma$ . На пороге генерации отстройка частоты  $j$ -й моды от частоты перехода задается следующим образом:  $\Delta_{\text{gen}} = \Delta_j \gamma_\sigma / (\gamma_\sigma + \gamma_a)$  (данное выражение получается из формулы для частоты генерации с учетом то-

го, что частоты отсчитываются от частоты перехода атома [12, 17]). Важно отметить, что в таком случае частоты мод остаются независимо распределенными.

Вторым важным случаем является случай сильного перекрытия мод в пространстве. В таком режиме моды могут сближаться друг с другом по частоте, переходя в режим синхронизации. В таком случае в распределении по частотам возникают корреляции между частотами разных мод.

Первый механизм из описанных имеет место в любом лазере. Чтобы проверить, имеет ли место второй механизм, следует рассмотреть характеристики взаимодействия мод. Для этого пронумеруем все моды в порядке возрастания их частоты и будем рассматривать такую характеристику, как вероятность отстройки двух соседних мод на частоту  $\Delta$ , т.е.  $P(\Delta)$ .

Если частоты мод распределены независимо друг от друга, то вероятность  $P(\Delta)$  спадает экспоненциально с ростом  $\Delta$ , скорость спада равна среднему значению  $\langle \Delta \rangle$ . Если же имеет место явление синхронизации, то происходит дополнительное увеличение вероятности  $P(\Delta)$  в окрестности  $\Delta \rightarrow 0$  (частоты мод взаимно притягиваются).

Численное моделирование показало, что  $P(\Delta)$  экспоненциально зависит от  $\Delta$  при малых значениях инверсной населенности  $D$  (см. рис. 3). С увеличением  $D$  происходит отклонение  $P(\Delta)$  от экспоненциальной зависимости в окрестности  $\Delta \rightarrow 0$ . Таким образом, можно сделать заключение о том, что частоты мод взаимно притягиваются. Данный эффект сильнее проявляется при большем пространственном перекрытии между модами.

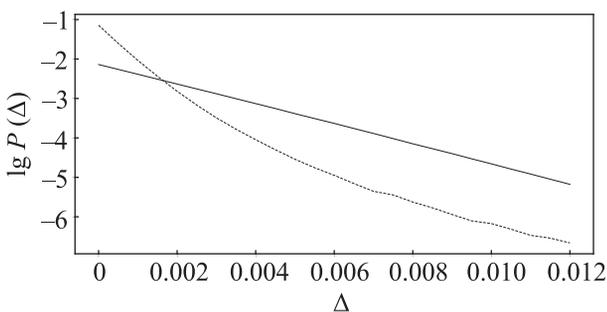


Рис. 3. Вероятность  $\lg P(\Delta)$  при значениях инверсии населенностей активного вещества  $D = 0.0$  (сплошная линия) и  $D = 1.0$  (штрих-пунктирная линия)

**Зависимость распределения электромагнитного поля в собственных модах системы от инверсной населенности.** Затягивание частот приводит к изменению распределения электромагнитного поля в собственных модах случайного

лазера. Как показывают вычисления, с увеличением инверсии населенностей собственные моды становятся менее локализованными в пространстве. Для того чтобы показать данный переход, рассмотрим такую величину, как объем моды [18]:

$$V_j = \sum_{i=1}^{N_{\text{mode}}} |a_i^{(j)}|^2 / (\max_i |a_i^{(j)}|^2), \quad (7)$$

где  $a_i^{(j)}$  — это компонента, отвечающая амплитуде поля в  $i$ -ом резонаторе для  $j$ -го собственного вектора матрицы системы уравнений (2), (3)  $\mathbf{e}_j = (a_1^{(j)}, \dots, a_N^{(j)}, \sigma_1^{(j)}, \dots, \sigma_n^{(j)})$ . Объем моды характеризует меру локализации электромагнитного поля в системе. Если  $j$ -ая собственная мода полностью локализована, то каждая компонента этого собственного решения равна нулю, кроме одной, в таком случае объем минимален и равен 1. В случае же, когда мода распределена по всему пространству, все компоненты  $a_i^{(j)}$  собственного вектора равны между собой и объем принимает максимальное значение, равное числу резонаторов в рассматриваемой системе.

Вычисления показали, что среднее значение объема мод электромагнитного поля  $\langle V_j \rangle$  увеличивается с ростом инверсии населенностей  $D$  (см. рис. 4). Таким образом, степень локализации мод электромагнитного поля уменьшается.

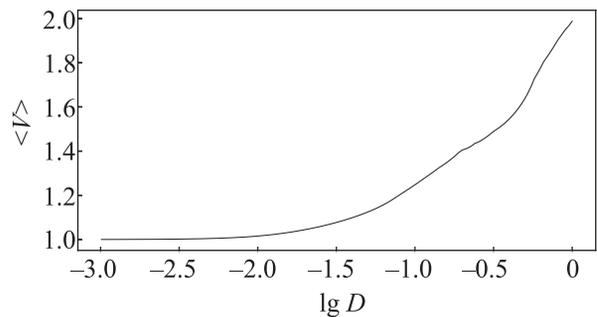


Рис. 4. Зависимость среднего объема собственных мод системы  $\langle V_j \rangle$  от десятичного логарифма инверсной населенности

Увеличение объема собственных мод связано с затягиванием собственных частот. Известно, что свет может туннелировать между резонаторами с близкими частотами [19]. Когда непрерывная цепочка таких резонаторов существует вдоль всей одномерной разупорядоченной структуры, возникают “цепочечные” моды (*necklace states*) [19, 20]. В рассматриваемой системе затягивание собственных частот приводит к формированию цепочек резонаторов, между которыми свет может туннелировать. Как результат, собственные моды распространяются сразу на

несколько резонаторов и объемы собственных мод увеличиваются. Таким образом, затягивание частот вызывает увеличение объема собственных мод.

**Закключение.** Мы исследовали влияние накачки активной среды на собственные частоты и собственные моды одномерного случайного лазера ниже порога генерации. В качестве модели одномерного случайного лазера рассматривалась одномерная цепочка резонаторов, расположенных на случайном расстоянии друг от друга и имеющих случайное распределение собственных частот. Считалось, что моды частично перекрываются друг с другом в среде с активным веществом. Такое перекрытие приводит к эффективному взаимодействию между модами. Мы показали, что увеличение инверсии населенностей активного вещества приводит к затягивания частот мод, что, в свою очередь, приводит к увеличению объема мод.

Таким образом, в рассматриваемом случайном лазере наблюдается изменение распределения ЭМ поля в собственных модах системы при увеличении инверсной населенности активной среды.

1. A. P. Vinogradov and A. M. Merzlikin, Phys. Rev. E **70**, 026610 (2004).
2. P. W. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
3. D. S. Wiersma, P. Bartolini, A. Lagendijk, and R. Righini, Nature **390**, 671 (1997).
4. A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, S. G. Erokhin, M. Inoue, A. A. Lisyansky, A. M. Merzlikin, and A. B. Granovsky, Phys. Rev. B **74**, 045128 (2006).
5. T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin, A. V. Baryshev, A. P. Vinogradov, M. Inoue, A. A. Lisyansky, and A. B. Granovsky, Phys. Rev. Lett. **101**, 113902 (2008).
6. D. S. Wiersma and A. Lagendijk, Phys. Rev. E **54**, 4256 (1996).
7. H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang, and R. P. H. Chang, Phys. Rev. Lett. **82**, 2278 (1999).
8. H. Cao, J. Y. Xu, D. Z. Zhang, S.-H. Chang, S. T. Ho, E. W. Seelig, X. Liu, and R. P. H. Chang, Phys. Rev. Lett. **84**, 5584 (2000).
9. B. Redding, M. A. Choma, and H. Cao, Nature Photon. **6**, 355 (2012).
10. J. Andreasen, A. A. Asatryan, L. C. Botten, M. A. Byrne, H. Cao, L. Ge, L. Labonte, P. Sebbah, A. D. Stone, H. E. Tureci, and C. Vanneste, Adv. Opt. Photonics **3**, 88 (2011).
11. Б. З. Каценеленбаум, *Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами*, Изд-во АН СССР, М. (1961).
12. H. Haken, *Laser light dynamics*, North-Holland Physics Publishing, Oxford (1985).
13. I. V. Doronin, E. S. Andrianov, A. A. Zyablovsky, A. A. Pukhov, Y. E. Lozovik, A. P. Vinogradov, and A. A. Lisyansky, Opt. Express **27**, 10991 (2019).
14. A. A. Zyablovsky, I. V. Doronin, E. S. Andrianov, A. A. Pukhov, Y. E. Lozovik, A. P. Vinogradov, and A. A. Lisyansky, Opt. Express **27**, 35376 (2019).
15. I. V. Doronin, A. A. Zyablovsky, E. S. Andrianov, A. A. Pukhov, and A. P. Vinogradov, Phys. Rev. A **100**, 021801 (2019).
16. А. В. Дорофеевко, А. А. Зябловский, А. А. Пухов, А. А. Лисянский, А. П. Виноградов, УФН **182**, 1157 (2012).
17. A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, CA (1986).
18. R. Coccioli, M. Boroditsky, K. W. Kim, Y. Rahmat-Samii, and E. Yablonovitch, IEE Proceedings-Optoelectronics **145**, 391 (1998).
19. J. Bertolotti, S. Gottardo, D. S. Wiersma, M. Ghulinyan, and L. Pavesi, Phys. Rev. Lett. **94**, 113903 (2005).
20. J. B. Pendry, J. Phys. C: Solid State Phys. **20**, 733 (1987).

## Эффективная интеграция однофотонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами

А. Д. Гартман, М. К. Кройчук, А. С. Шорохов, А. А. Федянин<sup>1)</sup>

Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 сентября 2020 г.

После переработки 26 октября 2020 г.

Принята к публикации 28 октября 2020 г.

Предложена концепция оптимального дизайна кремниевого волновода на основе оптически связанных Ми-резонансных наноантенн для эффективного заведения света точечных излучателей, относящихся к экситонам, локализованным на дефектах в тонкой пленке InSe. Получены численные результаты, демонстрирующие повышение эффективности связи между дипольным излучателем и резонансным кремниевым волноводом на четыре порядка по сравнению со случаем стандартного полоскового волновода.

DOI: 10.31857/S1234567820230032

Среди различных платформ для реализации квантовых вычислений интегральная фотоника занимает особое место благодаря широким возможностям масштабирования, доступным проработанным технологиям изготовления и перспективам использования уже существующих производственных мощностей для создания подобных устройств [1]. Реализация новых эффективных однофотонных источников света на интегральном чипе является одной из приоритетных задач для дальнейшего развития этой области [2]. Критериями применимости таких источников зачастую является их совместимость с современными полупроводниковыми технологиями, а также высокая эффективность, которая определяется яркостью и неразличимостью отдельных фотонов.

На сегодняшний день существует множество твердотельных однофотонных излучателей [3]. К наиболее распространенным относят: центры окраски в кристаллах – флуоресцентные точечные дефекты, наиболее изученными из которых являются дефекты азот-вакансия (NV-центры) и кремний-вакансия (SiV-центры) в алмазе [4, 5], углеродные нанотрубки, квантовые точки на основе полупроводников АЗ-В5 типа, такие как GaAs/InAs [6, 7]. В последнее время популярность приобретают также однофотонные источники на основе 2D материалов [8] – такие как дихалькогениды (S, Se и Te) переходных металлов (Mo или W) и нитрид бора [9]. Слоистые халькогениды III-VI группы, такие как селенид галлия (GaSe) и индия (InSe), были хорошо

изучены еще 40 лет назад в работах [10, 11], где были подробно описаны оптические правила отбора и возможность существования так называемых серых экситонных переходов, дипольный момент которых может иметь ярко выраженные анизотропные свойства. Недавно [12] также было продемонстрировано существование серых экситонных переходов в ультра-тонких пленках халькогенидов с количеством слоев от 1 до 10. Ориентация точечного дипольного излучателя в таком случае будет определяться электронными свойствами и правилами отбора основного полупроводника [13]. Вследствие кванторазмерных эффектов, изменяя количество слоев пленок халькогенидов от многослойной структуры к монослою, становится возможно контролируемо изменять ширину запрещенной зоны в таких соединениях от ИК до УФ [14], что делает тонкие пленки халькогенидов привлекательным объектом для их дальнейших исследований и реализации на их базе однофотонных излучателей для квантовой интегральной оптики [15, 16]. Стоит отметить, что традиционные твердотельные излучатели, как правило, внедрены внутрь объемных материалов с высоким показателем преломления, что ограничивает эффективность излучения фотонов и возможность интеграции. В противовес двумерная геометрия тонких пленок позволяет упростить их интеграцию с фотонными цепями и значительно повысить выход полезного сигнала [17].

Как правило, эффективность интегрального излучателя может быть усилена двумя способами: 1) увеличением квантового выхода за счет эффекта Парселла [18], 2) увеличением эффективности свя-

<sup>1)</sup>e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

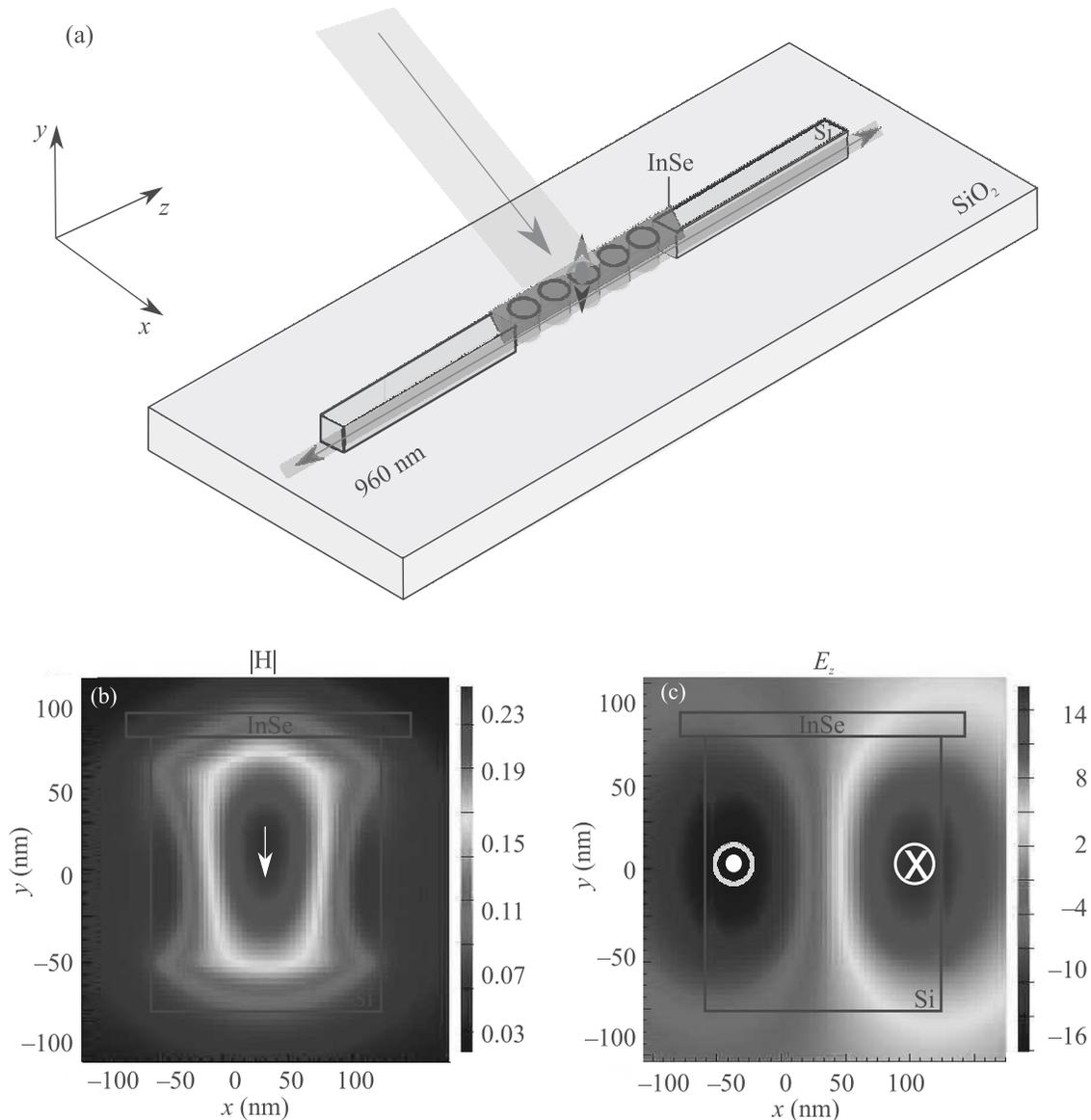


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение системы кремниевого волновода на подложке, центральная часть которого представляет собой кремниевые нанорезанаторы, покрытые 10 нм пленкой селенида индия InSe. (b), (c) – Распределения магнитного и электрического полей в сечении центрального кремниевого диска диаметром 260 нм, отвечающие магнитному дипольному Ми-резонансу при возбуждении точечным излучателем, расположенным в пленке InSe

зи излученного света с волноводной структурой на чипе. Высокий квантовый выход может быть достигнут при использовании плазмонных резонаторов за счет перехода к малым модовым объемам, или диэлектрических резонаторов, которые могут быть спроектированы с очень большим коэффициентом добротности [19]. Однако в плазмонных структурах эффект Парселла существенно зависит от положения излучателя, а высокий коэффициент поглощения в металлах приводит к большим поте-

рям. Это делает диэлектрические резонаторы более привлекательными, кроме того, они чаще сделаны из материалов, совместимых с современными КМОП-технологиями (комплементарная структура металл-оксид-полупроводник). Реализация эффективного заведения излучения однофотонного источника непосредственно на интегральную микросхему подразумевает существование сильной оптической связи между излучателем и волноводной системой на чипе. Этого можно добиться, в частно-

сти, в резонансной волноводной системе, состоящей из наноантенн из материала с высоким показателем преломления [20]. В таких наноантеннах возможно возбуждение как электрических, так и магнитных дипольных резонансов Ми [21], что позволяет эффективно управлять как линейным, так и нелинейным оптическим откликом подобных структур [22, 23]. Было показано [24], что, объединяя такие наноантенны в одномерные цепочки, можно добиться эффективного распространения излучения за счет ближнепольной оптической связи между ними при возбуждении магнитного дипольного Ми-резонанса в отдельных частицах. Стоит отметить, что такие волноводные системы обладают рядом преимуществ, что открывает возможность для разработки новых функциональных устройств на их основе на оптическом чипе [25].

В данной работе предложена идея эффективной интеграции однофотонных излучателей в тонких пленках InSe с аналогичными резонансными волноводами на основе кремниевых наночастиц. Как было отмечено выше, InSe был выбран в связи с тем, что он обладает серыми экситонами, возбуждающимися вне плоскости, что важно для эффективной связи с резонансной волноводной структурой. Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рис. 1а. Точечный дипольный излучатель в InSe связан с локализованным экситонным состоянием, образованным за счет дефекта в тонкой пленке InSe [26]. Стоит отметить, что такой излучатель может быть возбужден как оптически, так и электрически [27]. Представленные результаты не берут в расчет эффект Парселла и подразумевают существование дипольного излучателя с заданной интенсивностью непосредственно в тонкой пленке InSe при фиксированной длине волны света. Согласно [12], в спектре поглощения тонкой (порядка 10 нм) пленки InSe при температуре 10 К наблюдается экситонный переход, соответствующий примерно 1.29 эВ, что в пересчете на длину волны составляет 960 нм. В силу того, что в данном спектральном диапазоне поглощение кремния минимально, использование данных пленок является принципиально обоснованным. Дальнейшие исследования проводились для случаев дипольных излучателей на данной длине волны и при толщине пленки InSe 10 нм. Подобное упрощение позволяет сконцентрировать внимание на исследовании эффективности связи дипольного излучателя с магнитной оптической модой в кремниевых Ми-резонансных нанодисках.

С помощью метода конечных разностей по временной области было проведено численное модели-

рование в программном пакете Lumerical FDTD системы полоскового кремниевого волновода высотой 160 нм и шириной 140 нм, центральная часть которого представляет собой нанорезонаторы в виде дисков с высотой  $h = 160$  нм и периодом  $s = 50$  нм, покрытых сверху 10 нм пленкой селенида индия InSe с точечным дипольным источником внутри нее на длине волны 960 нм. Численно полученное распределение магнитного и электрического полей в сечении центрального кремниевого диска диаметром 260 нм (см. рис. 1b, c) демонстрирует образование магнитного дипольного Ми-резонанса в наноантеннах при возбуждении точечным излучателем, расположенным в пленке InSe. Схематическое изображение с характерными параметрами для дальнейшего описания структуры представлено на рис. 2а. Система была помещена в изотропную среду с показателем преломления  $n = 1.45$ . На рисунке 2b представлен график зависимости коэффициента пропускания резонансной системы от диаметра кремниевых нанодисков в случае с тонкой пленкой InSe сверху (черная кривая) или без нее (красная кривая). Под коэффициентом пропускания в данном случае подразумевается отношение интенсивности излучения на входе в волноводную систему к интенсивности на выходе из нее:  $T = I_{\text{in}}/I_{\text{out}}$ . В обоих случаях максимальное пропускание достигается при диаметре резонаторов 140 нм и составляет  $T = 0.96$  и  $T = 0.93$  соответственно. Аналогичные зависимости были получены для случая волноводной системы, помещенной на полубесконечную подложку из SiO<sub>2</sub> (рис. 2c). Максимальное пропускание в случае с тонкой пленкой  $T = 0.98$  достигается при диаметре кремниевых нанодисков  $d = 250$  нм и в случае без нее  $T = 0.76$  при диаметре  $d = 260$  нм. Высокое значение коэффициента пропускания в обоих случаях (в случае расположения резонансной волноводной системы в однородной среде и на подложке SiO<sub>2</sub>) свидетельствует об эффективной оптической связи между наноантеннами резонансной волноводной системы при возбуждении магнитного дипольного резонанса в них, что обусловлено оптимально подобранной геометрией структуры.

Исследование эффективности заведения излучения дипольных источников – локализованных экситонных состояний, связанных с дефектами в тонкой пленке селенида индия – проводилось при сопоставлении интенсивности света на выходе из структуры для случая резонансной волноводной системы ( $I_{\text{res}}$ ) и случая сплошного полоскового кремниевого волновода ( $I_{\text{ref}}$ ) с аналогичными размерами (высота и ширина волновода). В дальнейшем введем обозначение

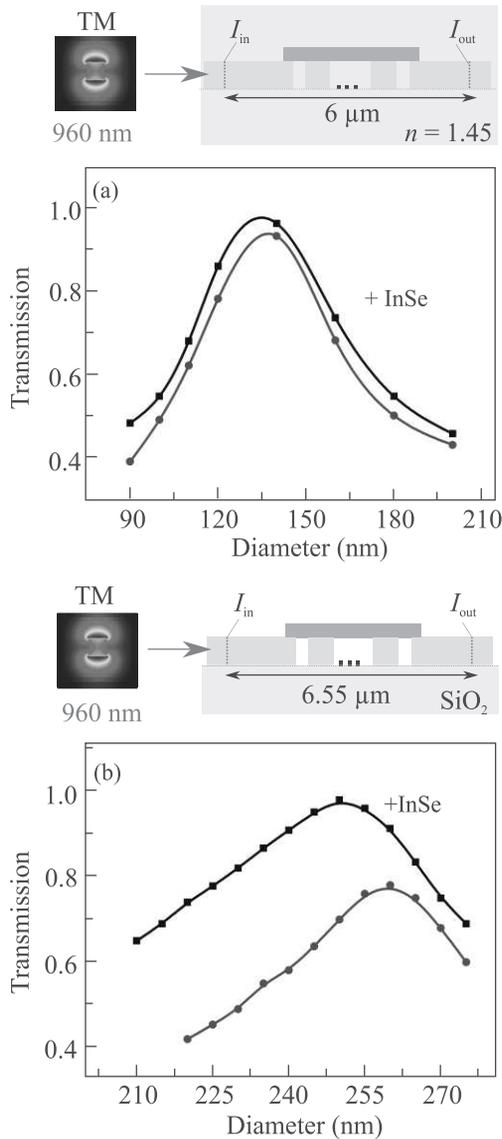


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а), (б) – Графики зависимости коэффициента пропускания резонансной волноводной системы от диаметра кремниевых нанодисков для случая изотропного окружения с показателем преломления  $n = 1.45$  и структуры на подложке из  $\text{SiO}_2$  с 10 нм пленкой InSe (черная кривая) и без нее (красная кривая). Схематическое изображение исследуемых структур представлено над каждым из графиков

$A_{\text{eff}} = I_{\text{res}}/I_{\text{ref}}$ . Были рассмотрены различные схемы реализации образцов, принципиальное отличие между которыми заключается в расположении дипольного излучателя в тонкой пленке относительно волноводной системы (в серии образцов Q точечный дипольный излучатель находится в центре волноводной системы, в образцах E – в краевых областях), а также в уровне заполнения пространства между крем-

ниевыми нанодисками диэлектрическим материалом (аналогичным материалу подложки), как показано схематично на рис. 3а:  $Q_1, E_1$  – пространство между нанорезонаторами ничем не заполнено;  $Q_2, E_2$  – пространство между нанодисками на  $h/2$  заполнено диоксидом кремния;  $Q_3, E_3$  – пространство между нанодисками заполнено диоксидом кремния на высоту  $h$ ;  $Q_4, E_4$  – уровень кварца на 10 нм выше высоты  $h$  нанодисков.

Были рассмотрены случаи расположения дипольного источника (рис. 3а) как в центре системы из дисков, так и на краю резонансной структуры. Относительная эффективность заведения электромагнитной энергии от точечного излучателя в канал волновода для конфигураций  $Q_1$  и  $E_1$  представлены на рис. 3б, где  $E_1^L$  и  $E_1^R$  соответствуют случаю распространения излучения в оба канала волновода, где  $L$  является ближайшим каналом волновода,  $R$  – дальним. Для резонансных систем, где значения диаметров нанодисков варьировались в диапазоне от 210–270 нм, максимум  $A_{\text{eff}}$  наблюдался при  $d = 240$  нм. Стоит отметить, что в случае расположения точечного дипольного излучателя в краевой области системы ( $E_1$ ), эффективность  $A_{\text{eff}}$  возросла в 80 раз по сравнению со случаем, когда резонансная система кремниевых нанодисков заменяется сплошным волноводом, и в 45 раз в случае, если точечный дипольный излучатель находится в центре тонкой пленки ( $Q_1$ ).

На рисунке 3с представлена зависимость  $A_{\text{eff}}$  для точечного диполя, расположенного в центре структуры (серия образцов типа Q), от диаметра кремниевых нанорезонаторов, изменяющегося в диапазоне от 220 до 270 нм, для разного уровня заполнения свободного пространства между кремниевыми нанодисками диэлектрической средой, показатель преломления которой соответствует показателю преломления подложки (при расчетах в качестве среды был выбран плавленый кварц  $\text{SiO}_2$ ). При погружении кремниевых нанорезонаторов в среду подложки наблюдается динамический рост эффективности передачи энергии от точечного излучателя в резонансный волновод. При этом максимумы зависимостей  $A_{\text{eff}}(d)$  смещаются в область меньших диаметров.

Аналогичные зависимости, представленные на рис. 3д, были получены для случая точечного дипольного излучателя, находящегося на краю системы кремниевых нанодисков (серия образцов типа E). Максимум зависимости  $A_{\text{eff}}$  при этом наблюдается для  $d = 220$  нм и составляет  $13.6 \cdot 10^3$  и  $11.9 \cdot 10^3$  для конфигураций  $E_3$  и  $E_4$ ,  $2.8 \cdot 10^3$  для конфигурации  $E_2$ . Таким образом, становится возможным макси-

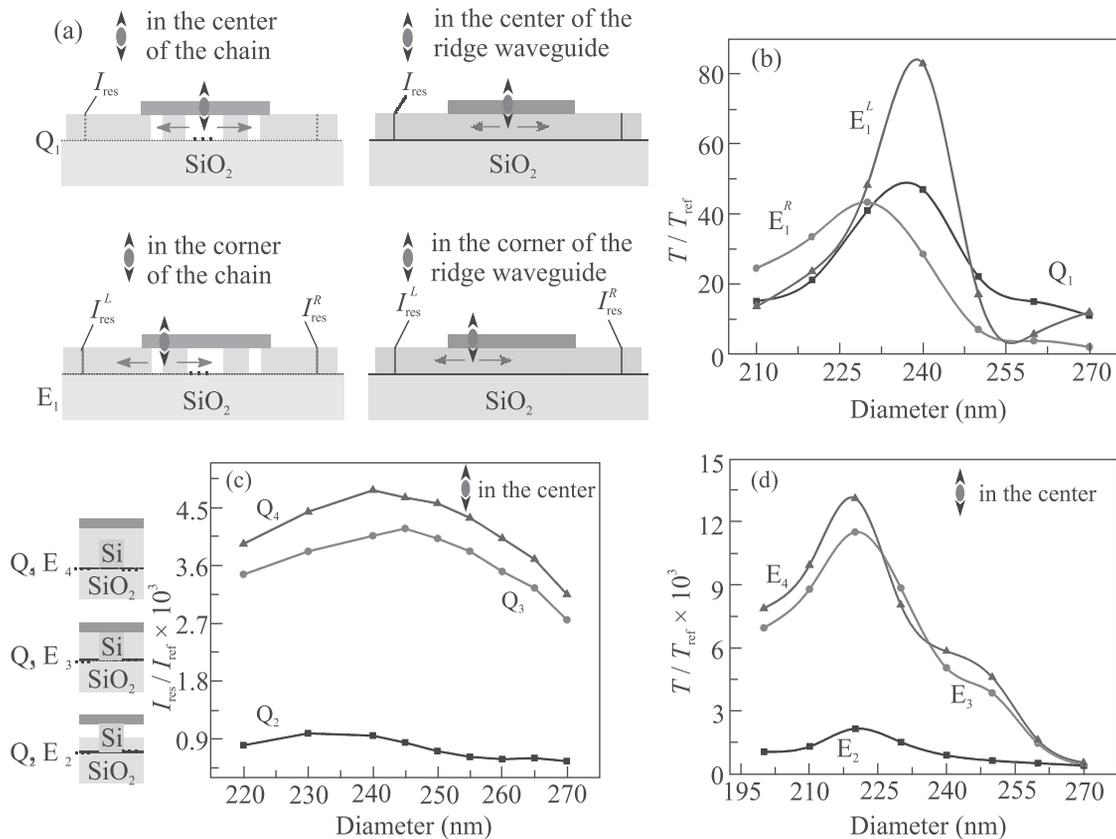


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Схематические изображения положения излучателя относительно резонансных волноводных структур и конфигураций системы: Q<sub>1</sub>, E<sub>1</sub> – пространство между нанодисками ничем не заполнено; Q<sub>2</sub>, E<sub>2</sub> – пространство между нанодисками на  $h/2$  заполнено диоксидом кремния; Q<sub>3</sub>, E<sub>3</sub> – пространство между нанодисками заполнено диоксидом кремния на высоту  $h$ ; Q<sub>4</sub>, E<sub>4</sub> – уровень диоксида кремния на 10 нм выше высоты  $h$  нанодисков. (б)–(д) – Графики зависимости относительной эффективности заведения электромагнитного излучения точечного диполя в пленке InSe в волноводную структуру от диаметра кремниевых нанодисков в случаях: (б) – дефект расположен в центре структуры и на краю соответственно для конфигураций E; (с) – дефект расположен в центре структуры в конфигурациях Q<sub>2</sub>, Q<sub>3</sub>, Q<sub>4</sub>; (д) – дефект расположен на краю структуры в конфигурациях E<sub>2</sub>, E<sub>3</sub>, E<sub>4</sub>

мизировать заведение электромагнитного излучения точечного диполя за счет оптимизации геометрии нанорезонаторов и изменения показателя преломления среды в пространстве между ними. Заметим, что заполнение пространства между нанодисками средой, аналогичной среде подложки, приближает исследуемую систему к модельному случаю изотропной диэлектрической среды, также рассмотренному выше.

Стоит отметить, что в данной работе рассмотрены лишь эффекты, связанные с увеличением эффективности оптической связи излучения точечных источников в тонких пленках InSe с волноводной структурой за счет оптимального подбора геометрических параметров формирующих ее наноструктур. При этом не был произведен учет эффекта Парселла, который влияет на квантовую эффективность излучателя (в модели был рассмотрен источник с задан-

ным квантовым выходом). В перспективе с помощью оптимальной геометрии волноводной системы можно добиться не только повышения эффективности оптической связи излучателя и волновода, но и увеличить его квантовый выход. Кроме того, актуальным может быть переход от кремния к средам, обладающим более низким коэффициентом поглощения, в частности, к нитриду кремния [28, 29].

Таким образом, методами численного моделирования были исследованы резонансные полупроводниковые структуры, позволяющие эффективно заводить излучение точечных источников в тонких пленках InSe в систему волновода с Ми-резонансными кремниевыми нанодисками. Показано, что использование резонансных наноструктур позволяет увеличить эффективность оптической связи между волноводом и излучателем в такой пленке на четыре по-

рядка по сравнению с обычным полосковым волноводом за счет возбуждения магнитного дипольного резонанса в наночастицах, встроенных в волновод. Полученные результаты могут быть использованы для создания эффективных неклассических источников света на оптическом чипе для задач интегральной квантовой фотоники.

Авторы выражают благодарность Т. В. Шубиной за конструктивные комментарии и ценные замечания, учтенные в работе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-32-90223 (моделирование оптической связи квантового излучателя с волноводом) и # 18-29-20097 (численная оптимизация пропускания резонансного волновода). Часть исследований выполнена при поддержке Центра квантовых технологий МГУ.

1. J. Wang, F. Sciarrino, A. Laing, and M. G. Thompson, *Nature Photon.* **14**, 273 (2020).
2. M. D. Eisamana, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 071101 (2011).
3. I. Aharonovich, D. Englund, and M. Toth, *Nature Photon.* **10**, 631 (2016).
4. A. Krasnok, A. Maloshtan, D. Chigrin, Y. Kivshar, and P. Belov, *Laser Photonics Rev.* **9**, 385 (2015).
5. F. Lenzini, N. Gruhler, N. Walter, and W. H. P. Pernice, *Adv. Quantum Technol.* **1**, 1800061 (2018).
6. C. Dietrich, A. Fiore, M. Thompson, and S. Hofling, *Laser Photonics Rev.* **10**, 6 (2016).
7. S. Hepp, M. Jetter, S. Portalupi, and P. Michler, *Adv. Quantum Technol.* **2**, 1900020 (2019).
8. X. Liu and M. Hersam, *Nat. Rev. Mater.* **4**, 669 (2019).
9. K. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, and A. Castro Neto, *Science* **353**, 6298 (2016).
10. M. Kuroda, I. Munakata, and Y. Nishina, *Solid State Commun.* **33**, 687 (1980).
11. P. Gomes da Costa, R. G. Dandrea, R. F. Wallis, and M. Balkanski, *Phys. Rev.* **48**, 14135 (1993).
12. M. Brotons-Gisbert, R. Proux, R. Picard, D. Andres-Penares, A. Branny, and B. D. Gerardot, *Nat. Commun.* **10**, 3913 (2019).
13. T. Shubina, W. Desrat, M. Moret, A. Tiberj, O. Briot, V. Davydov, and A. Platonov, *Nat. Commun.* **10**, 3479 (2019).
14. H. Chen, M. Palummo, D. Sangalli, and M. Bernardi, *Nano Lett.* **18**, 3839 (2018).
15. S. Tamalampudi, Y. Lu, R. Kumar, and R. Sankar, *Nano Lett.* **14**, 2800 (2014).
16. C. Chakraborty, N. Vamivakas, and D. Englund, *Nanophotonics* **8**, 2017 (2019).
17. S. Ren, Q. Tan, and J. Zhang, *J. Semicond.* **40**, 7 (2019).
18. P. Yao, V. S. C. MangaRao, and S. Hughes, *Laser Photonics Rev.* **4**, 499 (2010).
19. M. Pelton, *Nat. Photonics* **9**, 427 (2015).
20. O. Sergaeva, I. Volkov, and R. Savelev, *Nanosyst.: Phys. Chem. Math.* **10**, 266 (2019).
21. A. Kuznetsov, A. Miroshnichenko, M. Brongersma, Y. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, *Science* **18**, 354 (2016).
22. M. K. Kroychuk, A. S. Shorokhov, D. F. Yagudin, D. A. Shilkin, D. A. Smirnova, M. R. Shcherbakov, and A. A. Fedyanin, *Nano Lett.* **5**, 3471 (2020).
23. E. V. Melik-Gaykazyan, K. L. Koshelev, J. H. Choi, S. S. Kruk, A. A. Fedyanin, and Y. S. Kivshar, *JETP Lett.* **109**, 131 (2019).
24. R. Bakker, Y. Yu, and A. Kuznetsov, *Nano Lett.* **17**, 3458 (2017).
25. P. Cheben, R. Halir, and H. Atwater, *Nature* **560**, 565 (2018).
26. G. Mudd, M. Molas, X. Chen, V. Zolyomi, K. Nogajewski, Z. R. Kudrynskyi, Z. D. Kovalyuk, G. Yusa, O. Makarovsky, and L. Eaves, *Sci. Rep.* **6**, 39619 (2016).
27. C. Chakraborty, L. Kinnischtzke, K. Goodfellow, R. Beam, and A. Vamivakas, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 507 (2015).
28. F. Peyskens, C. Chakraborty, M. Muneeb, D. Thourhout, and D. Englund, *Nat. Commun.* **10**, 4435 (2019).
29. W. Elshaari, W. Pernicz, K. Srinivasan, O. Benson, and V. Zwiller, *Nat. Photonics* **12**, 285 (2020).

# Пороговый эффект при фотоэмиссии составных наноантенн под воздействием мощных фемтосекундных лазерных импульсов

А. Д. Кондорский<sup>1)</sup>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 сентября 2020 г.

После переработки 29 октября 2020 г.

Принята к публикации 30 октября 2020 г.

Предложен новый механизм формирования энергетических спектров фотоэлектронов при надпороговой фотоэмиссии составных наноантенн с малыми зазорами между элементами под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. Механизм состоит в том, что при определенных условиях фотоэлектрон может перерассеиваться не только на “родительском” элементе составной наноантенны, но и на соседнем элементе. Это приводит к существенному повышению верхней границы области “плато” в энергетических спектрах фотоэлектронов. Установлены зависимости между параметрами, определяющими эффективность протекания процесса. Использование предлагаемого механизма представляется перспективным для создания эффективных компактных источников высокоэнергетических аттосекундных электронных пучков и ультракоротких импульсов рентгеновского диапазона.

DOI: 10.31857/S1234567820230044

**Введение.** Одно из интенсивно развиваемых направлений современной лазерной физики связано с изучением эффектов сильного поля, возникающих при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на атомно-молекулярные системы в газе и плазме [1–5]. Принципиально важным для практического применения эффектом сильного поля является формирование широкого “плато” в энергетических спектрах фотоэлектронов в процессе надпороговой фотоионизации [1–3]. Такой спектр состоит из трех областей: (1) низкоэнергетической области резкого убывания функции распределения фотоэлектронов по энергиям,  $w(E)$ , (2) следующего затем широкого “плато” – области энергий, при которых  $w(E)$  изменяется относительно мало, и (3) ее резкого обрыва. Формирование области “плато” сопровождается генерацией высоких гармоник с максимальной частотой, определяемой положением верхней энергетической границы области “плато” [1]. Особенно важным является то, что излучение генерируемых высоких гармоник оказывается сфазированным, что приводит к формированию рентгеновских импульсов аттосекундной длительности [2–5].

Теоретическое описание надпороговой фотоионизации было дано Коркумом [1]. Процесс происходит в три этапа: электрон ионизируется, разгоняется во внешнем лазерном поле и возвращается к родительскому иону в результате смены знака напряжен-

ности внешнего поля, а затем упруго отражается от иона и приобретает дополнительный разгон. Фотоэлектроны, испытавшие такое упругое отражение на последнем этапе, и формируют область “плато”. Когда вместо упругого отражения происходит рекомбинация фотоэлектрона с родительским ионом, возникает излучение высоких гармоник в широком диапазоне частот, включающим рентгеновский диапазон.

Аналогично надпороговой фотоионизации атомов, при облучении фемтосекундными импульсами наноразмерных объектов наблюдается надпороговая фотоэмиссия. Этот процесс изучен для одиночных металлических наностроек [6–8], составных наноантенн типа “галстук-бабочка” с большим зазором [9–11], металлических и диэлектрических наночастиц [11–14], а совсем недавно и крупных кластеров [15]. Полученные данные свидетельствуют о том, что при интенсивностях света  $\sim 10^{10} \div 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> в энергетических фотоэмиссионных спектрах таких наноразмерных объектов также формируются широкие (несколько десятков эВ) области “плато”.

Надпороговая фотоэмиссия с поверхности наноантенн имеет ряд существенных отличий от надпороговой фотоионизации атомов. Благодаря плазмонному усилению поля имеется возможность наблюдать такие процессы при значительно меньшей интенсивности фемтосекундных лазерных импульсов. При этом наибольшая локализация электромагнитного поля достигается в зазоре между двумя наноструктурами, составляющими составную наноантен-

<sup>1)</sup>e-mail: kondorskiy@lebedev.ru

ну [9, 10, 16]. Пространственные распределения электромагнитных полей в ближней зоне наноструктуры существенно зависят от ее формы, размеров и свойств материала. Это позволяет управлять процессом фотоэмиссии путем подбора формы нанополоски.

**Физический механизм.** В настоящей работе предложен механизм, дополняющий и существенно модифицирующий обычный процесс перерасеяния фотоэлектрона [1], и возникающий при фотоэмиссии двух близко расположенных металлических наноструктур. Механизм основан на возможности преодолеть в таких системах одно из ключевых ограничений модели Коркума, накладываемых на максимальную энергию перерасеяемого фотоэлектрона – необходимость фотоэлектрона после разгона вернуться к точечному родительскому иону, т.е. двигаться по замкнутой траектории. Если нанополоска состоит из двух элементов, то при определенных условиях фотоэлектрон может рассеиваться не только на “родительской” наноструктуре, но и на соседнем элементе нанополоски. Это существенно расширяет число возможных траекторий фотоэлектрона, приводящих к его ускорению за счет процесса перерасеяния. Тем самым повышается верхняя граница “плато” в спектре фотоэмиссии без увеличения интенсивности лазерного импульса.

Недавно близкий механизм увеличения верхней энергетической границы “плато” был экспериментально продемонстрирован для случая фотоионизации кластеров [15]. Показано, что при увеличении размеров кластеров до величин, сравнимых с радиусом кривизны траектории фотоэлектрона происходит увеличение верхнего порога приобретаемой фотоэлектроном энергии, что связано с его перерасеянием на соседних атомах кластера. Хотя при теоретических исследованиях надпороговой фотоэмиссии и ранее учитывалось влияние размеров наноструктур на формирование спектров (см., например, обзор [8] и приведенные там ссылки), в работе [15] это влияние изучено подробно. Установлено, что величина верхней энергетической границы “плато” не только пропорциональна интенсивности лазерного излучения, но и растет с увеличением размеров кластера как квадратичная функция.

В настоящей работе исследована другая система, в которой влияние различия между положениями точек фотоэмиссии и перерасеяния фотоэлектрона на спектр фотоэлектронов оказывается более значительным. Более того, в отличие от [15], в изучаемых системах наблюдается пороговый характер зависимости верхней энергетической границы “плато” как от интенсивности лазерного импульса, так и

от размеров системы. Рассмотрена составная нанополоска, состоящая из двух расположенных друг напротив друга элементов, положение которых в пространстве фиксировано. В этой системе часть электронов по-прежнему может перерасеиваться на “родительском” элементе нанополоски, двигаясь по “замкнутой” траекториям. Вместе с тем, если элементы нанополоски расположены достаточно близко, часть электронов может получить достаточное ускорение лазерным полем, достигнуть другого элемента и преотразиться от него, получив дополнительное ускорение. Этот последний механизм будем называть “открытым” перерасеянием, в отличие от стандартного сценария перерасеяния [1], который предполагает замкнутость траекторий электронов.

Возможность “открытого” перерасеяния повышает верхнюю границу области “плато” в энергетических спектрах электронов. Действительно, при замкнутой траектории поле замедляет и разворачивает электрон в дальней от наноструктуры точке траектории. В случае “открытого” перерасеяния электрон может изменять направление своего движения не только под воздействием поля, но и в результате отражения от соседнего элемента. Таким образом, возможна реализация режима, при котором направление движения электрона достаточно долго совпадает с изменяющимся во времени направлением поля лазерного импульса, увеличивая эффективность разгона фотоэлектрона.

**Теоретическая модель.** В данной работе выполнено компьютерное моделирование и теоретический анализ динамики надпороговой фотоэмиссии и разгона фотоэлектронов в ближнем поле составной нанополоски типа “галстук-бабочка” при ее облучении фемтосекундными лазерными импульсами. Использовалась квазиклассическая модель, которая является стандартной при компьютерном моделировании надпороговых процессов [1–14] и доказавшая свою надежность при описании как надпороговой ионизации атомов [1–5], так и надпороговой фотоэмиссии наноструктур [6–11]. Моделирование включало количественное описание следующих процессов: (1) формирование пространственно-временных распределений напряженности электромагнитных полей в ближней зоне нанополоски; (2) выход электронов из поверхности нанополоски; и (3) классическое движение эмитированных фотоэлектронов в ближней зоне нанополоски с учетом возможности их упругого рассеяния на ее поверхности.

Программа для проведения компьютерного моделирования была подготовлена на основе извест-

ного программного обеспечения с открытым исходным кодом [17] и апробированных ранее собственных разработок в области квазиклассического моделирования молекулярной динамики [18–20]. Расчет электромагнитных полей в ближней зоне наноантенны осуществлялся путем численного решения уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области (FDTD) [21] с помощью пакета МЕЕР [17]. Для моделирования процесса выхода фотоэлектрона из металла поверхность наноантенны была разбита на большое число малых элементов. Для согласования размеров элементов с пространственным шагом разностной схемы метода FDTD был использован следующий алгоритм: определялись узлы пространственной сетки, которые находятся внутри наноструктуры, но имеют хотя бы один соседний узел, находящийся вне наноструктуры. Для каждого такого узла определялась наиболее близкая к нему точка на поверхности наноструктуры. Элементы поверхности представляли собой сильно сплюснутые многогранные пирамиды, вершины которых находились в указанных точках поверхности, а вершинами оснований являлись середины отрезков, соединяющих вершины соседних элементов. Площадь элемента определялась как сумма площадей граней, примыкающих к вершине.

На каждом шаге интегрирования уравнений Максвелла по времени для вершины каждого элемента поверхности определялась вероятность эмиссии электрона в соответствии с текущим значением локального электрического поля. Для элемента поверхности  $i$  она равна

$$w_i = \Theta(F(\mathbf{r}_i, t)) \cdot j(F(\mathbf{r}_i, t)) \cdot \Delta s_i \Delta t, \quad (1)$$

где  $j(F)$  – плотность тока фотоэмиссии,  $\Delta s_i$  – площадь элемента поверхности,  $\Delta t$  – величина шага по времени,  $F(\mathbf{r}_i, t)$  – проекция электрической силы, действующей на электрон вдоль нормали к поверхности, направленной наружу.  $\Theta(x)$  – функция Хевисайда. Плотность тока фотоэмиссии,  $j(F)$ , вычислялась по формуле Фаулера–Нордхейма [22], применимость которой для описания фотоэмиссии в сильном лазерном поле подробно обсуждалась в [23] и подтверждена сравнениями с различными экспериментальными данными [6–8, 11].

Количество электронов, эмитируемых с поверхности наноструктуры на определенном шаге по времени, определялось как  $N = \sum_i w_i / \rho$ , где  $\rho$  – вероятность эмиссии в расчете на одну траекторию. Этот параметр определяет общую величину выборки траекторий электронов, которые рассчитываются в процессе компьютерного моделирования. Конкрет-

ные элементы поверхности, из которых эмитируют электроны определялись применением  $N$  раз следующего алгоритма: генерировалось случайное число  $\zeta$  ( $0 < \zeta < 1$ ) и, если выполнялось условие

$$\sum_{l'=1}^{l-1} P_{l'} < \zeta \leq \sum_{l'=1}^{l-1} P_{l'} + P_l, \quad P_l = w_l / \sum_i w_i, \quad (2)$$

то электрон считался испущенным элементом поверхности с индексом  $l$ .

Дальнейшее движение эмитированных электронов описывалось классическими траекториями. При этом начальные координаты траекторий соответствовали координатам вершин, откуда эмитировали электроны. В соответствии с физической картиной туннельного режима фотоэмиссии предполагалось, что электроны испускаются с нулевой начальной скоростью. Дальнейший расчет траекторий движения электронов осуществлялся путем численного решения уравнений Ньютона с помощью скоростного метода Верле [24]. Шаг интегрирования по времени траекторий электронов был согласован с шагом интегрирования уравнений Максвелла. При столкновении электрона с поверхностью наноструктуры его отражение рассматривалось как упругое, в соответствии с работами [6–11].

Энергетические спектры строились по принципу гистограммы для большого набора значений энергии фотоэлектронов. Для корректного вычисления величин плотности вероятности при проведении расчетов с различными размерами выборки траекторий, результирующая гистограмма умножалась на величину параметра  $\rho$  (вероятность фотоэмиссии в расчете на одну траекторию). При проведении вычислений использовались следующие параметры: число интервалов гистограммы 100, размер выборки траекторий определялся подбором параметра  $\rho$  и поддерживался на уровне  $1 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^5$ .

На рисунке 1 представлены сравнения результатов проведенного описанным методом расчета энергетических спектров фотоэлектронов при надпороговой фотоэмиссии одиночного наноострия с экспериментальными данными [7]. Видно, что имеет место хорошее согласие результатов теории и эксперимента. Особенно важно, что результаты моделирования достаточно точно описывают зависимости положения верхней границы “плато” от интенсивности лазерного импульса.

Были рассмотрены две конфигурации вольфрамовых наноантенн типа “галстук-бабочка” с конечными элементами (см. рис. 2): (а) – “симметричная” антенна с одинаковыми радиусами кривизны нако-

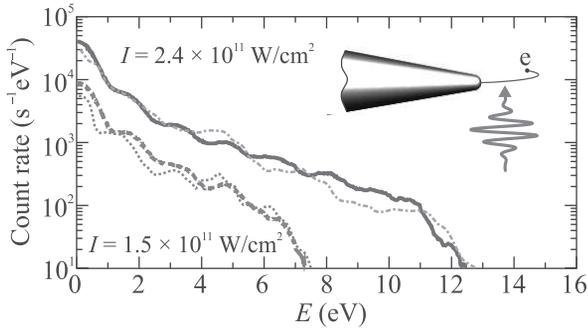


Рис. 1. (Цветной онлайн) Сравнение результатов расчета энергетических спектров фотоэлектронов при надпороговой фотоэмиссии одиночного наноострия с экспериментальными данными [7]. Фиолетовая сплошная линия и оранжевый штрих-пунктир – экспериментальные данные и результаты расчетов для  $I = 2.4 \cdot 10^{11}$  Вт·см<sup>-2</sup> соответственно. Зеленый длинный пунктир и красные точки – аналогичные данные для  $I = 1.5 \cdot 10^{11}$  Вт·см<sup>-2</sup>. Единицы оси ординат соответствуют скоростям отсчета электронов, измеренным в работе [7]. Поскольку число лазерных импульсов в эксперименте неизвестно, теоретические результаты умножены на коэффициент, устанавливающий соответствие единицам оси ординат

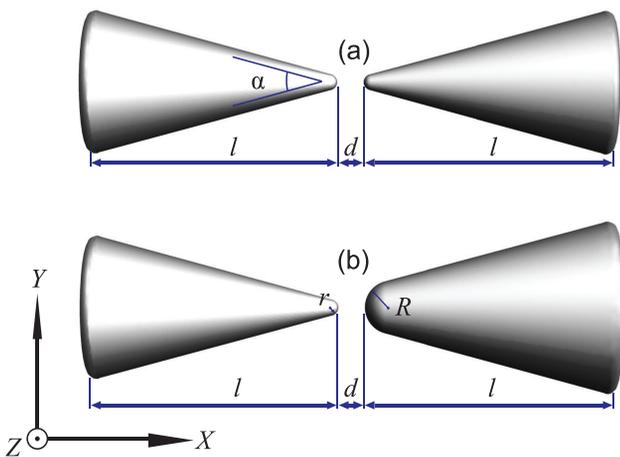


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схематическое изображение исследуемых наноантенн: (а) – “симметричная”; (б) – “асимметричная”

нечников  $r = 6$  нм (диаметр 12 нм) и (б) – “асимметричная” антенна с различными радиусами кривизны наконечников  $r = 6$  нм, что соответствует случаю симметричной антенны, и большего радиуса кривизны  $R = 18$  нм (диаметр 36 нм). Длины конусов и углы раствора для элементов обоих типов наноантенн были выбраны одинаковыми:  $l = 100$  нм и  $\alpha = 30^\circ$  соответственно. Расстояние между наконечниками,  $d$ ,

изменялось от 5 до 7 нм. Диэлектрическая функция вольфрама была взята из [25].

Электрическое поле лазерного импульса линейно поляризовано вдоль оси вращения наноантенн (ось  $X$  на рис. 2). Параметры импульса: длина волны  $\lambda = 805$  нм, длительность (FWHM)  $\tau = 6$  фс (спектральная ширина импульса  $\sim 150$  нм), фаза импульса в максимуме огибающей,  $\Phi_{\text{СЕР}} = 0$ , что соответствует случаю, когда при пиковой интенсивности эмиссия происходит из левого элемента антенны (см. рис. 2). Опубликованные ранее в [8] оценки пороговых величин интенсивности поля вблизи поверхности, при которых начинает происходить разрушение наноострий, составляют несколько десятков ТВт/см<sup>2</sup> при длительностях импульса в несколько десятков фемтосекунд. В настоящей работе рассматривались интенсивности меньше указанных в [8] пороговых значений при значительно меньших длительностях импульса.

Для оценки эффективности предлагаемого механизма “открытого” перерасеяния также проводились дополнительные расчеты в режиме “замкнутого перерасеяния”. В этом режиме электроны могут отражаться лишь от родительских элементов. Если же электроны столкнутся с соседними элементами, то проходят сквозь них, не испытывая рассеяния. Напротив, режим “полного перерасеяния” подразумевает отсутствие описанных ограничений.

**Результаты и обсуждение.** На рисунках 3 и 4 представлены результаты расчетов спектров фотоэмиссии симметричных и асимметричных вольфрамовых антенн “галстук-бабочка” при различных расстояниях между остриями и интенсивностях лазерного импульса. Видно, что учет предлагаемого механизма “открытого” перерасеяния приводит к значительному (в  $1.5 \div 2$  раза) расширению области “плато” в энергетических спектрах. Вклад исследуемого механизма зависит от расстояния между остриями и носит пороговый характер. Так, для симметричной антенны (см. рис. 3) при интенсивности поля  $1 \cdot 10^{11}$  Вт·см<sup>-2</sup> увеличение расстояния  $d$  с 5 до 6 нм приводит к тому, что высокоэнергетическая часть “плато”, связанная с перерасеянием на соседнем острие, пропадает. Однако при увеличении интенсивности до  $3 \cdot 10^{11}$  Вт·см<sup>-2</sup> эффект “открытого” перерасеяния проявляется и при  $d = 6$  нм (см. нижнюю панель рис. 3). Расчеты показывают, что при увеличении  $d$  до 7 нм эффект “открытого” перерасеяния для симметричной антенны исчезает и при интенсивности  $3 \cdot 10^{11}$  Вт·см<sup>-2</sup>.

Возникновение “открытого” перерасеяния определяется не только интенсивностью лазерного им-

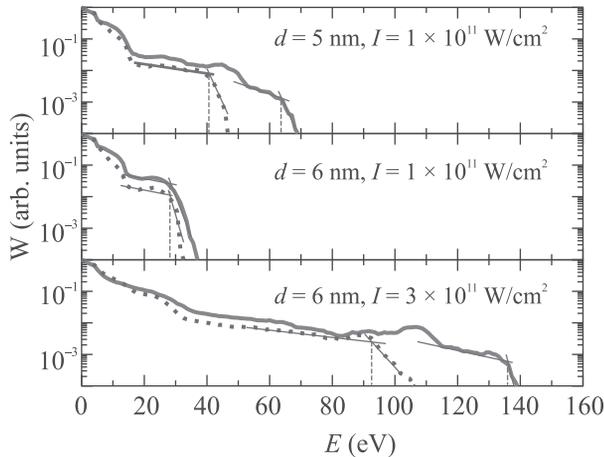


Рис. 3. (Цветной онлайн) Энергетические спектры фотоэлектронов, полученные в режимах “замкнутого” и “полного” перерасеяния для симметричных наноантенн. Верхний рисунок:  $d = 5$  нм,  $I = 1 \cdot 10^{11}$  Вт·см $^{-2}$ ; средний рисунок:  $d = 6$  нм,  $I = 1 \cdot 10^{11}$  Вт·см $^{-2}$ ; нижний рисунок:  $d = 6$  нм,  $I = 3 \cdot 10^{11}$  Вт·см $^{-2}$ . Красная сплошная линия – учитывались вклады и “замкнутого” и “открытого” перерасеяния. Синий короткий пунктир – учитывался вклад только “замкнутого” перерасеяния. Для удобства сравнения все спектры нормализованы так, что их максимум равен 1

пульса, но и конфигурацией составной наноантенны. На рисунке 4 представлены спектры энергии фотоэлектронов, полученные для случая асимметричной антенны. Сравнение рисунков 4 и 3 показывает, что у асимметричной наноантенны “открытое” перерасеяние начинает играть существенную роль при больших размерах зазора и меньших интенсивностях, чем у симметричной антенны. Это вызвано тем, что в этом случае электроны, формирующие высокоэнергетическую часть спектра, эмитируются из левого (малого) элемента наноантенны. Увеличение размеров правого элемента приводит к дополнительному усилению напряженности поля, наводимого вблизи левого элемента. Аналогичное поведение было ранее продемонстрировано нами в [26] для наноантенн с большими зазорами между элементами, в которых вклад механизма “открытого” перерасеяния не проявляется. Кроме того, для асимметричной наноантенны учет механизма “открытого” перерасеяния приводит к большему, по сравнению с симметричными антеннами, увеличению верхней границы “плато”. Это связано с тем, что больше электронов может перерасеяться на более крупном элементе наноантенны, чем на элементе меньшего размера. Асимметрия наноантенны приводит и к сильной зависимости положения верхней границы “плато” от фазы импульса

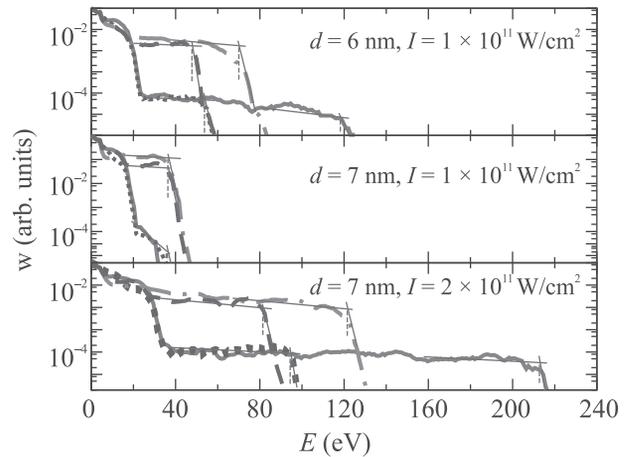


Рис. 4. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, но для асимметричных наноантенн. Верхний рисунок:  $d = 6$  нм,  $I = 1 \cdot 10^{11}$  Вт·см $^{-2}$ ; средний рисунок:  $d = 7$  нм,  $I = 1 \cdot 10^{11}$  Вт·см $^{-2}$ ; нижний рисунок:  $d = 7$  нм,  $I = 2 \cdot 10^{11}$  Вт·см $^{-2}$ . На рисунках добавлены кривые для случая  $\Phi_{\text{СЕР}} = \pi$ : темно-желтый штрих-пунктир – учитывались вклады и “замкнутого” и “открытого” перерасеяния; фиолетовый длинный пунктир – учитывался вклад только “замкнутого” перерасеяния

в максимуме огибающей,  $\Phi_{\text{СЕР}}$ . При этом вклад механизма “открытого” перерасеяния проявляется как при  $\Phi_{\text{СЕР}} = 0$ , так и при  $\Phi_{\text{СЕР}} = \pi$ .

Пороговое поведение вклада “открытого” перерасеяния объясняется тем, что ключевым параметром, определяющим эффективность этого процесса, является максимальное расстояние  $s$ , на которое электрон может переместиться за один период лазерного импульса. При  $s \gtrsim d$  изучаемый эффект проявляется наиболее ярко, а при  $s \ll d$  доминирует стандартный механизм перерасеяния на родительском элементе наноантенны. Для определения характера зависимости величины пороговой интенсивности, выше которой вклад “открытого” перерасеяния становится существенным, воспользуемся простой классической одномерной моделью [1]. Уравнения движения фотоэлектрона в поле лазера (в атомных единицах)  $\ddot{x} = -F \cos(\omega t + \varphi)$ , где  $x$  – координата электрона,  $F$  – амплитуда электрического поля,  $\omega$  – его частота,  $\varphi$  – фаза поля в момент отрыва электрона от поверхности элемента антенны. Интегрируя по времени, можно получить выражения для зависимости скорости и координаты от времени. Условие того, что электрон в момент  $\tau$  достиг другого элемента, находящегося на расстоянии  $d$ , можно записать в виде:

$$d \frac{\omega^2}{F} - \omega \tau \sin \varphi = \cos(\omega \tau + \varphi) - \cos \varphi. \quad (3)$$

Решая это трансцендентное уравнение, можно найти  $\tau(\varphi)$ . Кинетическая энергия электрона в момент достижения другого элемента зависит от  $\varphi$ ,

$$E(\varphi) = \frac{F^2}{2\omega^2} [\sin(\omega\tau(\varphi) + \varphi) - \sin\varphi]^2. \quad (4)$$

Максимум этой функции определяет верхний порог плато однократного “открытого” перерасеяния.

Модель дает зависимость пороговых интенсивностей, при которых начинает работать механизм открытого перерасеяния от расстояния между элементами наноантенны в виде

$$I_{\text{open}} = \alpha d^2 / \beta^2(d), \quad (5)$$

где  $\alpha$  – параметр, определяемый одномерной моделью,  $\beta(d)$  – коэффициент плазмонного усиления напряженности ближнего поля наноантенны. В соответствии с данными [27], зависимость коэффициента плазмонного усиления от  $d$  имеет вид  $\beta^2 \approx A/d$ . Таким образом, пороговые значения интенсивности оказываются кубически зависящими от  $d$ ,

$$I_{\text{open}} = \eta d^3. \quad (6)$$

Эта зависимость неплохо описывает результаты проведенного в работе компьютерного моделирования для рассмотренных наноантенн. Найдены значения коэффициента  $\eta \approx 1 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{нм}^{-3}$  для симметричной и  $\eta \approx 4 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{нм}^{-3}$  для асимметричной наноантенны.

**Выводы.** Предложен эффективный механизм надпороговой фотоэмиссии составных наноантенн с малыми зазорами, приводящий к существенному уширению энергетических спектров фотоэлектронов и состоящий в том, что в таких системах фотоэлектрон может перерасеиваться не только на “родительском”, но и на соседнем элементе. Проведен теоретический анализ надпороговой фотоэмиссии вольфрамовых наноантенн типа “галстук-бабочка” с двумя коническими элементами для случаев одинаковых и различных радиусов кривизны наконечников. Показано, что вклад исследуемого механизма носит пороговый характер и зависит от расстояния между остриями и интенсивности лазерного импульса. Установлена зависимость между этими параметрами. Исследуемый процесс приводит к полутора-двукратному увеличению верхней границы “плато” в энергетических спектрах фотоэлектронов без необходимости повышения интенсивности лазерного импульса. Использование предложенного в работе механизма представляется перспективным для создания эффективных компактных источников высокоэнергетических аттосекундных электронных пучков и ультракоротких импульсов рентгеновского диапазона.

Автор благодарен В. С. Лебедеву, К. С. Кислову и А. А. Нарицу за ценные замечания и обсуждение.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 19-79-30086).

1. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993).
2. R. Kienberger, Z. Chang, and C. H. Nam, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **45**, 070201 (2012).
3. F. Krausz and M. I. Stockman, Nat. Photonics **8**, 205 (2014).
4. S. Chatziathanasiou, S. Kahaly, E. Skantzakis, G. Sansone, R. Lopez-Martens, S. Haessler, K. Varju, G. D. Tsakiris, D. Charalambidis, and P. Tzallas, Photonics **4**, 26 (2017).
5. P. Peng, C. Marceau, and D. M. Villeneuve, Nat. Rev. Phys. **1**, 144 (2019).
6. M. Krüger, M. Schenk, and P. Hommelhoff, Nature **475**, 78 (2011).
7. G. Wächter, S. Kahaly, E. Skantzakis, G. Sansone, R. Lopez-Martens, S. Haessler, K. Varju, G. D. Tsakiris, D. Charalambidis, and P. Tzallas, Phys. Rev. B **86**, 035402 (2012).
8. M. Krüger, C. Lemell, J. Burgdörfer, M. Schenk, M. Krüger, and P. Hommelhoff, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **51** 172001 (2018).
9. P. Dombi, A. Hörl, P. Rácz, I. Márton, A. Trügler, J. R. Krenn, and U. Hohenester, Nano Lett. **13**, 674 (2013).
10. P. Rácz, Z. Pápa, I. Márton, J. Budai, P. Wróbel, T. Stefaniuk, C. Prietl, J. R. Krenn, and P. Dombi, Nano Lett. **17**, 1181 (2017).
11. P. Hommelhoff, M. F. Kling (editors), *Attosecond Nanophysics. From Basic Science to Applications*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., Weinheim, Germany (2015).
12. M. F. Ciappina, J. A. Pérez-Hernández, A. S. Landsman et al. (Collaboration), Rep. Prog. Phys. **80**, 054401 (2017).
13. F. Süßmann, L. Seiffert, S. Zherebtsov et al. (Collaboration), Nat. Commun. **6**, 7944 (2015).
14. S. Zherebtsov, T. Fennel, J. Plenge et al. (Collaboration), Nat. Phys. **7**, 656 (2011).
15. Z. Wang, A. C. Garibay, H. Park, U. Saalman, P. Agostini, J. M. Rost, and L. F. DiMauro, Phys. Rev. Lett. **124** 173201 (2020).
16. А. Е. Краснок, И. С. Максимов, А. И. Денисюк, П. А. Белов, А. Е. Мирошниченко, К. Р. Симовский, Ю. С. Кившарь, УФН **183**, 561 (2013).
17. <https://meep.readthedocs.io>.
18. A. D. Kondorskiy and S. Nanbu, J. Chem. Phys. **143**, 114103 (2015).
19. A. Kondorskiy, S. Nanbu, Y. Teranishi, and H. Nakamura, J. Phys. Chem. A **114**, 6171 (2010).

20. T. Murakami, M. Nakazono, A. Kondorskiy, T. Ishida, and S. Nanbu, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **14**, 11546 (2012).
21. A. Taflove and S. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2nd ed., Artech House, Boston (2000).
22. R. H. Fowler and Dr. L. Nordheim, *Proc. Royal Soc. A* **119**, 173 (1928).
23. S. V. Yalunin, M. Gulde, and C. Ropers, *Phys. Rev. B* **84**, 195426 (2011).
24. W. C. Swope, H. C. Andersen, P. H. Berens, and K. R. Wilson, *J. Chem. Phys.* **76**, 648(Appendix) (1982).
25. *Handbook of Optical Constants of Solids II*, ed. by E. D. Palik, Academic Press, San Diego, USA (1991).
26. К. С. Кислов, А. А. Наритц, А. Д. Кондорский, *КСФ* **7**, 11 (2017) [K. S. Kislov, A. A. Narits, and A. D. Kondorskii, *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **44**, 192 (2017)].
27. M. Agio and A. Alù (editors), *Optical Antennas*, Cambridge University Press, N.Y., USA (2013).

# Магнитосопротивление микромостиков ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe

Л. Н. Карелина<sup>+1)</sup>, В. В. Больгинов<sup>+</sup>, Ш. А. Эркенов<sup>+\*</sup>, С. В. Егоров<sup>+</sup>, И. А. Головчанский<sup>\*×</sup>, В. И. Чичков<sup>×</sup>, Я. Бен Хамида<sup>×o2)</sup>, В. В. Рязанов<sup>+\*×</sup>

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

<sup>\*</sup>Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

<sup>×</sup>Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

<sup>o</sup>Leiden Institute of Physics, Leiden University, Niels Bohrweg 2, 2333 CA Leiden – The Netherlands

Поступила в редакцию 16 сентября 2020 г.

После переработки 26 октября 2020 г.

Принята к публикации 5 ноября 2020 г.

Обнаружен отрицательный магниторезистивный эффект в микромостиках ферромагнетик-сверхпроводник-ферромагнетик (FSF-микромостиках) на основе сильно разбавленного ферромагнитного сплава PdFe, содержащего всего 1 % магнитных атомов. Эффект представляет собой резкое уменьшение сопротивления микромостика в магнитных полях, противоположных по направлению к изначальной намагниченности. Микроструктурирование не подавляет эффект: наиболее выраженные кривые были получены для микромостиков наименьших размеров шириной 6–8 мкм и длиной 10–15 мкм. Отрицательные пики магнитосопротивления наблюдались при температурах в пределах сверхпроводящего перехода и достигали 1.3 % сопротивления мостика в нормальном состоянии.

DOI: 10.31857/S1234567820230056

В настоящее время разработка и внедрение спинтронных устройств на основе гигантского магнитосопротивления (GMR) является важной областью науки и технологии (см., например, [1]). GMR-устройства на основе сверхпроводящего слоя (S), расположенного между двумя ферромагнитными металлами (F) вместо нормального металла, были предложены еще в 1999 г. [2, 3]. Эффект спинового клапана (“*spin-valve effect*”) в трехслойных FSF-гетероструктурах позволяет управлять сверхпроводимостью в S-слое с помощью изменения взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев  $M_1$  и  $M_2$  [4–6]. В литературе обсуждались различные проявления *spin-valve* эффекта. Наиболее очевидным является подавление сверхпроводимости в гибридных  $F_1SF_2$  структурах за счет спинового антагонизма ферромагнетизма и сверхпроводимости. В случае сонаправленных намагниченностей  $M_1$  и  $M_2$  (P-состояние) критическая температура сверхпроводящего слоя  $T_c$  сильно подавляется за счет эффекта близости, тогда как в противоположном случае (AP-

состояние) воздействия F-слоев частично компенсируют друг друга и подавление  $T_c$  слабеет [2–6]. Похожий эффект наблюдается в случае расположения ферромагнитных слоев по одну сторону сверхпроводящей пленки (SFF-структуры) [7]. В работах [8, 9] показано, что в зависимости от толщины ферромагнитных слоев может наблюдаться как положительный магниторезистивный эффект (с более сильным подавлением  $T_c$  в AP-состоянии), так и отрицательный (более сильное подавление  $T_c$  в P-состоянии). В FSF и SFF-структурах также наблюдается триплетный *spin-valve* эффект, предсказанный в [9–11] и обнаруженный в [12–19] в случае неколлинеарных направлений  $M_1$  и  $M_2$ . Величина уменьшения критической температуры  $T_c$  вследствие триплетного эффекта спинового клапана варьируется от 0.01 до 1.5 K в зависимости от геометрии *spin-valve* устройства, а также материалов сверхпроводящего и ферромагнитного слоев.

Обычно эффект спинового клапана проявляется в виде пиков или провалов магнитосопротивления в коэрцитивных полях, в которых изменяется взаимная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев. Положительное магнитосопротивле-

<sup>1)</sup> e-mail: lkarelina@issp.ac.ru

<sup>2)</sup> А. Бен Хамида.

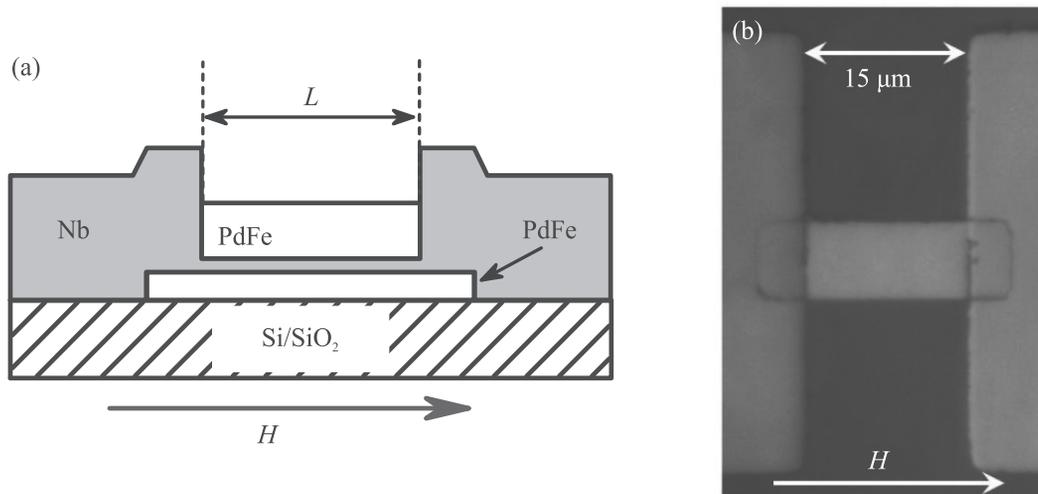


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое поперечное сечение (а) и микрофотография структуры с размером FSF-мостика  $8 \times 15 \text{ мкм}^2$  (б). Стрелки указывают направление приложенного магнитного поля

ние наблюдается в  $\text{SF}_1\text{F}_2$ -структурах вследствие ухода триплетных сверхпроводящих носителей из сверхпроводника в ферромагнетик при неколлинеарной намагниченности последних [14]. В структурах FSF-типа обычно наблюдается отрицательное магнитосопротивление [4, 6, 12]. Положительное магнитосопротивление в FSF-структурах может быть вызвано полями рассеяния границ доменов, которые возникают в коэрцитивном поле в случае больших образцов [20–22]. Для подавления этого эффекта необходимо зафиксировать намагниченность одного из F-слоев при помощи “якорного” слоя антиферромагнетика (см., например, [6]). Авторы большинства предыдущих работ использовали в качестве F-слоев сильные ферромагнетики с планарной (“*in-plane*”) намагниченностью, такие как железо (Fe), никель (Ni), пермаллой ( $\text{Py}^3$ ), кобальт (Co) и т.д. Также для наблюдения эффекта спинового клапана использовались редкоземельные магнетики (Ho, Dy) [23] и полуметаллический оксид хрома  $\text{CrO}_2$  [17]. Наиболее слабым классом ферромагнетиков были сплавы  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$  ( $x \approx 50\%$ ) с температурой Кюри 40–70 К, использованные в составе SF, SFF и SFS структур [5, 14, 19].

В настоящей работе мы демонстрируем значительный магниторезистивный эффект при использовании очень разбавленного ферромагнитного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , содержащего всего 1% магнитных атомов. Наши образцы были изготовлены в виде микромостиков различной длины и ширины (рис. 1). Как будет показано ниже, микроструктурирование трех-

слойных FSF-гетероструктур не подавляет магниторезистивный эффект. Наоборот, наиболее выраженные кривые получаются для структур наименьших размеров. Это позволяет масштабировать такие *spin-valve* структуры до микронных и, возможно, субмикронных размеров.

В случае объемных образцов сплав  $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$  является ферромагнитным материалом с дальним порядком в интервале концентраций железа  $x = 0.001\text{--}1$  [24, 25]. Сильно разбавленные составы с  $x = 10^{-6}\text{--}10^{-2}$  демонстрируют переход в ферромагнитное состояние с температурой Кюри от  $10^{-4}$  до 35 К [26, 27]. Поликристаллические образцы  $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$  остаются ферромагнитными при уменьшении размеров зерен до 10 нм [28]. Тонкие пленки из сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  при толщине менее 100 нм проявляют свойства нанокластерного магнетика со слабым взаимодействием между кластерами [29, 30]. При толщине ниже 25 нм взаимодействие между кластерами существенно ослабевает, поскольку распределение магнитных кластеров, возникающих вокруг примесных атомов, превращается из трехмерного в двумерное [31, 32]. При таких толщинах отклик пленки на воздействие внешнего магнитного поля начинает описываться моделью спинового стекла (“*spin-glass*”) [31, 33]. Переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние происходит при толщинах порядка 10 нм [32]. Для практических приложений важно, что тонкие пленки  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  обладают уникальными свойствами магнитно-мягкого материала с малой величиной намагниченности, в котором процесс разворота намагниченности происходит через независимое вращение магнитных нанокластеров с характерным

<sup>3</sup> $\text{Py}$  обозначает сплав  $\text{Fe}_{0.2}\text{Ni}_{0.8}$  или другой сплав близкой концентрации.

временем 3–5 нс согласно измерениям при помощи метода ферромагнитного резонанса [30].

Процесс изготовления образцов начинался с осаждения трехслойной заготовки PdFe-Nb-PdFe на подложку из оксидированного кремния Si/SiO<sub>2</sub> путем ВЧ-распыления слоев Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> и магнетронного осаждения ниобия (Nb). Толщина ниобия составляла 15 нм и его критическая температура сильно подавлялась из-за эффекта близости с прилегающими слоями PdFe. Точнее говоря, критическая температура уменьшалась от 7 К для отдельной Nb пленки толщиной 15 нм до 2.3–2.6 К для трехслойных мостиков PdFe-Nb-PdFe, причем измеренная ширина сверхпроводящего перехода в последнем случае была около 0.05 К. Затем на подложке формировался массив FSF-прямоугольников различных размеров при помощи фотолитографии и ионного травления в атмосфере аргона. Их ширина на одном чипе варьировалась от 4 мкм до 25 мкм, а длина – от 14 до 108 мкм. На последнем этапе формировались контактные площадки (КП) – “берега” мостиков – при помощи магнетронного осаждения ниобия и взрывной фотолитографии (“*lift-off*”). Толщина ниобия составляла 120 нм, поэтому контактные площадки были сверхпроводящими при всех температурах ниже 8 К. Для обеспечения хорошего сверхпроводящего контакта между КП и средним сверхпроводящим слоем верхний слой PdFe полностью стравливался в ходе ионной очистки путем ионного травления перед осаждением контактной площадки. Поэтому верхний слой PdFe был на 8 мкм короче из-за наложения контактной площадки и мостика (см. рис. 1). Длина верхнего ферромагнитного слоя далее принимается за длину мостика  $L$ . Мы исследовали серию образцов, в которой толщины верхнего и нижнего ферромагнетиков варьировались в пределах 40–45 нм и 20–30 нм соответственно. Для получения разных толщин слоев в ходе единого вакуумного цикла использовался “метод клина” (см., например, работу [14] и ссылки в ней). Однако никакого заметного влияния толщин слоев не было обнаружено. Некоторые отличия в магнитосопротивлении различных образцов связаны, в основном, с планарными размерами мостиков (см. рис. 2 и обсуждение ниже).

В настоящей работе мы изучали магнитосопротивление FSF-мостиков различных размеров при температурах в пределах сверхпроводящего перехода. Эксперименты проводились в криостате <sup>4</sup>He, оборудованном мембранным стабилизатором давления, позволяющим фиксировать температуру в ходе эксперимента с точностью лучше 0.01 К. На рисунке 2 представлены типичные зависимости  $\Delta R(H)/R_N$ ,

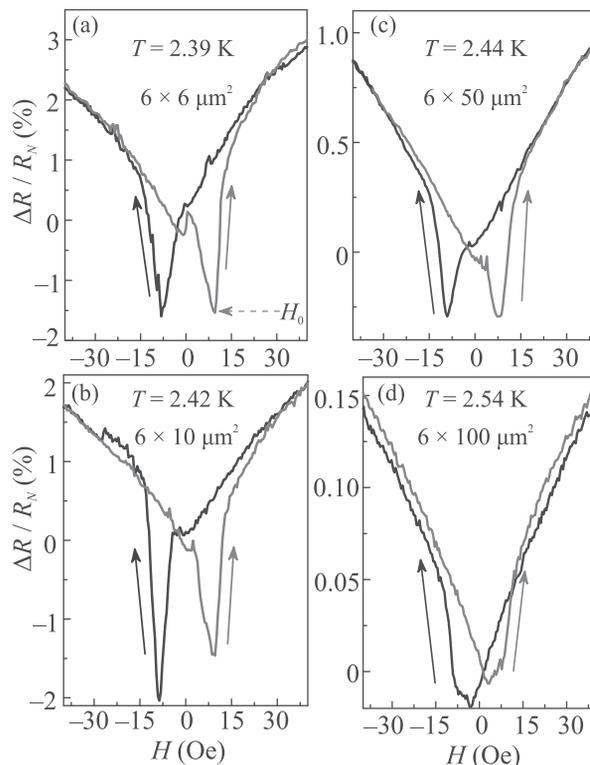


Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнитосопротивление FSF-мостиков с одинаковой шириной 6 мкм и разной длиной в диапазоне от 6 до 100 мкм. Толщина верхнего слоя PdFe равна 45 нм, а нижнего – 25 нм. Ток смещения 20 мкА

где  $\Delta R = R(H) - R(0)$ ,  $R_N$  – сопротивление образца выше  $T_c$ , магнитное поле  $H$  приложено в плоскости образца параллельно длинной стороне мостика (см. рис. 1) при помощи сверхпроводящего соленоида. Мы стартовали с большого положительного поля  $H$ , заведомо превышающего поля насыщения обоих ферромагнитных слоев, и разворачивали  $H$  до больших отрицательных значений и обратно. Можно легко видеть резкое уменьшение магнитосопротивления в двух магнитных полях  $\pm H_0$ , противоположных по направлению намагниченности исходного насыщенного состояния. Наиболее выраженные провалы наблюдались для самых маленьких образцов длиной 4–20 мкм и шириной 6–8 мкм (см., например, рис. 2а, б). С увеличением размеров мостика провалы становились шире и постепенно вырождались в слабое искажение магниторезистивной кривой (рис. 2с, д). Это согласуется с нашими предыдущими исследованиями [34], в которых наблюдался переход от квазиоднородного к магнитно-неоднородному состоянию квадратных джозефсоновских контактов Nb-PdFe-Nb при увеличении размера от 10 до 30 мкм.

Глубина провалов возрастает по мере уменьшения температуры в пределах сверхпроводящего перехода мостика. На рисунке 3 представлена серия маг-

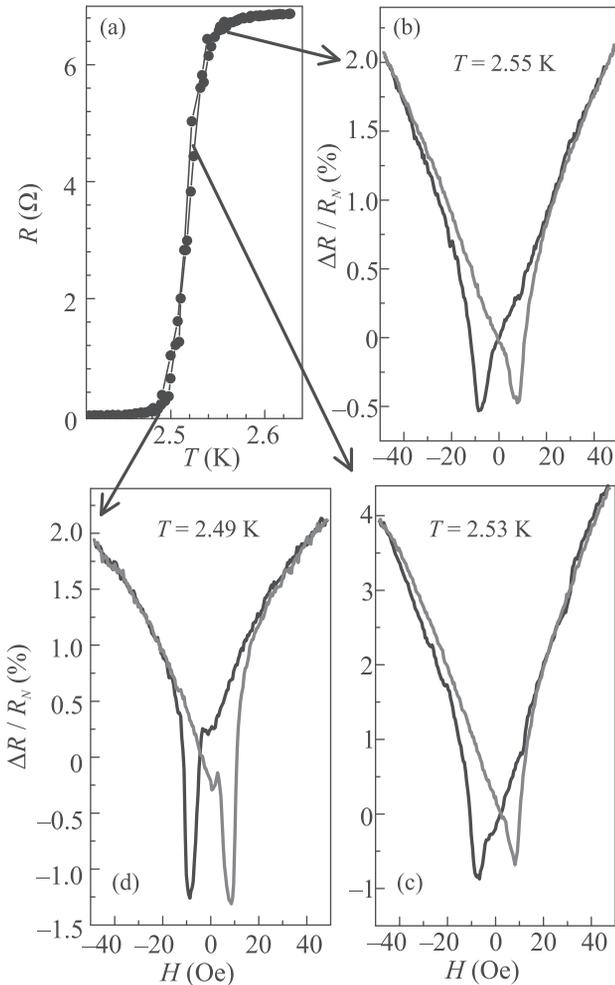


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Резистивный переход в сверхпроводящее состояние FSF-мостика размером  $6 \times 15 \text{ мкм}^2$ . (b)–(d) – Магнитосопротивление данного мостика при различных температурах в пределах сверхпроводящего перехода. Приведена зависимость разности сопротивления  $R(H)$  и сопротивления при  $H = 0$ , нормированная на сопротивление в нормальном состоянии. Ток смещения 20 мкА

ниторезистивных кривых, полученных для мостика ( $6 \times 15$ )  $\text{мкм}^2$  при различных температурах в пределах сверхпроводящего перехода  $T_c^{(e)} < T < T_c^{(b)}$ . При  $T = 2.55 \text{ К}$  ( $T \approx T_c^{(b)}$ ) глубина провала составляет около 35 мОм, т.е. около 0.5 % от нормального сопротивления образца (рис. 3b). При уменьшении температуры эффект увеличивается со скоро-

<sup>4</sup>Здесь  $T_c^{(b)} = 2.55 \text{ К}$  и  $T_c^{(e)} = 2.49 \text{ К}$  обозначают температуры начала и конца сверхпроводящего перехода.

стью примерно 0.85 мОм/мК. Максимальная величина эффекта 90 мОм (1.3 % нормального сопротивления) достигается при  $T = 2.49 \text{ К}$ , т.е.  $T \approx T_c^{(e)}$ . При этой температуре глубина провала составляет около 70 % сопротивления в нулевом магнитном поле. В работах [4–6, 8, 12–17] эффект спинового вентиля оценивался в терминах изменения критической температуры. Мы оценили, что провал на магниторезистивной кривой при  $T = 2.49 \text{ К}$  эквивалентен изменению  $T_c^{(e)}$  на величину около 1 мК. Столь малое изменение сложно заметить в ходе измерения температурной зависимости сопротивления  $R(T)$ , однако нам удалось его обнаружить на кривых  $R(H)$  в нашей экспериментальной ситуации. Обнаруженная температурная зависимость указывает, что данный магниторезистивный эффект связан именно с усилением сверхпроводимости в тонком слое ниобия, а не вызван, например, эффектом анизотропного магнитосопротивления в слоях PdFe.

К своему удивлению, мы обнаружили всего несколько работ, посвященных исследованию SF-микромостиков [20, 21, 35], в которых, однако, обнаруживался эффект положительного магнитосопротивления. Наблюдавшиеся пики магнитосопротивления в гибридных SF структурах были связаны с магнитоэлектрическим взаимодействием между слоями в ходе их перемещения. В работах [6, 8, 12–14] было показано, что для наблюдения отрицательного магнитосопротивления при использовании обычных ферромагнетиков (например, Ru) необходимо использование якорного антиферромагнитного подслоя. Кластерная природа ферромагнетизма в PdFe позволяет замыкать магнитные линии внутри ферромагнитной пленки, уменьшая поля рассеяния и ослабляя магнитоэлектрическое взаимодействие между слоями в целом. Поэтому в трехслойных структурах на основе слоев PdFe эффект отрицательного магнитосопротивления обнаруживается и без наличия якорного подслоя, что делает возможным их применение, например, в качестве джозефсоновского барьера в переходах типа S-(F<sub>1</sub>SF<sub>2</sub>)-S, обсуждаемых в [36]. Важным преимуществом сплава Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> для использования в таких устройствах является его высокая прозрачность для протекания сверхпроводящего тока.

Природа обнаруженного магниторезистивного эффекта на данный момент не вполне ясна, и может быть предложено несколько возможных механизмов. Обычно отрицательный магниторезистивный пик в сверхпроводящих структурах связывают с образованием антипараллельной конфигурации

намагниченностей F-слоев, в которой частично компенсируется их обменное воздействие на S-слой (см., например, [2, 37]). При перемагничивании образца антипараллельное состояние достигается в магнитных полях, промежуточных по отношению к коэрцитивным полям двух ферромагнетиков. Другая возможность состоит в компенсации обменного воздействия [38–40] или просто в исчезновении полей рассеяния при размагничивании ферромагнетиков [41]. Возможность альтернативных интерпретаций обнаруженного нами эффекта подтверждается результатами численного моделирования [42], согласно которым разворот намагниченности мезоскопического образца PdFe может происходить через образование разупорядоченного завихренного состояния. Указанные альтернативные механизмы могут также работать в более простых SF-структурах с одним ферромагнитным слоем.

Таким образом, в данной статье был обнаружен отрицательный магниторезистивный эффект в трехслойных FSF-мостиках Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>-Nb-Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>. Несмотря на очень низкое содержание магнитных атомов в Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>, приводящее к низкой температуре Кюри, мы обнаружили значительный эффект для прямоугольных мостиков микронных размеров. Эффект наблюдается в пределах сверхпроводящего перехода и увеличивается с понижением температуры. Величина эффекта достигает нескольких процентов нормального сопротивления образца.

Л. Н. Карелина и В. В. Рязанов благодарят за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (проект # 19-32-90162). В технологических работах и обсуждении результатов принимали участие сотрудники НИТУ “МИСиС” И. А. Головачанский и В. И. Чичков в рамках Госзадания # 0718-2020-0025.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИФТТ РАН Н. С. Степакову, В. Н. Шилову и Н. С. Шуравину за помощь в проведении экспериментов и подготовке публикации.

1. E. Y. Tsymlal and D. G. Pettifor, *Perspectives of giant magnetoresistance*, ed. by H. Ehrenreich and F. Spaepen, in *Solid State Physics – Advances in Research and Applications*, Academic Press, N.Y. (2001), v. 56, p. 113.
2. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
3. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
4. G. Deutscher and F. Meunier, Phys. Rev. Lett. **22**(9), 395 (1969).
5. J. Y. Gu, C. Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
6. I. C. Moraru, W. P. Pratt, and N. O. Birge, Phys. Rev. Lett. **96**, 037004 (2006).
7. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
8. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, J. Schumann, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Buchner, Phys. Rev. B **85**, 024502 (2012).
9. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, Pis'ma v ZhETF **91**, 329 (2010) [JETP Lett. **91**, 308 (2010)].
10. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma v ZhETF **77**, 609 (2003) [JETP Lett. **77**, 510 (2003)].
11. T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Phys. Rev. B **84**, 064531 (2011).
12. J. Zhu, I. N. Krivorotov, K. Halterman, and O. T. Valls, Phys. Rev. Lett. **105**, 207002 (2010).
13. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Buchner, Phys. Rev. Lett. **109**, 057005 (2012).
14. V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier, D. Lenk, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov, Phys. Rev. B **87**, 144507 (2013).
15. X. L. Wang, A. Di Bernardo, N. Banerjee, A. Wells, F. S. Bergeret, M. G. Blamire, and J. W. A. Robinson, Phys. Rev. B **89**, 140508 (2014).
16. A. A. Jara, C. Safranski, I. N. Krivorotov, Ch.-T. Wu, A. N. Malmi-Kakkada, O. T. Valls, and K. Halterman, Phys. Rev. B **89**, 184502 (2014).
17. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts, Phys. Rev. X **5**, 021019 (2015).
18. M. G. Flokstra, T. C. Cunningham, J. Kim, N. Satchell, G. Burnell, P. J. Curran, S. J. Bending, C. J. Kinane, J. F. K. Cooper, S. Langridge, A. Isidori, N. Pugach, M. Eschrig, and S. L. Lee, Phys. Rev. B **91**, 060501 (2015).
19. D. Lenk, R. Morari, V. I. Zdravkov, A. Ullrich, Yu. Khaydukov, G. Obermeier, C. Müller, A. S. Sidorenko, H.-A. Krug von Nidda, S. Horn, L. R. Tagirov, and R. Tidecks, Phys. Rev. B **96**, 184521 (2017).
20. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokof'ev, and S. V. Dubonos, Pis'ma v ZhETF **77**, 43 (2003) [JETP Lett. **77**, 39 (2003)].
21. A. Yu. Rusanov, M. Hesselberth, J. Aarts, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **93**, 057002 (2004).
22. T.-J. Hwang and D. H. Kim, J. Korean Phys. Soc. **61**, 1628 (2012).

23. Y. Gu, G. Halász, J.W.A. Robinson, and M.G. Blamire, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 067201 (2015).
24. B. Heller, K.-H. Speidel, R. Ernst, A. Gohla, U. Grabow, V. Roth, G. Jakob, F. Hagelberg, J. Gerber, S.N. Mishra, and P.N. Tandon, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **142**, 133 (1998).
25. J. Crangle and W.R. Scott, *J. Appl. Phys.* **36**, 921 (1965).
26. C. Büscher, T. Auerswald, E. Scheer, A. Schröder, H.V. Löhneysen, and H. Claus, *Phys. Rev. B* **46**, 983 (1992).
27. R.P. Peters, Ch. Buchal, M. Kubota, R.M. Mueller, and F. Pobell, *Phys. Rev. Lett.* **53**(11), 1108 (1984).
28. T. Shinohara, T. Sato, T. Taniyama, and I. Nakatani, *J. Magn. Magn. Mater.* **196–197**, 94 (1999).
29. L.S. Uspenskaya, A.L. Rakhmanov, L.A. Dorosinskii, A.A. Chugunov, V.S. Stolyarov, O.V. Skryabina, and C.V. Egorov, *Pis'ma v ZhETF* **97**, 176 (2013) [*JETP Lett.* **97**, 155 (2013)].
30. I.A. Golovchanskiy, V.V. Bolginov, N.N. Abramov, V.S. Stolyarov, A. Ben Hamida, V.I. Chichkov, D. Roditchev, and V.V. Ryazanov, *J. Appl. Phys.* **120**, 163902 (2016).
31. V.V. Bol'ginov, O.A. Tikhomirov, and L.S. Uspenskaya, *Pis'ma v ZhETF* **105**, 153 (2017) [*JETP Lett.* **105**, 169 (2017)].
32. L.S. Uspenskaya, A.L. Rakhmanov, L.A. Dorosinskii, S.I. Bozhko, V.S. Stolyarov, and V.V. Bolginov, *Mater. Res. Express* **1**, 036104 (2014).
33. L.S. Uspenskaya and I.N. Khlyustikov, *ZhETF* **125**, 1029 (2017) [*JETP* **125**, 875 (2017)].
34. V.V. Bol'ginov, V.S. Stolyarov, D.S. Sobanin, A.L. Karpovich, and V.V. Ryazanov, *Pis'ma v ZhETF* **95**, 408 (2012) [*JETP Lett.* **95**, 366 (2012)].
35. A. Rusanov, M. Hesselberth, S. Habraken, and J. Aarts, *Physica C* **404**, 322 (2004).
36. N. Klenov, Yu. Khaydukov, S. Bakurskiy, R. Morari, I. Soloviev, V. Boian, T. Keller, M. Kupriyanov, A. Sidorenko, and B. Keimer, *Beilstein J. Nanotechnol.* **10**, 833 (2019).
37. Y. Zhu, A. Pal, M. Blamire, and Z.H. Barber, *Nature Mater* **16**, 195 (2017).
38. Z. Yang, M. Lange, A. Volodin, R. Szymczak, and V.V. Moshchalkov, *Nature Mater.* **3**, 793 (2004).
39. A.Y. Aladyshkin, A.I. Buzdin, A.A. Fraerman, A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov, and A.V. Sokolov, *Phys. Rev. B* **68**, 184508 (2003).
40. A.I. Buzdin and A.S. Mel'nikov, *Phys. Rev. B* **67**, 020503(R) (2003).
41. S. Pagano, N. Martucciello, F. Bobba, G. Carapella, C. Attanasio, C. Cirillo, R. Cristiano, M. Lisitskiy, M. Ejrnaes, G.P. Pepe, and L. Parlato, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27**, 1801004 (2017).
42. I.A. Golovchanskiy, V.V. Bol'ginov, V.S. Stolyarov, N.N. Abramov, A. Ben Hamida, O.V. Emelyanova, B.S. Stolyarov, M. Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, and V.V. Ryazanov, *Phys. Rev. B* **94**, 214514 (2016).

## Особенности взаимодействия магنونного Бозе конденсата с акустическими модами в пленках железо-иттриевого граната

А. Н. Кузмичев<sup>+</sup>, П. М. Ветошко<sup>+\*×</sup>, Г. А. Князев<sup>+</sup>, В. И. Белотелов<sup>+\*°</sup>, Ю. М. Буньков<sup>+\*1)</sup>

<sup>+</sup>Российский квантовый центр, Сколково, 143025 Москва, Россия

\*Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия

× Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

°Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 октября 2020 г.

После переработки 28 октября 2020 г.

Принята к публикации 28 октября 2020 г.

Экспериментально исследовано взаимодействие бозе-эйнштейновского конденсата магненов (мБЭК) в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната с акустическими модами высокого порядка, возникающими на размерах подложки из гадолиний-галлиевого граната. Наблюдались узкие линии поглощения энергии мБЭК при совпадении частот. Получено явление минимального затухания мБЭК в условиях акустического антирезонанса, когда частота прецессии расположена ровно посередине между модами акустического резонанса. Данное открытие позволит оптимизировать времена когерентности при создании устройств на основе квантовой магنونики.

DOI: 10.31857/S1234567820230068

В настоящее время большой интерес вызывают макроскопические квантовые явления, которые могут быть использованы при создании платформ для квантовых вычислений. Недавний успех в создании фирмой Google квантового компьютера на основе сверхпроводящих кубитов [1] стимулировал поиск и других подобных систем. В частности, предполагается использовать явление спиновой сверхтекучести в качестве основы для магنونного квантового процессора [2]. Явление магنونной спиновой сверхтекучести и Бозе конденсации магненов было открыто в сверхтекучем  $^3\text{He-B}$  [3–5] при сверхнизких температурах. Однако для его практического применения необходимо найти системы, в которых оно осуществимо при более высоких температурах. Образование аналогичного магنونного бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) и спиновой сверхтекучести было предсказано в системах со связанной ядерно-электронной прецессией в антиферромагнетиках [6] и обнаружено в  $\text{CsMnF}_3$  [7] и  $\text{MnCO}_3$  [8–11]. Настоящим прорывом стало обнаружение аналогичного явления в пленках железо-иттриевого граната при комнатной температуре [12–14]. Следует отметить, что это первое сверхтекучее состояние, обнаруженное при комнатной температуре. Кроме это-

го, Бозе конденсация магненов недавно была обнаружена также в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), намагниченных в плоскости. В этом случае конденсат образуют магныны с ненулевым вектором  $k$ , для которых отсутствует положительный сдвиг частоты от плотности магненов [15–17]. Поэтому критическая скорость Ландау обращается в нуль и сверхтекучий перенос магненов невозможен.

В связи с тем, что магныны являются квази-частицами в магнитоупорядоченных системах, их равновесная плотность определяется температурой. При этом она всегда меньше, чем концентрация, необходимая для Бозе конденсации. Однако их плотность можно существенно увеличить путем возбуждения неравновесных магненов. Критическая концентрация магненов для образования бозе-эйнштейновского конденсата (мБЭК) в различных системах может быть легко вычислена. Так для рассматриваемой здесь пленки ЖИГ, намагниченной перпендикулярно поверхности, критическая плотность магненов соответствует динамическому отклонению намагниченности на угол  $2.5^\circ$  [18]. В системе неравновесных магненов роль плотности частиц  $\mathcal{N}$  играет проекция полного спина на направление внешнего магнитного поля  $\mathcal{S}_z$  [19, 20], а роль химического потенциала играет частота прецессии

<sup>1)</sup>e-mail: y.bunkov@rqc.ru

$\omega$ . Когерентное состояние магновов описывается формулой

$$\langle \hat{S}^+ \rangle = \mathcal{S}_x + i\mathcal{S}_y = \sqrt{\mathcal{S} - \hat{S}_z} e^{i\omega t + i\alpha}, \quad (1)$$

где  $\hat{S}^+$  – оператор рождения магновов.

Возбуждение неравновесных магновов приводит к уменьшению продольной намагниченности системы  $\mathcal{S}_z$  на величину, пропорциональную  $1 - \cos \beta$ , где  $\beta$  – угол динамического отклонения намагниченности в случае ее возбуждения радиочастотным (РЧ) импульсом. При малой концентрации магновов сигнал индукции расфазирован за времена неоднородного уширения резонансной линии. Однако в случае концентрации магновов, превышающей критическую, наблюдаются квантовые явления, заключающиеся в спонтанном фазировании магновов и восстановлении сигнала индукции [3, 21].

Основным достоинством магнонной сверхтекучести является то, что данное состояние с отклоненной и прецессирующей намагниченностью является основным состоянием системы при заданной плотности магновов. Поэтому его можно поддерживать непрерывно, возмещая испаряющиеся магновы внешней подкачкой. При этом новые возбужденные магновы рождаются в состоянии уже существующего Бозе конденсата [22]. Более того, частота РЧ накачки определяет химический потенциал и соответствующую плотность неравновесных магновов [23, 24]. Сканируя частоту (или магнитное поле), возможно изменять плотность магновов в конденсате [25]. При этом сверхтекучее состояние магновов заполняет все пространство, в котором локальная частота меньше частоты накачки [13, 26]. Этим объясняется эффект нелинейного магнитного резонанса (*Foldover resonance*) [27], который рассматривали ранее по аналогии со свойствами нелинейного резонатора [28]. Реальные макроскопические образцы магнитоупорядоченной системы обладают пространственной неоднородностью и должны описываться как минимум набором связанных осцилляторов. Теоретический анализ реальной системы осложняется тем, что возбуждение резонанса также пространственно неоднородно, в особенности при его возбуждении полосковой линией. Именно поэтому теоретическое описание реальных экспериментальных результатов в пленках ЖИГ встретило большие проблемы [29]. Однако для описания резонанса в случае большого уровня возбуждения следует учитывать квантовые свойства магнонного Бозе конденсата.

В данном Письме мы представляем результаты исследования взаимодействия магнонного Бозе кон-

денсата с высокими модами акустических колебаний в системе подложка-ЖИГ. Эксперименты проводились на образце, состоящем из монокристаллической пленки ЖИГ толщиной 1.5 мкм и диаметром 0.5 мм, выращенной на подложке гадолиний-галлиевого граната толщиной 500 мкм. Подложка имела форму квадрата со стороной 3 мм. Постановка эксперимента представлена на рис. 1. Система полосковых ли-

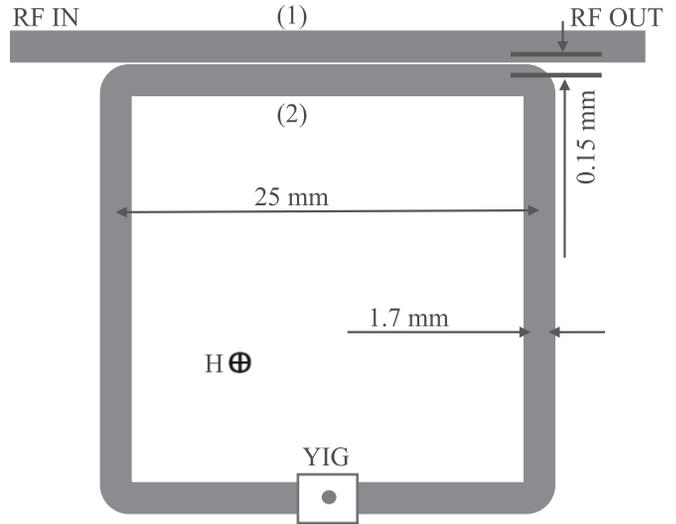


Рис. 1. (Цветной онлайн) Геометрия расположения полосковых линий. (1) – Линия возбуждения и приема сигнала; (2) – резонансный контур

ний шириной 1.7 мм располагалась на диэлектрической подложке из материала RO-4003C толщиной 0.813 мм. РЧ накачка подавалась на один конец полосковой линии (1) и сигнал снимался с ее противоположного конца. На расстоянии 0.15 мм от полоски располагался прямоугольный контур (2) из полосковой линии той же ширины со сторонами 25 мм. Этот контур играл роль резонатора с центральной частотой 1.864 ГГц и добротностью 87. На одной из сторон этого резонатора располагался образец.

РЧ накачка возбуждала магнитный резонанс в пленке ЖИГ, сигнал которого поступал в приемный тракт. При больших амплитудах РЧ накачки газ магновов достигал плотности, достаточной для формирования Бозе конденсата. Частота прецессии зависит от плотности возбужденных магновов, которую в случае однородной прецессии мБЭК можно записать через угол отклонения намагниченности  $\beta$  [30]:

$$\omega_N = \omega_0 - \gamma 4\pi M_0 \cos \beta, \quad (2)$$

где  $\omega_0 - \gamma 4\pi M_0$  – частота прецессии при малом возбуждении, которая определяется внешним полем и

полем размагничивания. На рисунке 2 показаны сигналы магнитного резонанса при сканировании поля вниз при разной мощности РЧ накачки, указанной на вставке. Эти сигналы являются характерными при образовании состояния магнной сверхтекучести.

Если радиочастотное (РЧ) поле возбуждает магнны локально, как в случае с полосковой линией, то эти магнны сверхтекучим током переносятся в области, где частота прецессии меньше, чем частота накачки. В результате плотность магннов увеличивается до тех пор, пока не установится единая частота прецессии во всем образце. Детально этот процесс описан в [25, 26]. Свойствами данного резонанса являются:

1. Однородная прецессия на частоте накачки, которая не зависит от мощности возбуждающего РЧ поля.

2. Угол отклонения намагниченности определяется сдвигом частоты от линейного резонанса в соответствии с формулой

$$\Delta\omega = \gamma 4\pi M_0(1 - \cos \beta) \sim \beta^2. \quad (3)$$

3. Поглощаемая мощность в случае механизма релаксации Гильберта  $W$  также пропорциональна  $\beta^2$  и равна [31]

$$W_- = \sigma \alpha_G^2 M_0^2 \sin^2 \beta \sim \beta^2, \quad (4)$$

где  $\alpha_G$  – параметр затухания Гильберта,  $M_0$  – магнитный момент системы, а  $\sigma$  – параметр спектрометра.

4. Это состояние теряет устойчивость и разрушается при условии, когда мощности РЧ накачки не хватает для компенсации испарения магннов, т.е. при критическом угле отклонения  $\beta$ , что приводит к линейной зависимости поля разрушения сигнала от сдвига частоты (поля). При этом параметр  $\alpha_G$  является коэффициентом пропорциональности между ними. Все эти особенности отчетливо проявляют себя в сигналах, показанных на рис. 2. Действительно, получаемые сигналы линейно зависят от сдвига магнитного поля и не зависят от мощности РЧ поля. Однако поле разрушения сигнала линейно зависит от подаваемой РЧ мощности. Эта зависимость показана на рис. 3. Она дает возможность измерить коэффициент затухания Гильберта и его зависимость от плотности магннов. Все эти особенности говорят о том, что нелинейный резонанс адекватно описывается моделью спиновой сверхтекучести, а не моделью одиночного нелинейного осциллятора.

Причиной написания данного Письма является весьма неожиданное наблюдение сильной зависимости релаксации магннов от частоты мБЭК.

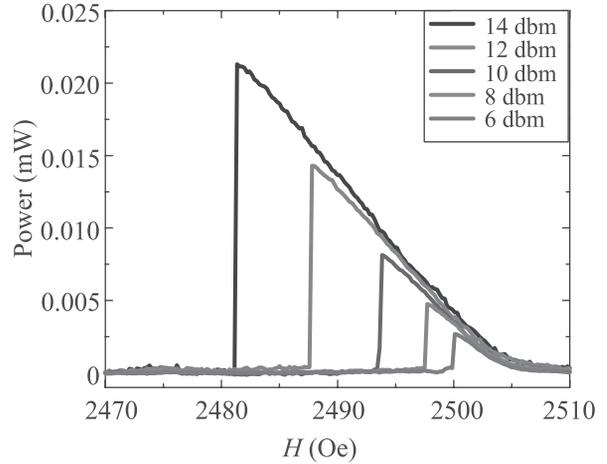


Рис. 2. (Цветной онлайн) Величина сигнала, получаемого на частоте 1.86433 ГГц при сканировании поля вниз и различной мощности РЧ накачки, указанной на вставке

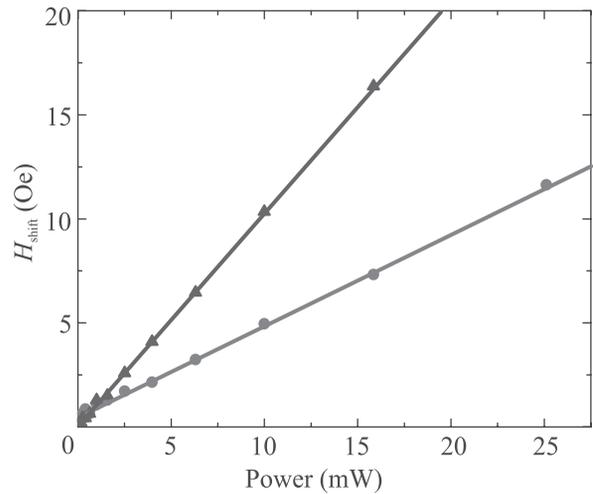


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость поля разрушения БЭК от подаваемой мощности РЧ накачки при частоте 1.86433 (треугольники) и 1.86625 (точки) ГГц

На рисунке 4 показана та же зависимость сигналов, как и на рис. 2, но при частоте РЧ возбуждения 1.86625 ГГц. Видно уменьшение более, чем в два раза величины поля, при котором БЭК разрушается и сигнал пропадает, что говорит о существенном увеличении скорости релаксации магннов.

Для более детального изучения этого эффекта мы провели частотные измерения поля разрушения мБЭК при фиксированной мощности накачки в 14 ДБм в полосковую линию. Результат этого исследования показан на рис. 5. Отчетливо видны узкие области частот, при которых мБЭК быстро разрушается (А, В, С), и фоновое значение этого поля,

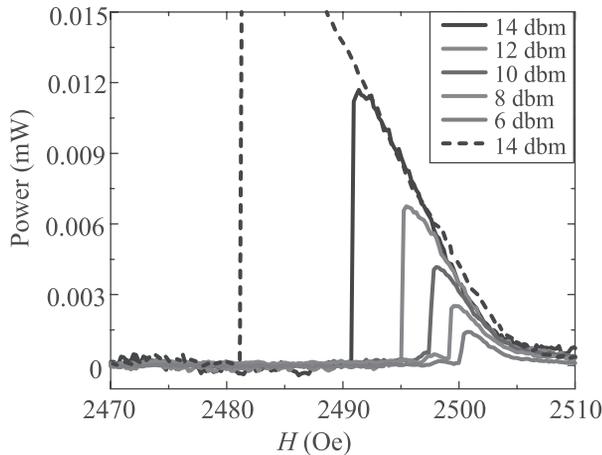


Рис. 4. (Цветной онлайн) Величина сигнала, получаемого на частоте 1.86625 ГГц при сканировании поля вниз при различной мощности РЧ накачки. Для сравнения штриховой линией показан сигнал на частоте 1.86433 ГГц при накачке в 14 ДБм (рис. 2)

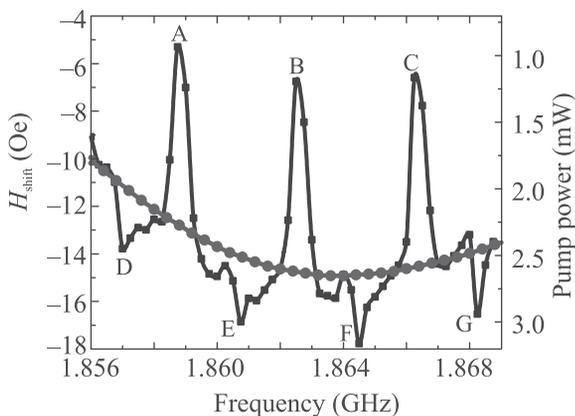


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость сдвига поля разрушения мБЭК при мощности РЧ накачки в полосковую линию 14 ДБм от частоты РЧ накачки. На фоне фонового значения сдвига поля, пропорционального изменению эффективной мощности РЧ излучения в резонаторе (пунктирная линия), видны области частот, в которых сдвиг поля достигает минимального значения (A, B, C). Они соответствуют частотам с быстрой скоростью релаксации магнов из-за пересечения с модами стоячих акустических мод. Также наблюдаются области с максимальными сдвигами поля (D, E, F, G), соответствующие замедлению релаксации магнов относительно фонового значения

пропорциональные изменению мощности РЧ накачки в резонаторе из-за его частотной характеристики. Линии поглощения на частотах 1.85875 (A), 1.86250 (B) и 1.86625 (C) можно отождествить с высокими модами акустического резонанса на толщине подложки. Расстояние между этими линиями составляет

3.75 МГц, а их ширина 0.5 МГц. Они соответствуют пятисотым модам акустического резонанса, который наблюдался в аналогичных образцах пленок ЖИГ, полученным в работе [32] при наблюдении уширения линии при линейном резонансе. В этой работе были обнаружены двадцатые моды акустического резонанса на толщине подложки с шагом по частоте 3.81 МГц и с шириной резонанса в 0.1 МГц. Таким образом, ширина этих мод в области 500-х гармоник должна была быть порядка 2.5 МГц. Обнаруженные нами линии в 5 раз уже. Сужение линий может быть связано с когерентностью магнов и, возможно, с когерентностью моды связанных фононов при их большой концентрации. Эти эффекты нуждаются в дальнейших исследованиях.

Удивление вызывает резкое увеличение сдвига поля разрушения сигнала в случае, когда частота мБЭК лежит ровно посередине между частотами акустического резонанса. На рисунке 5 отчетливо видны узкие области частот, в которых сдвиг поля максимален, а значит, затухание мБЭК минимально (D, E, F, G). Это явление, возможно, связано с эффектом Фано, резонанса с асимметричным профилем, возникающего в результате интерференции двух и более волновых процессов, т.е. увеличением или уменьшением результирующей амплитуды двух или нескольких когерентных волн при их наложении друг на друга [33]. Наблюдаемый эффект сопровождается чередованием максимумов (пучностей) и минимумов (узлов) интенсивности в пространстве. Интерференционная картина зависит от разности фаз накладывающихся волн. Этот эффект ставит вопрос о когерентности не только магнов, но и связанных с ними волн фононов. Это сугубо квантовое явление, естественно, требует более внимательного теоретического исследования.

Таким образом, благодаря представленным в этом Письме экспериментальным результатам, мы можем поставить вопросы для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. А именно, о причине сужения в 5 раз ширины акустического резонанса при большой амплитуде магнанных и связанных акустических осцилляций и образование сигналов антирезонанса, которое, возможно, также связано с когерентностью не только магнов, но и фононов на толщине подложки, представляющей из себя плоскопараллельный резонатор.

Одной из ключевых проблем для квантовых процессоров является время сохранения когерентности, непосредственно связанное с временами релаксации носителей. В сверхтекучем  $^3\text{He}$  это время может со-

ставлять минуты [34, 35], в то время как в одном из лучших твердотельных магнетиков – в ЖИГ оно составляет микросекунды на частотах порядка десятка ГГц и определяется затуханием Гильберта, возникающим из-за взаимодействия магненов с фононами и примесями [12]. С другой стороны, сверхтекучее состояние магненов в ЖИГ может существовать при комнатной температуре, в отличие от кубитов на основе сверхпроводимости. Именно это обстоятельство делает перспективы создания магнных кубитов весьма многообещающим направлением исследований. Выявленный в данной работе эффект антирезонанса может существенно увеличить времена когерентности магнного БЭК при разработке перспективных образцов.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант # 075-15-2019-1934.

1. F. Arute, K. Arya, R. Babbush et al. (Collaboration), *Nature* **574**, 505 (2019).
2. Yu. M. Bunkov, *ЖЭТФ* **158**, 24 (2020).
3. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 256 (1984).
4. И. А. Фомин, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 260 (1984).
5. Yu. M. Bunkov *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 164201 (2009).
6. Yu. M. Bunkov, *Physics Uspekhi* **53**, 848 (2010).
7. Yu. M. Bunkov, E. M. Alakshin, R. R. Gazizulin, A. V. Klochkov, V. V. Kuzmin, T. R. Safin, and M. S. Tagirov, *JETP Lett.* **94**, 68 (2011).
8. Yu. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safullin, and M. S. Tagirov, *JETP Lett.* **106**, 677 (2017).
9. L. V. Abdurakhimov, M. A. Borich, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, D. Konstantinov, M. I. Kurkin, and A. P. Tankeyev, *Phys. Rev. B* **97**, 024425 (2018).
10. Y. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safullin, and M. S. Tagirov, *JETP Lett.* **109**, 40 (2019).
11. Yu. M. Bunkov and D. Konstantinov, *JETP Lett.* **112**, 95 (2020).
12. Yu. M. Bunkov, P. M. Vetoshko, A. N. Kuzmichev, G. V. Mamin, S. B. Orlynskiy, T. R. Safin, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, *JETP Lett.* **111**, 62 (2020).
13. П. М. Ветошко, Г. А. Князев, А. Н. Кузмичев, А. А. Холин, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 313 (2020).
14. Yu. M. Bunkov, A. Farhutdinov, A. N. Kuzmichev, T. R. Safin, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, arxiv.1911.03708 (2019).
15. D. A. Bozhko, A. A. Serga, P. Clausen, V. I. Vasyuchka, F. Heussner, G. A. Melkov, A. Pomyalov, V. S. L'vov, and B. Hillebrands, *Nature Phys.* **12**, 1057 (2016).
16. O. Dzyapko, I. Lisenkov, P. Nowik-Boltyk, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, B. Koene, A. Kirilyuk, T. Rasing, V. Tiberkevich, and A. Slavin, *Phys. Rev. B* **96**, 064438 (2017).
17. D. A. Bozhko, A. A. Serga, A. Pomyalov, V. S. L'vov, and B. Hillebrands, *Nat. Commun.* **10**, 2460 (2019).
18. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, *Journal MMM* **452**, 30 (2018).
19. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *J. Phys.: Condens. Matter.* **22**, 164210 (2010).
20. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 135 (2008).
21. Y. Bunkov, *J. Low Temp. Phys.* **185**, 399 (2016).
22. R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Basic Books, N.Y. (2011).
23. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Е. В. Поддьякова, О. Д. Тимофеевская, *ЖЭТФ* **96**, 956 (1989).
24. G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **153**, 266 (2008).
25. Y. Bunkov, DOI/10.1007/s00723-020-01223-z (2020).
26. Y. Bunkov, *AIP Conf. Proc.* **2241**, 020006 (2020).
27. P. W. Anderson and H. Suhl, *Phys. Rev.* **100**, 1788 (1955).
28. Y. S. Gui, A. Wirthmann, and C. Hu, *Phys. Rev. B* **80**, 184422 (2009).
29. Yu. K. Fetisov, *IEEE Trans. Magn.* **35**, 4511 (1999).
30. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zilberman, A. G. Temiryazev, and M. P. Tikhomirova, *Phys. Solid State* **42**, 1062 (2000).
31. T. L. Gilbert, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 3443 (2004).
32. С. Н. Полулях, В. Н. Бержанский, Е. Ю. Семук, В. И. Белотелов, П. М. Ветошко, В. В. Попов, А. Н. Шапошников, А. Г. Шумилов, А. И. Чернов, *ЖЭТФ* **159** (2021), принята к печати.
33. U. Fano, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).
34. Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, A. M. Guenault, G. R. Pickett, and S. R. Zakazov, *Physica B* **194**, 827 (1994).
35. S. Autti, Yu. M. Bunkov, V. B. Eltsov, P. J. Heikkinen, J. J. Hosio, P. Hunger, M. Krusius, and G. E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 145303 (2012).

## Динамика Флоке в одномерной цепочке в многоимпульсном спиновом локинге ЯМР

Г. А. Бочкин, С. Г. Васильев, А. В. Федорова, Э. Б. Фельдман<sup>1)</sup>

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 20 октября 2020 г.

После переработки 29 октября 2020 г.

Принята к публикации 30 октября 2020 г.

Изучена динамика одномерной цепочки, состоящей из  $10 \div 14$  дипольно связанных ядерных спинов, во внешнем магнитном поле, облучаемой периодической последовательностью резонансных  $\pi/n$ -импульсов ( $n$  – натуральное) с одинаковой задержкой  $2\tau$  между ними. Численным расчетом показано, что при среднем импульсном поле  $\pi/(2n\tau) \sim \omega_{\text{loc}}$  ( $\omega_{\text{loc}}$  – дипольная частота,  $n > 2$ ) при временах  $t \sim \omega_{\text{loc}}^{-1}$  в спиновой системе устанавливается термодинамическое равновесие, определяемое общей температурой зеemanовского и дипольного резервуаров. При  $\pi/4\tau \gg \omega_{\text{loc}}$  при облучении  $(\pi/2)_x$ -импульсами затухание намагниченности в системе обусловлено четырехспиновым резонансным процессом, и скорость затухания пропорциональна  $\tau^4$ .

DOI: 10.31857/S123456782023007X

**1. Введение.** Неравновесные квантовые системы, подверженные внешнему периодическому воздействию, открывают новые перспективы для статистической физики [1], являются мощным средством для создания различных квантовых состояний вещества [2], могут быть использованы для развития квантовых технологий [3–5].

По-видимому, первые исследования динамики и термодинамики квантовых систем, подверженных периодическому внешнему воздействию, были проведены в связи с созданием и развитием многоимпульсного ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [6]. В многоимпульсном ЯМР система дипольно-связанных ядерных спинов облучалась последовательностью резонансных высокочастотных (ВЧ) импульсов [7]. При соответствующем выборе последовательности удавалось изменить знак диполь-дипольного взаимодействия (ДДВ), т.е. реализовать обращение времени в системе [8], усреднить ДДВ и получать спектры ЯМР высокого разрешения в твердом теле [9], “запереть” намагниченность вдоль какого-нибудь направления и по ее релаксации изучать медленные движения в твердой фазе (спиновый локинг) [7, 10].

Обычно динамика и термодинамика многочастичных систем, подверженных периодическому воздействию, исследуется с помощью не зависящего от времени гамильтониана, который существует согласно теореме Флоке [11]. Получить гамильтониан Фло-

ке точно удается только при монохроматическом облучении путем перехода во вращающуюся систему координат (ВСК) [12]. В многоимпульсной спектроскопии ЯМР такой гамильтониан можно получить лишь приближенно с помощью разложения Магнуса [13], которое, вообще говоря, является расходящимся [14] и имеет смысл только при выполнении условия усреднения ( $2\tau\omega_{\text{loc}} \ll 1$ ). Поэтому развитие численных методов для исследования динамики в системах с периодическим возмущением и сравнение с подходом, основанным на теореме Флоке [11] и разложении Магнуса [13], ведет к более глубокому пониманию процессов установления квазиравновесных состояний в системе и затухания поляризации.

Многоимпульсный спиновый локинг является простейшей задачей многоимпульсного ЯМР [7, 10]. Ограничиваясь в данной задаче случаем, когда система ядерных спинов, связанных ДДВ, облучается последовательностью резонансных  $\pi/n$ -импульсов, подаваемых с задержкой  $2\tau$ , сформулируем основные результаты квази-термодинамической теории [10], подтвержденной экспериментально в [15]. При среднем импульсном поле  $\pi/(2n\tau) \approx \omega_{\text{loc}}$ , где  $\omega_{\text{loc}}$  – локальное дипольное поле [16], при временах  $T_2 \approx \omega_{\text{loc}}^{-1}$  в системе ядерных спинов устанавливается квази-равновесное состояние, характеризующееся общей температурой зеemanовского и дипольного резервуаров взаимодействий. При  $n = 2$  в импульсном поле  $\pi/(4\tau) \gg \omega_{\text{loc}}$  в соответствии с теорией Провоторова [17] происходит затухание намагниченности системы спинов, обусловленное разогревом

<sup>1)</sup>e-mail: efeldman@icp.ac.ru

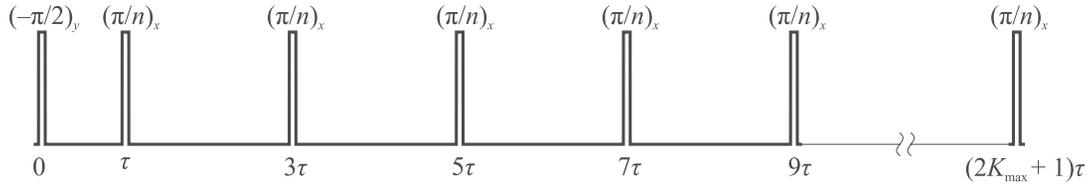


Рис. 1. Схематическое изображение импульсной последовательности, используемой в настоящей статье. Рассматриваются случаи  $n = 2$  и  $n = 8$

системы ВЧ-импульсами, и скорость затухания пропорциональна  $\tau^4$ .

Периодический характер динамики системы в многоимпульсном спиновом локинге позволяет существенно упростить численный алгоритм для стробоскопического определения намагниченности, например, в серединах промежутков между импульсами. Таким образом, можно численно исследовать динамику цепочки из  $10 \div 14$  спинов и сравнить полученные результаты с предсказаниями квази-термодинамической теории [10], справедливые при выполнении условия усреднения  $2\tau\omega_{loc} \ll 1$  [6]. Однако численные результаты также справедливы и в случаях, когда условие усреднения не выполнено.

В настоящей статье численно изучена динамика ядерных спинов в однородной цепочке, содержащей  $10 \div 14$  спинов. При выполнении условия усреднения показано, что при  $\pi/(2n\tau) \approx \omega_{loc}$  формируется квази-равновесное состояние с общей температурой для зеемановского и дипольного резервуаров взаимодействий, а при  $\pi/(4\tau) \gg \omega_{loc}$  ( $n = 2$ ) установлено затухание намагниченности из-за разогрева ВЧ-импульсами, и скорость затухания пропорциональна  $\tau^4$ . Динамика спиновой цепочки изучена также и в случае, когда условие усреднения не выполнено.

**2. Динамика ядерных спинов в одномерной цепочке в многоимпульсном спиновом локинге.** Рассмотрим линейную открытую однородную цепочку ядерных спинов ( $s = 1/2$ ), связанных ДДВ, в сильном внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}_0$ . Гамильтониан секулярной части ДДВ  $H_{dz}$  имеет вид:

$$H_{dz} = \sum_{i < j} D_{ij} (3I_{iz}I_{jz} - \mathbf{I}_i \mathbf{I}_j), \quad (1)$$

где оператор  $I_{i\alpha}$  – проекция углового спинового момента ядра  $i$  на ось  $\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ),  $\mathbf{I}_i \mathbf{I}_j = I_{ix}I_{jx} + I_{iy}I_{jy} + I_{iz}I_{jz}$ , а  $D_{ij}$  – константа дипольного спин-спинового взаимодействия ядерных спинов  $i$  и  $j$ , обратно пропорциональная кубу расстояния между этими спинами. Матрица плотности системы  $\rho(t)$  в многоимпульсном эксперименте ЯМР удовлетворяет уравнению Лиувилля [16].

$$i \frac{d\rho(t)}{dt} = [\omega_0 I_z + H_{dz} + f(t) (\cos(\omega_0 t) I_x + \sin(\omega_0 t) I_y), \rho(t)], \quad (2)$$

где  $\omega_0$  – частота Лармора, а  $f(t)$  – импульсная функция

$$f(t) = \frac{\pi}{n} \sum_{k=0}^{K_{max}} \delta[t - \tau(1 + 2k)], \quad (3)$$

которая означает, что система облучается резонансными  $\pi/n$ -импульсами, отстоящими друг от друга на время  $2\tau$ , и  $K_{max} + 1$  – число облучающих импульсов. Переходя во вращающуюся с частотой  $\omega_0$  вокруг оси  $z$  (направление магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ ) систему координат (ВСК) [16], т.е. проводя унитарное преобразование

$$\rho(t) = e^{-i\omega_0 t I_z} \rho^*(t) e^{i\omega_0 t I_z}, \quad (4)$$

получим

$$i \frac{d\rho^*(t)}{dt} = [H_{dz} + f(t) I_x, \rho^*(t)]. \quad (5)$$

В (4) и (5)  $I_\alpha = \sum_{i=1}^N I_{i\alpha}$  ( $\alpha = x, y, z$ ) и  $N$  – число спинов в цепочке. В начальный момент времени система находилась в термодинамическом равновесном состоянии, которое в высокотемпературном приближении записывается следующим образом:

$$\rho^*(0) = \frac{1}{2^N} (1 - \alpha_L \omega_0 I_z), \quad (6)$$

где  $\alpha_L = \hbar/(kT)$ ,  $T$  – температура решетки,  $k, \hbar$  – постоянные Больцмана и Планка. На рисунке 1 представлена схема многоимпульсной последовательности, облучающей систему. При  $t = 0$  подается резонансный  $(\pi/2)_y$ -импульс, поворачивающий намагниченность на ось  $x$  ВСК. Далее в моменты времени  $t = \tau + 2k\tau$  ( $k = 0, 1, \dots, K_{max}$ ) подаются резонансные  $(\pi/2)_x$ -импульсы, запирающие намагниченность на ось  $x$ .

Оператор эволюции системы на одном периоде, равном  $2\tau$ , может быть представлен следующим образом:

$$U(2\tau) = e^{-iH_{dz}2\tau} e^{-i\frac{\pi}{n} I_x} e^{-iH_{dz}2\tau}. \quad (7)$$

Учитывая периодический характер облучения системы, оператор эволюции  $U(2M\tau)$  после  $M$  периодов записывается в виде [12]

$$U(2M\tau) = [U(2\tau)]^M. \quad (8)$$

Соотношения (6), (8) ведут к формуле для вычисления поляризации при стробоскопическом наборе времен  $2M\tau$  ( $M = 1, 2, \dots$ ):

$$\frac{\langle I_x \rangle(2M\tau)}{\langle I_x \rangle(0)} = \frac{\text{Tr}\{U^M(2\tau)I_x(U^M(2\tau))^+I_x\}}{2^{N-2}}. \quad (9)$$

С помощью пакета Wolfram Mathematica [18] удается провести численные расчеты для систем, содержащих  $10 \div 14$  спинов.

**3. Квазиравновесное состояние в системе при  $t \sim T_2$ .** Рассмотрим систему из 14 ядерных спинов в условиях многоимпульсного спинового локкинга с резонансными  $(\pi/8)_x$ -импульсами и  $2\tau = 20$  мкс. На рисунке 2 представлена зависимость  $x$ -компоненты поляризации от времени, полученная численным расчетом по формуле (9).

На временном интервале до 0.4 мс затухание поляризации имеет осциллирующий характер (см. рис. 2). При  $t > 0.4$  мс осцилляции почти исчезают, и поляризация становится квазистационарной.

При вычислениях по формуле (9) выполнение условия усреднения  $2\tau \cdot \omega_{\text{loc}} < 1$  не требуется. Для цепочки ядерных спинов  $^{19}\text{F}$  в монокристалле фтористого апатита кальция оценить  $\omega_{\text{loc}}$  можно следующим образом. Второй момент  $M_2$  линии поглощения ЯМР определяется по формуле [19]

$$M_2 = \frac{9}{4} \sum_k D_{jk}^2 \approx \frac{9}{2} D^2, \quad (10)$$

где  $D$  – константа ДДВ ближайших соседей в цепочке, равная  $16 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$  [20]. Поскольку  $\omega_{\text{loc}}^2 = \frac{1}{3} M_2$  [16], получаем  $\omega_{\text{loc}} \approx 19.5 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$  и  $2\omega_{\text{loc}}\tau \approx 0.4 < 1$ . В результате полученные результаты можно сравнить с предсказаниями квазитермодинамической теории [10]. Согласно [10] при эффективном импульсном поле  $\pi/(16\tau)$ , имеющем порядок  $\omega_{\text{loc}}$  ( $\pi/(16\tau) \approx 19.5 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$ ), ко времени, равному нескольким временам спиновой релаксации  $T_2 \approx 1/\omega_{\text{loc}}$ , в системе устанавливается квазиравновесное состояние, приводящее при резонансных ВЧ  $(\pi/8)_x$ -импульсах к квазиравновесной поляризации [10]:

$$\frac{\langle I_x \rangle(2M\tau)}{\langle I_x \rangle(0)} = \frac{1}{1 + \left[ \frac{1}{4} + \frac{12(2 - \sqrt{2})}{\pi^2} \right] \frac{(16\tau\omega_{\text{loc}})^2}{\pi^2}} \quad (11)$$

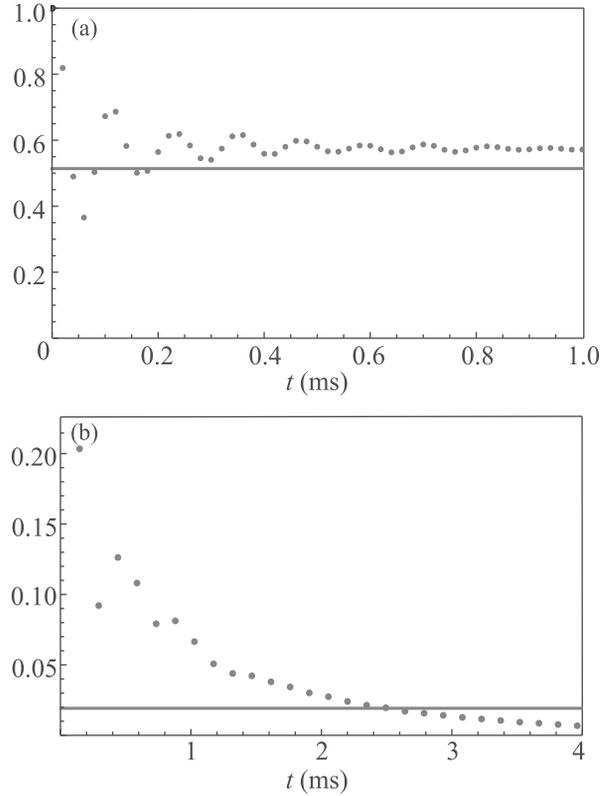


Рис. 2. (Цветной онлайн) Затухание поляризации для случая  $(\pi/8)_x$ -импульсов. Величина поляризации в начальный момент времени равна 1. Горизонтальная линия – теоретическое значение квазистационарной поляризации (11). Число спинов  $N = 14$ . (a) – Условие усреднения выполнено ( $\tau = 0.16/D$ ,  $2\omega_{\text{loc}}\tau \approx 0.39$ ). (b) – Условие усреднения не выполнено ( $\tau = 1.2/D$ ,  $2\omega_{\text{loc}}\tau \approx 2.85$ )

Заметим, что в многоимпульсном спиновом локкинге с  $(\pi/2)_x$ -импульсами не происходит обмена энергией между зеемановским и дипольным резервуарами [21] и, следовательно, термодинамическое равновесие между ними не устанавливается.

Горизонтальная прямая на рис. 2а показывает квазистационарную поляризацию (11). Она незначительно отличается от квазистационарной поляризации, полученной численно из (9). Небольшие отклонения можно объяснить как недостаточно большим числом спинов, ведущим к ошибке порядка  $1/N$  в определении  $\omega_{\text{loc}}^2$ , так и приближенным характером квазитермодинамической теории [10]. На рисунке 2б показана эволюция поляризации при таких же облучающих импульсах, когда условие усреднения не выполнено ( $2\omega_{\text{loc}}\tau \approx 2.85$ ). Квазиравновесное состояние в этом случае не устанавливается, а поляризация затухает до 0.

**4. Затухание поляризации при временах  $t > T_2$ .** В результате разогрева системы облучающими ВЧ-импульсами происходит затухание поляризации [10, 15, 22, 23]. Процесс затухания исследован в [10] в рамках теории Провоторова [17], описывающей насыщение линии поглощения ЯМР слабым ВЧ полем. При облучении системы  $(\pi/2)_x$ -импульсами ДДВ быстро осциллируют, и их усреднение [6] приводит к появлению четырехспиновых членов, амплитуда которых пропорциональна  $(2\omega_{loc}\tau)^2\omega_{loc}$  [10]. В системе координат, вращающейся вокруг оси  $z$  с частотой  $\pi/(4\tau)$  относительно ВСК, задача становится аналогичной решенной в теории насыщения [17]. В отличие от односпиновых процессов поглощения в [17], здесь затухание поляризации определяется так называемым четырехспиновым резонансным процессом [10, 15], когда четыре связанных ДДВ ядерных спина, находящихся в эффективном зеемановском поле  $\pi/(4\tau)$  (в частотных единицах) в ВСК, поглощают гармонику импульсного поля  $2\pi/(2\tau) = \pi/\tau$ . При этом скорость затухания оказывается пропорциональной  $\tau^4$  [10, 15].

На рисунке 3 показана зависимость затухания поляризации в многоимпульсном спиновом локинге при облучении системы резонансными

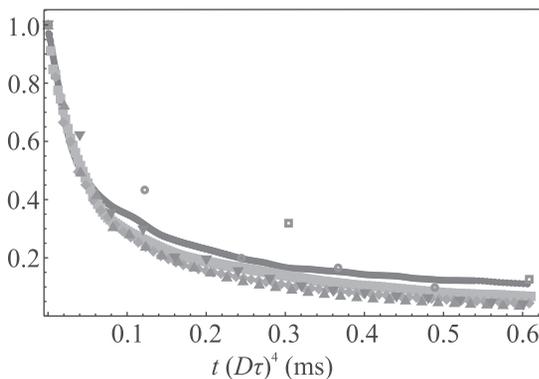


Рис. 3. (Цветной онлайн) Затухание поляризации в четырнадцатиспиновой цепочке в многоимпульсном спиновом локинге с последовательностью рис.1 с резонансными  $(\pi/2)_x$ -импульсами. По оси абсцисс – масштабированное время  $t(D\tau)^4$ ; по оси ординат – поляризация. Ее величина в начальный момент времени принята за 1. Значения параметра  $\omega_{loc}\tau$  для каждой кривой затухания поляризации: кружок – 0.42; квадрат – 0.57; ромб – 0.71; треугольник – 0.83; перевернутый треугольник – 0.95; пустой кружок – 1.19; пустой квадрат – 1.43

$(\pi/2)_x$ -импульсами от масштабируемого времени  $t_{sc} = (D\tau)^4 t$  при различных значениях параметра  $D\tau$ , полученная численно для четырнадцатис-

пиновой цепочки по формуле (9). При временах  $t_{sc} < 0.05$  мс представленные кривые совпадают, что подтверждает “закон затухания  $\tau^4$ ” [10, 15]. Однако при больших временах  $t_{sc}$  этот закон перестает выполняться. Это связано с влиянием на затухание других резонансных процессов поглощения энергии импульсных полей, а также с приближенным характером теории [10]. Разумеется, зависимость затухания от параметра  $D\tau$  при больших временах  $t_{sc}$  может быть связана и с малым числом спинов, использованном при численном расчете. Возможно, различия затуханий, полученных при различных параметрах усреднения, будут уменьшаться при увеличении числа спинов в цепочке.

Численные результаты для цепочек из 10, 12, 14 спинов практически совпадают при малых временах эволюции системы. В частности, квазиравновесие на рис. 2 почти одинаково для цепочек с 10, 12, 14 спинами. Затухание поляризации, представленное на рис. 3, начинает зависеть от числа спинов только при временах  $t_{sc} > 0.05$  мс, когда нарушается “закон затухания  $\tau^4$ ”. Во всех случаях поляризация уменьшается с ростом числа спинов.

**5. Заключение.** В данной статье было проведено численное исследование динамики системы в многоимпульсном спиновом локинге. Мы показали, что при выполнении условия усреднения  $2\tau\omega_{loc} < 1$  при временах  $t \sim T_2$  устанавливается квазиравновесное состояние, когда среднее импульсное и локальное дипольное поля имеют одинаковый порядок величины, как и предсказывалось в приближенной квазитермодинамической теории [10]. В то же время, когда условие усреднения не выполнено и теория [10] неприменима, квазистационарное состояние не возникает при затухании поляризации до 0.

Мы показали также, что скорость затухания поляризации при  $t > T_2$  пропорциональна  $\tau^4$ , в соответствии с [10]. Однако этот закон справедлив лишь при выполнении условия усреднения и небольших временах затухания. Для больших времен зависимость поляризации от времени носит более сложный характер.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (грант # 075-15-2020-779).

1. L. D. Alessio and M. Rigol, Phys. Rev. X **4**, 041048 (2014).
2. D. A. Abanin, W. D. Roeck, and F. Huveneers, Phys. Rev. Lett. **115**, 256803 (2015).
3. D. A. Abanin, W. D. Roeck, W. W. Ho, and F. Huveneers, Phys. Rev. B **95**, 014112 (2017).

4. C. Yin, P. Peng, X. Huang, C. Ramanathan, and P. Capellaro, arxiv: 2005.11150 (quant-ph) (2020).
5. B. I. Bantysh, A. Yu. Chernyavskiy, and Yu. I. Bogdanov, JETP Lett. **111**, 512 (2020).
6. U. Haeberlen and J. Waugh, Phys. Rev. **175**, 453 (1968).
7. W.-K. Rhim, D. P. Burum, and D. D. Elleman, Phys. Rev. Lett. **37**, 1764 (1976).
8. W.-K. Rhim, A. Pines, and J. S. Waugh, Phys. Rev. Lett. **25**, 218 (1970).
9. M. Mehring, *High resolution NMR spectroscopy in solids*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-N.Y. (1976).
10. Yu. N. Ivanov, B. N. Provotorov, and E. B. Fel'dman, ZhETF **75**, 1847 (1978).
11. A.-M. G. Floquet, Ann. Sci. École Norm. Supérie 2 **12**, 47 (1883).
12. E. I. Kuznetsova, E. B. Fel'dman, and D. E. Feldman, Physics-Uspekhi **59** (6), 577 (2016).
13. W. Magnus, Comm. Pure Appl. Math. **7**, 649 (1954).
14. E. B. Fel'dman, Phys. Lett. A **104**, 479 (1984).
15. L. N. Erofeev, B. A. Shumm, and G. B. Manelis, ZhETF **75**, 1837 (1978).
16. M. Goldman, *Spin temperature and nuclear magnetic resonance in solids*, Oxford University Press, Oxford (1970).
17. B. N. Provotorov, ZhETF **41**, 1582 (1961).
18. *Wolfram Research, Mathematica. Version 9.0.1*, Champaign, Illinois (2013).
19. A. Abragam, *The principles of nuclear magnetism*, Clarendon Press, Oxford (1961).
20. G. A. Bochkin, E. B. Fel'dman, S. G. Vasil'ev, and V. I. Volkov, Chem Phys. Lett. **680**, 56 (2017).
21. В. Е. Зобов, Физика твердого тела **21**(8), 2447 (1979).
22. V. E. Zobov and M. M. Kucherov, JETP Letters **107**, 553 (2018).
23. V. E. Zobov and M. M. Kucherov, JETP **128**, 641 (2019).

# Резонансы эффекта Фарадея в наноструктурированных пленках феррита-граната<sup>1)</sup>

А. А. Воронов<sup>a,b,2)</sup>, Д. О. Игнатъева<sup>a,b,c</sup>, Д. Карки<sup>d,3)</sup>, М. А. Кожаев<sup>b,c,e</sup>, А. Н. Калиш<sup>a,b</sup>, М. Леви<sup>d,3)</sup>,  
В. И. Белотелов<sup>a,b,c</sup>

<sup>a</sup> Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>b</sup> Российский квантовый центр, 143025 Москва, Россия

<sup>c</sup> Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия

<sup>d</sup> Michigan Technological University, 49931-1295, Michigan, USA

<sup>e</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 октября 2020 г.

После переработки 29 октября 2020 г.

Принята к публикации 2 ноября 2020 г.

Магнитные наноструктуры позволяют многократно усиливать магнитооптические эффекты за счет возбуждения оптических резонансов. В данной работе предложен новый тип магнитной структуры, представляющую собой двумерную полностью диэлектрическую решетку из висмут-замещенного феррита-граната. Проведено аналитическое описание усиления эффекта Фарадея в такой структуре за счет возбуждения волноводных мод и выявлены условия резонансного усиления эффекта. Впервые экспериментально продемонстрировано резонансное усиление эффекта Фарадея в полностью диэлектрических магнитных наноструктурах.

DOI: 10.31857/S1234567820230081

Магнитооптический эффект Фарадея находит широкое практическое применение, например, для создания сверхчувствительных сенсоров магнитного поля [1, 2], а также в устройствах оптической изоляции и контроля поляризации света [3].

Величина эффекта Фарадея в общем случае пропорциональна толщине материала [4, 5]. Однако специально изготовленные наноструктурированные среды позволяют добиться значительного усиления магнитооптических эффектов за счет увеличения эффективности взаимодействия электромагнитного поля со средой посредством возбуждения различных типов оптических мод. Таким образом, наноструктуры позволяют добиться высоких значений углов поворота плоскости поляризации при меньшей толщине в сравнении с гладкими структурами.

В качестве таких структур могут быть использованы плазмонные металл-диэлектрические структуры [6], которые представляют собой систему периодически протравленных щелей или отверстий, обра-

зующих дифракционную решетку. С помощью этой решетки происходит возбуждение бегущих поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), которые и приводят к значительному усилению эффекта Фарадея. Например, в работах [7] было продемонстрировано, что возбуждение ППП в структуре, состоящей из золотой решетки и слоя висмут-замещенного феррита-граната, приводит к резонансному усилению магнитооптического эффекта Фарадея. Показано также, что система золотых наночастиц со специальными параметрами, находящаяся на гладкой поверхности магнитного материала способна возбудить локализованные ППП. Этот метод также позволяет добиться высоких резонансных значений эффекта Фарадея [8–10]. Но наличие металлических составляющих в подобных структурах неизбежно ведет к появлению значительных диссипативных потерь, а значит, ухудшению добротности резонансов и уменьшению пропускания, что является главным недостатком подобных структур.

В последнее время большой интерес представляют полностью диэлектрические структуры, в которых диссипативные потери малы. В работах [11–16] показано, что переход к полностью диэлектрическим структурам приводит к значительному увеличению

<sup>1)</sup> См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала [www.jetpletters.ac.ru](http://www.jetpletters.ac.ru).

<sup>2)</sup> e-mail: andrey.a.voronov@gmail.com

<sup>3)</sup> D. Karki, M. Levy.

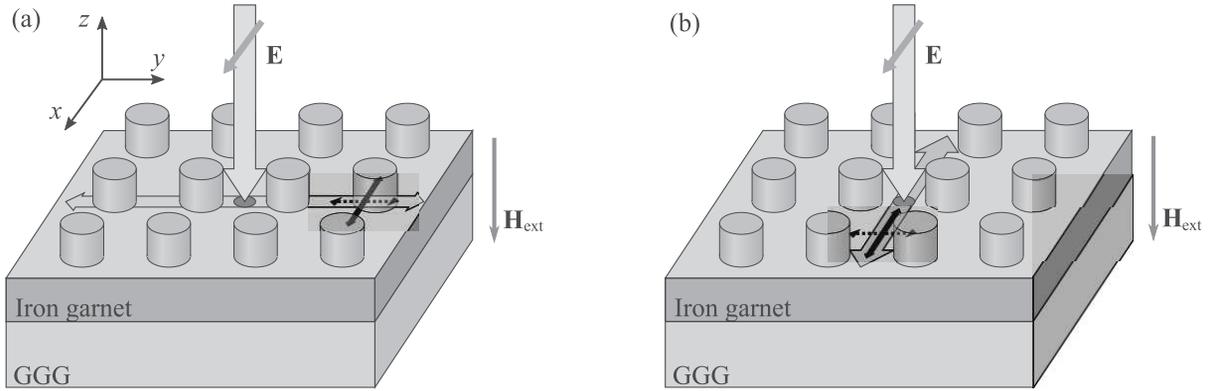


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение процесса возбуждения квази-ТЕ- (а) и квази-ТМ-моды (б). Черная сплошная стрелка показывает исходную поляризацию моды, а штрих-пунктирная – квази-добавки, которые появляются при приложении внешнего магнитного поля. Направление  $E$  показывает поляризацию падающего света

наблюдаемых оптических эффектов и увеличению добротности оптических резонансов. В частности, теоретически предсказана возможность увеличения магнитооптического эффекта Фарадея в таких наноструктурах [12, 13].

В данной работе изучаются особенности резонансов эффекта Фарадея в полностью диэлектрической структуре, которая представляет собой двумерную решетку, изготовленную методом электронно-лучевой литографии и последующего ионного травления гладкого слоя висмут-замещенного феррита-граната толщиной 300 нм, выращенного на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) методом жидкофазной эпитаксии. Травление произведено таким образом, чтобы создать двумерный массив наностолбиков с периодом  $P = 390$  нм и высотой  $h_1 = 225$  нм. Под массивом был оставлен гладкий слой феррита-граната толщиной  $h_2 = 75$  нм, а диаметр получившихся наностолбиков  $D = 200$  нм.

Выбор феррита-граната обусловлен высокой прозрачностью и большими значениями удельного фарадеевского вращения в видимом и ближнем ИК диапазонах, а введение ионов висмута в эту структуру обеспечивает резкое усиление магнитооптической активности [17].

Данная структура способна эффективно возбуждать ТМ-поляризованные ( $E_x$ ,  $H_y$  и  $E_z$ ) и ТЕ-поляризованные ( $E_x$ ,  $H_y$  и  $H_z$ ) волноводные моды за счет дифракции на решетке наностолбиков падающего света, поляризованного вдоль оси  $Ox$  (рис. 1). Аналитическое описание резонансов, связанных с возбуждением волноводных мод, может быть проведено в приближении пустой решетки [18]: для описания оптического и магнитооптического отклика наноструктурированная пленка феррита-граната заме-

няется на гладкий слой с эффективным показателем преломления, а наличие решетки влияет исключительно на условия возбуждения мод. Соотношение фазового синхронизма, определяющее длину волны падающего света, на которой происходит возбуждение волноводной моды, в зависимости от периода наноструктуры [16], в случае нормального падения имеет вид:

$$\lambda = \frac{n_{wg} P}{\sqrt{l_x^2 + l_y^2}}, \quad (1)$$

где  $l_x$  и  $l_y$  – порядки дифракции,  $P$  – период расположения массива наностолбиков,  $n_{wg}$  – показатель преломления волноводной моды. Схематически процесс возбуждения представлен на рис. 1.

Волновое число моды  $n_{wg}$  может быть рассчитано исходя из соотношения [19]:

$$\frac{2\pi}{\lambda} h_{eff} = \frac{1}{\sqrt{n_{eff}^2 - n_{wg}^2}} \left( \pi N + \arctg \left( \frac{n_{eff}}{n_1} \right)^\Sigma \times \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{n_{wg}^2 - n_1^2}{n_{eff}^2 - n_{wg}^2}} + \arctg \left( \frac{n_{eff}}{n_3} \right)^\Sigma \sqrt{\frac{n_{wg}^2 - n_3^2}{n_{eff}^2 - n_{wg}^2}} \right), \quad (2)$$

где  $\Sigma = 0$  для ТЕ-мод,  $\Sigma = 2$  для ТМ-мод,  $n_j$  – соответствующий показатель преломления:  $j = 1$  – воздуха ( $n_1 = 1$ ),  $j = 3$  – ГГГ ( $n_3 = 1.95$ ),  $n_{eff}$  – эффективный показатель преломления волноводного слоя, в силу преимущественной локализации излучения в феррит-гранатовой пленке, близкий по значению к показателю преломления феррита-граната ( $n_{eff} = 2.5$ ,  $n_{BiG} = 2.7$  на длине волны 800 нм [16]), а  $h_{eff}$  – эффективное значение толщины волноводного слоя, которое может быть в нулевом приближении рассчитано как усредненная по периоду высота гранатовой решетки, и составляет  $h_{eff} = 225$  нм. В соот-

ветствии с формулой (2), в исследуемой наноструктуре падающим светом могут возбуждаться только волноводные моды нулевого порядка ( $N = 0$ ) – ТМ<sub>0</sub> и ТЕ<sub>0</sub>.

При приложении внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости решетки (поляризация или конфигурация Фарадея) происходит изменение поляризации собственных мод структуры: все шесть компонент электромагнитного поля и для ТМ- и для ТЕ-мод становятся отличны от нуля. Такие моды уже не будут обладать четко выраженной поляризацией, поэтому далее они будут обозначаться терминами “квази-ТЕ-моды” и “квази-ТМ-моды”, в соответствии с основными компонентами в немагнитном случае. При нулевой намагниченности структуры у квази-ТЕ-моды исчезают ТМ-компоненты  $H_x$ ,  $E_y$  и  $E_z$ , а у квази-ТМ-моды пропадают ТЕ-компоненты  $H_x$ ,  $E_y$  и  $H_z$ .

Поскольку в видимом диапазоне величина коэффициента гирации  $g$  в ферритах-гранатах обычно мала по сравнению с диэлектрической проницаемостью:  $g \sim 10^{-3} \dots 10^{-2} \ll \varepsilon \sim 7.3$ , для аналитического описания может быть применено линейное по  $g$  приближение. В этом случае величина ортогональных к основной поляризации моды добавок пропорциональна коэффициенту гирации (см. дополнительный материал):

$$\begin{aligned} & \text{для квази-ТМ-мод:} \\ E_y^{\text{ТМ}}(x, z) &= gK(n_{\text{wg}}, z)H_y^{\text{ТМ}}(x, z), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \text{для квази-ТЕ-мод:} \\ H_x^{\text{ТЕ}}(x, z) &= gL(n_{\text{wg}}, z)E_x^{\text{ТЕ}}(x, z). \end{aligned} \quad (4)$$

При этом основные компоненты ( $E_x$ ,  $H_y$  и  $E_z$  для квази-ТМ-мод и  $E_x$ ,  $H_y$  и  $H_z$  для квази-ТЕ-мод) содержат лишь квадратичные по намагниченности слагаемые, т.е. в линейном приближении остаются неизменными.

Появление этих ненулевых ортогональных добавок ведет к повороту плоскости поляризации квази-волноводных мод. Отметим две важные особенности формул (3), (4), которые, как будет показано ниже, проявляются в спектрах вращения Фарадея. Во-первых, коэффициенты  $K$  и  $L$  имеют величину одного порядка, следовательно, поляризационные изменения модовых свойств под воздействием намагниченности могут наблюдаться как в  $p$ , так и в  $s$  поляризации падающего света. Во-вторых,  $K$  и  $L$  имеют разные знаки (см. дополнительный материал). Это приводит к тому, что резонансы квази-ТМ- и квази-ТЕ-мод проявляют себя противоположным образом

для выбранной поляризации падающего света [20]. Описанное изменение поляризации в ближнем поле является причиной резонансного усиления эффекта Фарадея, наблюдаемого при прохождении излучения через структуру.

Рассмотрим процесс резонансного поворота поляризации аналитически. Пусть на структуру нормально падает электромагнитная волна частоты  $\omega$ , поляризованная линейно с вектором  $\mathbf{E}$  вдоль оси  $Ox$  или  $Oy$ . В 2D решетке при нормальном падении такого линейно поляризованного излучения возможно возбуждение мод, распространяющихся в двух перпендикулярных направлениях, с  $l_x = 1, l_y = 0$  или  $l_x = 0, l_y = 1$  соответственно.

Для определенности проведем исследование волны, поляризованной вдоль оси  $Ox$  (ортогональная поляризация в силу симметрии структуры должна обладать теми же особенностями). Такая поляризация может возбуждать моды ТМ-типа с  $l_x = 1, l_y = 0$ , и ТЕ-типа  $l_x = 0, l_y = 1$ . В этом случае амплитуды соответствующих компонент в дальнем поле описываются соотношениями:

$$\begin{aligned} A_x(\omega) &= \mathcal{O}(1) + \left[ \frac{\mathcal{O}(1)}{\omega - \omega_{\text{ТМ}}} \right] + \left[ \frac{\mathcal{O}(1)}{\omega - \omega_{\text{ТЕ}}} \right], \\ A_y(\omega) &= \mathcal{O}(g) + \left[ \frac{\mathcal{O}(g)}{\omega - \omega_{\text{ТМ}}} \right] + \left[ \frac{\mathcal{O}(g)}{\omega - \omega_{\text{ТЕ}}} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где в терминологии математического формализма  $\mathcal{O}(g)$  (о-большое) – линейная по  $g$  величина,  $\mathcal{O}(1)$  – величина, не зависящая от  $g$ . Величинами, имеющими второй и более высокий порядок по  $g$ , можно пренебречь в виду малости  $g$ . Таким образом, амплитуда  $y$ -компонент в дальнем поле отлична от нуля и имеет резонансные особенности, значит, следует ожидать резонансные особенности и в спектре угла Фарадея. Вид формулы (5) говорит, что в спектре света, поляризованного вдоль оси  $Ox$ , будут наблюдаться два резонанса в отражении или пропускании, соответствующие ТМ- и ТЕ-модам, вне зависимости от намагниченности структуры. Эта особенность является важным отличием структуры с двумерной периодичностью от структуры с одномерной периодичностью. В последнем случае возбуждение ТЕ-мод при нормальном падении  $Ox$ -поляризованного излучения было бы невозможно, и, соответственно, спектры имели бы только одну резонансную особенность.

Таким образом, резонансы в спектре пропускания имеют лоренцевскую форму:

$$T = T_0 - \frac{C_{\text{ТМ}}}{\epsilon_{\text{ТМ}}^2 + 1} - \frac{C_{\text{ТЕ}}}{\epsilon_{\text{ТЕ}}^2 + 1}, \quad (6)$$

где  $T_0$  – коэффициент пропускания гранатовой пленки без учета возбуждения мод,  $C_{\text{ТМ}}$  и  $C_{\text{ТЕ}}$  – ампли-

туда резонансов в пропускании при возбуждении волноводных мод,  $\epsilon = (\lambda - \lambda_i) / \Delta\lambda_i$  – относительная отстройка от резонанса, связанного с возбуждением моды на длине волны  $\lambda_i$ , где  $\Delta\lambda_i$  – ширина соответствующего резонанса,  $i = \text{TM}, \text{TE}$ .

Экспериментальные данные, представленные на рис. 2, хорошо описываются аналитической зависи-

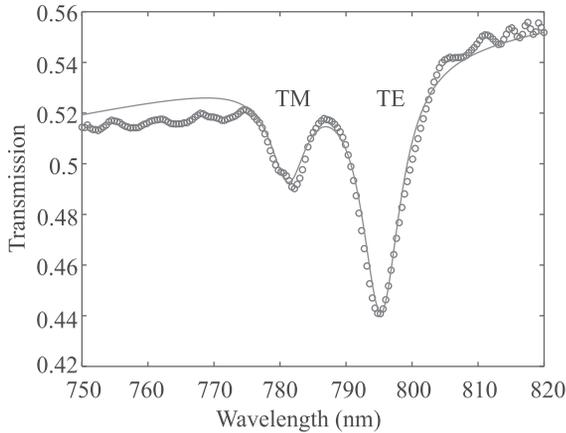


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр коэффициента пропускания двумерной полностью диэлектрической структуры: точечный график – экспериментальные данные; сплошная линия – теоретическая аппроксимация. Падение света нормальное, исследовалась *Ox*-поляризация

мостью (6) со следующими числовыми параметрами:  $\lambda_{\text{TM}} = 781.25 \text{ нм}$ ,  $\Delta\lambda_{\text{TM}} = 3.3 \text{ нм}$ ,  $C_{\text{TM}} = 0.038$ ;  $\lambda_{\text{TE}} = 795.3 \text{ нм}$ ,  $\Delta\lambda_{\text{TE}} = 3.5 \text{ нм}$ ,  $C_{\text{TE}} = 0.1$ . Различие между эффективностью возбуждения ТМ- и ТЕ-мод, т.е. между коэффициентами  $C_{\text{TM}}$  и  $C_{\text{TE}}$ , обусловлено неравенством френелевских коэффициентов отражения для р- и s-поляризованного излучения, а положение резонансов хорошо соотносится с теоретическими расчетами по формуле (2).

Резонансы в спектре Фарадея при этом имеют форму с ассиметричным профилем типа Фано [21], что является типичной картиной для процесса, имеющего нерезонансный вклад – вращение поляризации пленкой феррита-граната, и резонансный вклад – вращение поляризации за счет возбуждения и поворота поляризации моды. На рисунке 3 представлена зависимость относительного усиления эффекта Фарадея в решетке от длины волны, определяемого в соответствии с формулой:

$$\Phi_{\text{rel}} = \frac{\Phi_{\text{gr}} - \phi_{\text{sp}} h_{\text{eff}}}{\phi_{\text{sp}} h_{\text{eff}}}, \quad (7)$$

где  $\Phi_{\text{gr}}$  – экспериментально измеренный спектр эффекта Фарадея в двумерной полностью-диэлектрической структуре,  $\phi_{\text{sp}}$  – удельное вращение

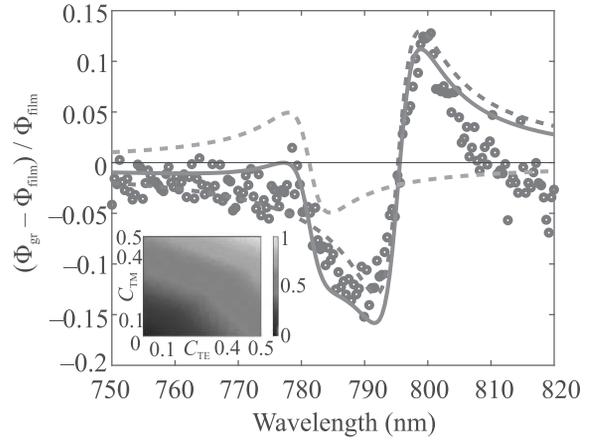


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр относительного усиления эффекта Фарадея: точки – экспериментальные данные; сплошная линия – теоретическая аппроксимация по формуле (8); пунктирными линиями показаны отдельно вклады от резонанса ТМ (зеленая кривая) и ТЕ (розовая кривая) мод. Вставка показывает зависимость относительного усиления от глубины резонансов  $C_{\text{TE}}$  и  $C_{\text{TM}}$ . Падение света нормальное, исследовалась *Ox*-поляризация

плоскости поляризации в гладкой пленке феррита-граната. Усиление вращения поворота плоскости поляризации падающего *Ox*-поляризованного света в конфигурации Фарадея, определяемого как  $\Phi = \text{Re}(\tan^{-1}(E_y/E_x))$ , в соответствии с формулами (5) и (6) может быть записан в следующем виде:

$$\Phi_{\text{rel}} = \text{Re} \left( \frac{f_{\text{TM}} C_{\text{TM}}}{\epsilon_{\text{TM}} + i} + \frac{f_{\text{TE}} C_{\text{TE}}}{\epsilon_{\text{TE}} + i} \right), \quad (8)$$

где коэффициенты  $f_{\text{TM}}$  и  $f_{\text{TE}}$  пропорциональны вращению поляризации соответствующей моды, определяемому  $K$  и  $L$  из формул (3), (4), а остальные коэффициенты определяются спектральными характеристиками оптических резонансов (формула (6)). Полученные экспериментально спектры эффекта Фарадея (рис. 3) в двумерной полностью-диэлектрической структуре соответствуют проведенному анализу в области возбуждения волноводных мод.

Волноводные моды ТМ- и ТЕ-типов, возбуждаемые в данной структуре, имеют близкую дисперсию, что приводит к некоторым особенностям в спектре эффекта Фарадея. В частности, из-за этого происходит взаимодействие этих резонансов и их частичное наложение друг на друга. Поэтому на рис. 3 наблюдается только один резонанс с ассиметричным профилем Фано (8), а не два, как должно было быть, если бы они находились на большем спектральном расстоянии друг от друга. Аналитическое описание в данном случае производилось с применением тех же

параметров, что и для резонансов в спектре коэффициента пропускания. Стоит также обратить внимание, что по отдельности данные моды вносят противоположный по величине вклад в усиление эффекта Фарадея, что аналитически объясняется различием знаков для коэффициентов  $K$  и  $L$  [20].

Проведенное исследование резонансных особенностей эффекта Фарадея в двумерных структурах позволяет говорить о возможностях его дальнейшего усиления. Параметры изготовленной структуры обеспечили глубину резонансов пропускания 10 и 3.8 % соответственно, поэтому итоговое усиление составило только 15 %. Однако ранее в работе [22] было показано, что вариация геометрических параметров структуры может обеспечить значительно более глубокие резонансы, вплоть до 100 %, так как в структуре практически отсутствуют потери. В соответствии с теоретическими расчетами по формуле (8) (вставка на рис. 3) и полученными экспериментальными данными, увеличение конверсии падающего излучения в волноводные моды и соответствующий рост коэффициентов  $C_{TE}$  и  $C_{TM}$  всего в 4 раза позволит обеспечить усиление эффекта Фарадея на 100 % по сравнению с гладкой пленкой.

Таким образом, в работе исследованы резонансные особенности эффекта Фарадея в двумерных полностью диэлектрических решетках из наноструктурированного феррита-граната. Теоретически и экспериментально показано, что за счет возбуждения волноводных мод в данной структуре, резонансы эффекта Фарадея имеют асимметричный профиль Фано. Дальнейшая оптимизация структуры и увеличение эффективности возбуждения квазиволноводных мод (например, при изменении параметров наноструктурирования) позволит значительно усилить эффект Фарадея, что имеет хорошую практическую перспективу, например, для создания магнитооптических изоляторов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, мегагрант # 075-15-2019-1934.

1. L. Sun, S. Jiang, and J. R. Marciante, *Opt. Express* **18**, 5407 (2010).
2. G. Frosio and R. Dandliker, *Appl. Opt.* **33**, 6111 (1994).

3. M. Levy, *J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 1300 (2002).
4. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern magnetooptics and magneto-optical materials*, CRC Press, Boca Raton (1997), p. 17.
5. Z. Chen, Y. Hang, L. Yang, J. Wang, X. Wang, P. Zhang, J. Hong, C. Shi, and Y. Wang, *Mater. Lett.* **145**, 171 (2015).
6. B. Fan, M. E. Nasir, L. H. Nicholls, A. V. Zayats, and V. A. Podolskiy, *Adv. Opt. Mater.* **7**, 1801420 (2019).
7. J. Y. Chin, T. Steinle, T. Wehlius, D. Dregely, T. Weiss, V. I. Belotelov, B. Stritzker, and H. Giessen, *Nat. Commun.* **4**, 1599 (2013).
8. H. Uchida, Y. Masuda, R. Fujikawa, A. V. Baryshev, and M. Inoue, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 843 (2009).
9. G. X. Du, T. Mori, M. Suzuki, S. Saito, H. Fukuda, and M. Takahashi, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 081915 (2010).
10. H. Uchida, Y. Mizutani, Y. Nakai, A. A. Fedyanin, and M. Inoue, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 064014 (2011).
11. I. S. Maksymov, *Nanomaterials* **5**, 577 (2015).
12. E. Gamet, B. Varghese, I. Verrier, and F. Royer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 495105 (2017).
13. A. Christofi, Y. Kawaguchi, A. Alu, and A. B. Khanikaev, *Opt. Lett.* **43**, 1838 (2018).
14. O. V. Borovkova, D. O. Ignatyeva, S. K. Sekatskii, A. Karabchevsky, and V. I. Belotelov, *Photonics Research* **8**, 57 (2020).
15. A. A. Voronov, D. Karki, D. O. Ignatyeva, M. A. Kozhaev, M. Levy, and V. I. Belotelov, *Opt. Express* **28**, 17988 (2020).
16. D. O. Ignatyeva, D. Karki, A. A. Voronov, M. A. Kozhaev, D. M. Krichevsky, M. Levy, and V. I. Belotelov, *Nat. Commun.* **11**, 5487 (2020), принята к публикации.
17. A. R. Prokorov, P. M. Vetoshko, A. G. Shumilov, A. N. Shaposhnikov, A. N. Kuz'michev, N. N. Koshlyakova, V. N. Berzhansky, A. K. Zvezdin, and V. I. Belotelov, *J. Alloys Compd.* **671**, 403 (2016).
18. Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, *УФН* **179**, 1027 (2009).
19. M. J. Adams, *An introduction to optical waveguides*, Wiley, N.Y. (1981), p. 14.
20. A. N. Kalish, D. O. Ignatyeva, V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov, A. V. Gopal, M. Bayer, and A. P. Sukhorukov, *Laser Phys.* **24**, 094006 (2014).
21. U. Fano, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).
22. S. S. Wang and R. Magnusson, *Appl. Opt.* **32**, 2606 (1993).

# Новые полуметаллические состояния в системах с волнами спиновой и зарядовой плотности (Миниобзор)

А. В. Рожков<sup>+,\*1)</sup>, А. О. Сбойчаков<sup>+</sup>, Д. А. Хохлов<sup>+</sup>, А. Л. Рахманов<sup>+</sup>, К. И. Кугель<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Сколковский институт науки и технологии, Сколковский центр инноваций, 143026 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 октября 2020 г.

После переработки 29 октября 2020 г.

Принята к публикации 29 октября 2020 г.

В данном кратком обзоре рассматривается недавно предложенный механизм стабилизации полуметаллических состояний в легированных системах с нестингом листов поверхности Ферми. Описываются характерные особенности таких состояний. Кроме этого, обсуждается теоретически сформулированный метод обнаружения этих состояний с помощью неупругого нейтронного рассеяния.

DOI: 10.31857/S1234567820230093

**1. Введение.** Современные успехи кристаллохимии подталкивают исследователей к поиску новых необычных многочастичных электронных состояний. Хорошо известные примеры материалов, в которых проявляются такие состояния, это топологические диэлектрики и вейлевские полуметаллы. Ферромагнитные полуметаллические соединения (в англоязычной литературе “*half-metals*”) представляют собой еще один класс веществ, в котором реализуется необычная электронная фаза. Для таких материалов характерна идеальная спиновая поляризация носителей тока на поверхности Ферми: все одночастичные состояния, находящиеся на уровне Ферми, имеют одинаковые проекции спина. Состояния с противоположным значением проекции спина отделены от энергии Ферми конечной щелью. Приставка “полу-” в названии этой группы материалов указывает на то, что из двух возможных проекций спина, доступных электрону на уровне Ферми обычного металла, только одна реализуется в полуметаллическом соединении.

Возможность полуметаллическости изначально была продемонстрирована с помощью численных методов в работе [1] де Гроота и др., где была рассчитана спин-зависимая плотность состояний для NiMnSb. Расчеты показали, что только одна компонента спина отвечает конечной плотности состояний на уровне Ферми.

С момента публикации первоначальной работы эта область исследований значительно выросла. По-

луметаллические свойства были экспериментально подтверждены уже у нескольких материалов (например, NiMnSb [2], La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> [3], CrO<sub>2</sub> [4], Co<sub>2</sub>MnSi [5] и др.). Развиваются и теоретические исследования [6–9]. Рассматриваются возможные приложения полуметаллов в спинтронике (спиновый вентилятор [10], спиновая инжекция [11], гибридные сверхпроводящие устройства [12] и т.д.). Кроме этого, в последние годы появилось новое направление исследований. Его можно кратко описать как поиск “безметаллических полуметаллов”. Другими словами, это попытка найти полуметаллические системы, которые, в отличие от всех ныне известных “классических” полуметаллов, не содержат бы атомов переходных металлов. Поскольку переходные металлы экологически небезопасны и могут вызвать аллергию (например, никель является известным аллергеном), полуметалл, не содержащий таких химических элементов, мог бы применяться в областях, где требуется биосовместимость и экологичность.

Одна из хорошо известных теоретических моделей такого типа – это графеновая нанолента в поперечном электрическом поле [13]. Недавно были сформулированы и другие теоретические предложения [14–17]. Кроме этого, совершенно неожиданно оказалось, что полуметаллические состояния можно стабилизировать в моделях с неидеальным нестингом листов поверхности Ферми.

Нестинг листов поверхности Ферми – важная и популярная концепция. Она активно обсуждается в физике конденсированного состояния [18]. Существование двух фрагментов поверхности Ферми, совме-

<sup>1)</sup>e-mail: arozhkov@gmail.com

щающихся при параллельном переносе на некоторый вектор импульсного пространства  $\mathbf{Q}$ , указывает на неустойчивость состояния ферми-жидкости. Эта неустойчивость приводит к возникновению волны плотности (либо спина, либо заряда), характеризующейся вектором пространственной модуляции  $\mathbf{Q}$ . Гамильтонианы с нестингом широко используются для описания волны зарядовой плотности (ВЗП) [19, 20], волны спиновой плотности (ВСП) [21, 22], механизма высокотемпературной сверхпроводимости [23–25] и т.д. Возникновение неоднородного состояния электронной жидкости также неоднократно увязывалось с нестингом. Так, в работах [26–33] было теоретически продемонстрировано, что легирование системы с идеальным или почти идеальным нестингом может вызвать неустойчивость однородного состояния электронной жидкости.

Несмотря на годы исследований (а теоретические модели с нестингом изучались, как минимум, еще в 1970-х гг.) оказывается, что возможность стабилизации полуметаллических состояний в системах с нестингом до недавнего времени [34, 35] оставалась незамеченной. Механизм полуметаллическости, предложенный в работах [34, 35], основан на слабом межэлектронном взаимодействии. Отсутствие требования на сильное взаимодействие означает, что такой механизм может работать в материалах, состоящих только из легких атомов, т.е., он может служить полезным ориентиром при поиске полуметаллических систем без переходных металлов. Ниже мы кратко рассмотрим теорию полуметаллических состояний в моделях с нестингом. Кроме этого, будет обсуждаться предложение [36] использовать неупругое рассеяние нейтронов в качестве инструмента для идентификации полуметаллических состояний в таких системах.

**2. Модель.** Сначала мы запишем гамильтониан нашей модели. Мы будем рассматривать двухзонную систему с кинетической энергией, которая задается следующим оператором:

$$H_e = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \varepsilon^a(\mathbf{k}) \psi_{\mathbf{k}a\sigma}^\dagger \psi_{\mathbf{k}a\sigma} + \varepsilon^b(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_0) \psi_{\mathbf{k}b\sigma}^\dagger \psi_{\mathbf{k}b\sigma}. \quad (1)$$

Зоны, которые мы будем также называть “долины”, обозначаются символами  $a$  и  $b$ , индекс  $\sigma$  – проекция спина на ось  $Oz$ . Импульс в зоне  $a$  измеряется от начала координат, а в зоне  $b$  – от  $\mathbf{Q}_0$ , где  $\mathbf{Q}_0$  – это вектор нестинга. Энергетические спектры электронной зоны  $a$  и дырочной зоны  $b$  имеют вид (см. также рис. 1а)

$$\varepsilon^a + \mu(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k}^2}{2m_a} + \varepsilon_{\min}^a - \mu, \quad \varepsilon_{\min}^a < \varepsilon^a < \varepsilon_{\max}^a, \quad (2)$$

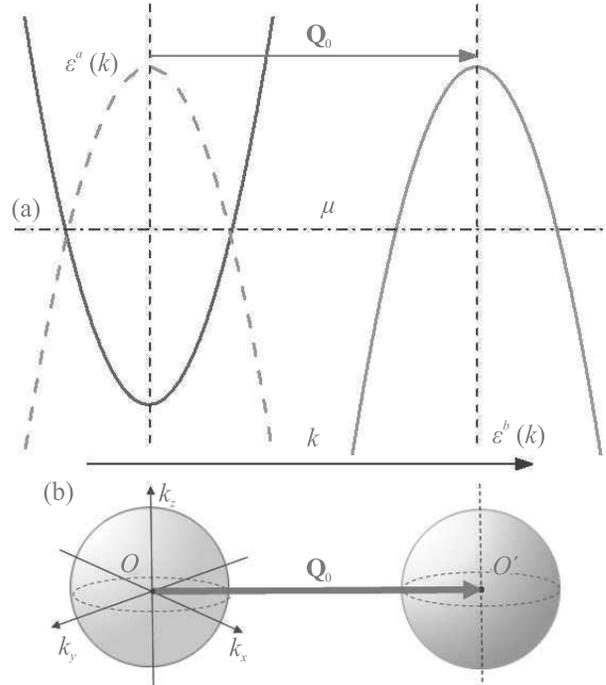


Рис. 1. (Цветной онлайн) Электронные зоны модели при нулевом электрон-электронном взаимодействии и нулевом легировании. (а) – Электронная зона  $\varepsilon^a(\mathbf{k})$  и дырочная зона  $\varepsilon^b(\mathbf{k})$  показаны сплошными кривыми. Штриховая парабола – это дырочная зона, сдвинутая на вектор нестинга  $\mathbf{Q}_0$ . По вертикальной оси отложена энергия, по горизонтальной оси – квазиимпульс. Уровень Ферми  $\mu$  показан горизонтальной штрихпунктирной линией. (б) – Сферические поверхности Ферми электронной и дырочной зон. Сферы совпадают, если перевести одну из них на вектор нестинга

$$\varepsilon^b + \mu(\mathbf{k} + \mathbf{Q}_0) = -\frac{\mathbf{k}^2}{2m_b} + \varepsilon_{\max}^b - \mu, \quad \varepsilon_{\min}^b < \varepsilon^b < \varepsilon_{\max}^b. \quad (3)$$

Ниже для простоты мы будем предполагать идеальную электрон-дырочную симметрию  $m_a = m_b = m$  и  $\varepsilon_{\max}^b = -\varepsilon_{\min}^a = \varepsilon_F$ . Когда  $\mu = 0$ , листы поверхности Ферми для зон  $a$  и  $b$  представляют собой сферы (см. рис. 1а) с одинаковым импульсом Ферми  $k_F = \sqrt{2m\varepsilon_F}$  и одинаковой плотностью состояний (на одну проекцию спина)  $N_F = mk_F/(2\pi^2)$  на уровне Ферми. Это состояние удобно рассматривать как нелегированное. Чтобы учесть легирование, значение  $\mu$  должно отклониться от нуля. Ниже,  $\varepsilon_F$ ,  $k_F$ , а также  $N_F$  будет использоваться для обозначения энергии Ферми, импульса Ферми и плотности состояний для нелегированного образца. В качестве исторического замечания мы хотели бы упомянуть работу Райса [37], в которой гамильтониан (1)

был использован для описания несоизмеримой ВСП в хроме.

Состояние с  $\mu = 0$  (нулевое легирование) отвечает идеальному нестингу: после переноса электронной поверхности Ферми на вектор  $\mathbf{Q}_0$ , электронный лист полностью совпадает с дырочным, см. рис. 1.

Для учета электрон-электронного взаимодействия полный гамильтониан системы записывается как

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (4)$$

где член  $\hat{H}_{\text{int}}$  описывает взаимодействие между квазичастицами. В случае поверхности Ферми с нестингом, электронная жидкость становится неустойчивой по отношению к формированию состояния с волной плотности. Для описания данной неустойчивости достаточно рассмотреть только электрон-дырочное взаимодействие. При этом для простоты мы полагаем его локальным:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hat{H}_{\text{dir}} + \hat{H}_{\text{ex}}, \quad (5)$$

$$\hat{H}_{\text{dir}} = g \int d^3\mathbf{r} \sum_{\sigma\sigma'} \psi_{a\sigma}^\dagger(\mathbf{r}) \psi_{a\sigma}(\mathbf{r}) \psi_{b\sigma'}^\dagger(\mathbf{r}) \psi_{b\sigma'}(\mathbf{r}), \quad (6)$$

$$\hat{H}_{\text{ex}} = g_\perp \int d^3\mathbf{r} \sum_{\sigma\sigma'} \psi_{a\sigma}^\dagger(\mathbf{r}) \psi_{b\sigma}(\mathbf{r}) \psi_{b\sigma'}^\dagger(\mathbf{r}) \psi_{a\sigma'}(\mathbf{r}). \quad (7)$$

В этих выражениях  $\psi_{\alpha\sigma}(\mathbf{r})$  обозначает обычный фермионный полевой оператор для зоны  $\alpha$  ( $= a, b$ ), а  $\mathbf{r}$  обозначает пространственную координату. Слагаемое  $\hat{H}_{\text{dir}}$  описывает прямое взаимодействие плотность–плотность, а  $\hat{H}_{\text{ex}}$  – обменный вклад. Будем предполагать, что постоянные электрон-дырочного взаимодействия  $g$  и  $g_\perp$  малы ( $gN_F, g_\perp N_F \ll 1$ ) и соответствуют отталкиванию ( $g, g_\perp > 0$ ).

**3. Волна спиновой плотности.** Гамильтониан (4) можно использовать для описания спонтанного образования низкотемпературного упорядоченного состояния с волной плотности в ситуации идеального нестинга (т.е., при  $\mu = 0$ ). Начнем с ВСП. В рамках сформулированной модели свободная энергия ВСП всегда ниже, чем свободная энергия для ВЗП. (Для перехода в фазу ВЗП необходимо, например, добавить в гамильтониан (4) электрон-решеточное взаимодействие.) В режиме слабой связи упорядоченная фаза ВСП хорошо описывается теорией среднего поля типа БКШ.

Конструируя теорию среднего поля, удобно сгруппировать электронные операторы в два сектора, далее обозначаемых индексом  $\sigma = \pm 1/2$  (или  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ ): сектор  $\sigma$  состоит из  $\psi_{a\sigma}$  и  $\psi_{b\bar{\sigma}}$  (где  $\bar{\sigma}$  обозначает  $-\sigma$ ). Важно отметить, что в приближении

среднего поля при нулевой температуре гамильтониан приобретает блок-диагональную форму, идеально расщепляясь на два сектора, определенных выше. При этом параметр порядка в секторе  $\sigma$  равен

$$\Delta_\sigma = \frac{g}{V} \sum_{\mathbf{k}} \langle \psi_{\mathbf{k}a\sigma}^\dagger \psi_{\mathbf{k}b\bar{\sigma}} \rangle, \quad (8)$$

где  $V$  – объем системы, треугольные скобки  $\langle \dots \rangle$  обозначают взятие матричного элемента по отношению к основному состоянию. Поскольку центры электронной и дырочной зон разделены в обратном пространстве вектором нестинга  $\mathbf{Q}_0$ , параметр порядка  $\Delta_\sigma$  осциллирует в пространстве с волновым вектором  $\mathbf{Q}_0$ .

В рамках подхода среднего поля только прямое взаимодействие (6) дает вклад в энергию ВСП. Обменный член (7) не может быть выражен в виде произведения двух билинейных комбинаций вида  $\psi_{a\sigma}^\dagger \psi_{b\bar{\sigma}}$ , которые входят в определение параметра порядка (8). Следовательно, в простейшем приближении обменным взаимодействием  $\hat{H}_{\text{ex}}$  можно пренебречь. Таким образом, среднеполевой гамильтониан можно переписать в следующем виде:

$$\hat{H}_{\text{SDW}} = \sum_{\mathbf{k}\alpha\sigma} \left[ \varepsilon^\alpha(\mathbf{k}) \psi_{\mathbf{k}\alpha\sigma}^\dagger \psi_{\mathbf{k}\alpha\sigma} - \Delta_\sigma \psi_{\mathbf{k}\bar{\alpha}\bar{\sigma}}^\dagger \psi_{\mathbf{k}\alpha\sigma} + \frac{\Delta_\sigma^2}{g} \right], \quad (9)$$

где  $\alpha = a, b$ , а  $\bar{\alpha}$  означает “не  $\alpha$ ”. Спектр гамильтониана  $\hat{H}_{\text{SDW}}$  легко находится

$$E_{\mathbf{k}\sigma}^{(1,2)} = \mp \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}}^2 + \Delta_\sigma^2}, \quad (10)$$

где  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = k^2/2m - \varepsilon_F$ . Этот спектр показан на рис. 2а.

Равновесные параметры системы могут быть получены путем минимизации большого термодинамического потенциала. Для гамильтониана среднего поля находим выражение для этого термодинамического потенциала в виде:

$$\Omega_\sigma = \frac{\Delta_\sigma^2 V}{g} - \sum_{\mathbf{k}} \left[ \mu - E_{\mathbf{k}\sigma}^{(1)} + \left( \mu - E_{\mathbf{k}\sigma}^{(2)} \right) \theta \left( \mu - E_{\mathbf{k}\sigma}^{(2)} \right) \right]. \quad (11)$$

Символ  $\theta(z)$  обозначает функцию Хевисайда. В равновесии параметр порядка  $\Delta_\sigma$  минимизирует  $\Omega_\sigma(\Delta_\sigma)$ :

$$\frac{\partial \Omega_\sigma}{\partial \Delta_\sigma} = 0. \quad (12)$$

Это уравнение можно использовать для вычисления  $\Delta_\sigma$ . Прямые расчеты показывают, что при нулевом допировании  $\Delta_\uparrow = \Delta_\downarrow = \Delta_0$ , где

$$\Delta_0 \approx \varepsilon_F \exp(-1/gN_F). \quad (13)$$

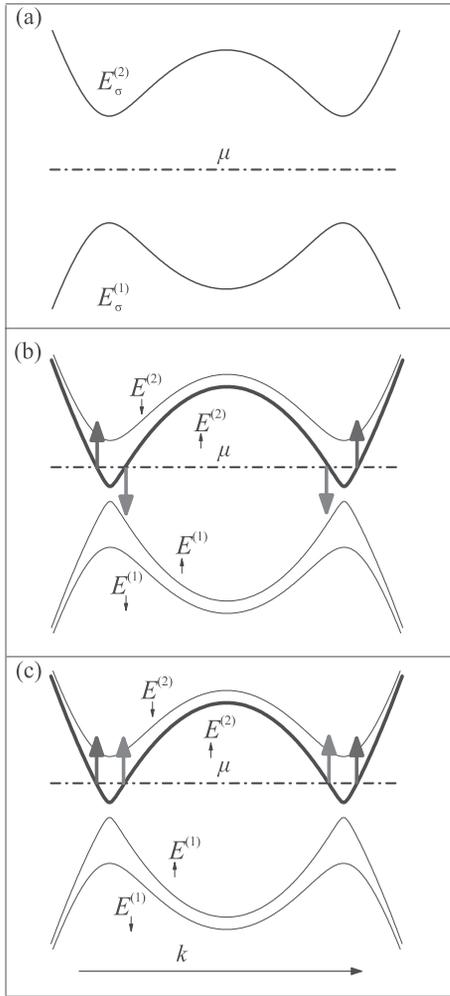


Рис. 2. (Цветной онлайн) Электронная зонная структура для диэлектрических и полуметаллических состояний. По вертикальной оси отложена энергия, а по горизонтальной оси – импульс. Уровень Ферми  $\mu$  показан горизонтальными штрихпунктирными линиями. (a) – Если легирование отсутствует ( $x = 0$ ), основным состоянием, в зависимости от параметров модели, является или диэлектрическая ВСП, или диэлектрическая ВЗП. Сектора при этом вырождены ( $\Delta_{\uparrow} \equiv \Delta_{\downarrow}$ ). Энергии электронных и дырочных зон  $E_{\sigma}^{(1,2)}$  даются формулой (10). (b) и (c) – если  $x > 0$ , сектора больше не вырождены ( $\Delta_{\uparrow} < \mu < \Delta_{\downarrow} \equiv \Delta_0$ ), с накоплением заряда в секторе  $\uparrow$ , в нем появляется поверхность Ферми. Спиновая поляризация (синие и красные стрелки) листов поверхности Ферми на панели (b) соответствуют спин-долинному полуметаллу (возникает при легировании ВСП), а на панели (c) – обычному полуметаллу (возникает при легировании ВЗП)

Знакомая структура этого выражения является следствием того, что в каждом секторе процедура среднего поля математически эквивалентна расчетам в рамках теории БКШ.

Полная поляризация ВСП в реальном пространстве направлена по оси  $x$  и равна:

$$\langle S^x(\mathbf{r}) \rangle = \frac{2\Delta_0}{g} \cos(\mathbf{Q}_0 \mathbf{r}). \quad (14)$$

**4. Легирование ВСП.** Легирование сдвигает химический потенциал от нуля и подавляет идеальный нестинг. Число низкоэнергетических состояний, конкурирующих друг с другом, увеличивается: например, несоизмеримая ВСП и неоднородные фазы рассматривались в работах [28–30, 37–42] как основные состояния гамильтониана (4) и его модификаций. Как будет показано ниже, к этому списку следует добавить и полуметаллические состояния.

Для описания состояния с ненулевым уровнем легирования  $x$  удобно ввести парциальные уровни легирования

$$x_{\sigma} = -\frac{\partial \Omega_{\sigma}}{\partial \mu}, \quad (15)$$

где  $x_{\sigma}$  – это количество заряда, аккумулированное в секторе  $\sigma$ . Парциальные уровни легирования удовлетворяют очевидному равенству

$$x_{\uparrow} + x_{\downarrow} = x. \quad (16)$$

Таким образом, при конечном  $x$  необходимо решить уравнения (12) и (15) при условии (16) для того, чтобы определить  $\mu$  и  $\Delta_{\sigma}$  как функции  $x$ .

Выражения (11) и (12) применимы при условии, что состояние системы остается однородным, а ВСП остается соизмеримой даже при наличии легирования. Заметим, что разные электронные карманы обычно расположены вблизи точек высокой симметрии зоны Бриллюэна. Таким образом, вектор  $\mathbf{Q}_0$  связан с базовой структурой решетки, поэтому параметр порядка, даваемый выражением (14), можно назвать соизмеримым: он осциллирует в пространстве с волновым вектором, связанным с периодичностью кристалла. При ненулевом легировании мы можем попытаться добиться более глубокой оптимизации энергии, варьируя не только параметр порядка, но и вектор трансляции

$$\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_0 + \delta \mathbf{Q}. \quad (17)$$

Если вектор  $\delta \mathbf{Q}$  конечен, то получившееся состояние ВСП мы будем называть несоизмеримым.

Пользуясь независимостью двух секторов, легко найти [27, 38, 41] для соизмеримой ВСП

$$\Delta_{\sigma} = \Delta_0 \sqrt{1 - \frac{x_{\sigma}}{N_F \Delta_0}}, \quad \mu = \Delta_0 - \frac{x_{\sigma}}{2N_F}. \quad (18)$$

Иными словами, заряд, накапливающийся в секторе  $\sigma$ , подавляет параметр порядка в данном секторе. Более того,  $\Delta_\sigma$  обращается в нуль, когда  $x_\sigma \geq x_0$ , где

$$x_0 = N_F \Delta_0. \quad (19)$$

Состояния, описываемые формулами (18), хорошо известны. В моделях со слабым дальнедействующим кулоновским взаимодействием (или вообще без такового) рассматриваемые фазы неустойчивы по отношению к спонтанному образованию пространственно неоднородных структур. Это уже можно понять из того факта, что химический потенциал является убывающей функцией легирования. Неоднородные фазы, возникающие из-за слабого де-несинга, изучаются как теоретически [26–33], так и экспериментально [43–48].

Если же предположить, что кулоновское взаимодействие не только присутствует, но и достаточно сильно, чтобы полностью предотвратить нарушение электронейтральности на мезоскопических масштабах, пространственная однородность вынужденно восстанавливается. Именно последний сценарий мы будем обсуждать ниже.

**5. Спин-долинный полуметалл.** Если предположить, как это часто делалось в литературе, что электроны, внесенные в систему при легировании, равномерно распределяются по обоим секторам, т.е.

$$x_\uparrow = x_\downarrow = \frac{x}{2}, \quad (20)$$

мы с неизбежностью получим, что

$$\Delta_\uparrow = \Delta_\downarrow. \quad (21)$$

Однако, как было объяснено в работах [34, 35], условие (20) не является оптимальным с точки зрения термодинамики. Для того, чтобы это продемонстрировать, мы перейдем от большого термодинамического потенциала к свободной энергии  $F$ , что упростит задачу поиска основного состояния при фиксированном  $x$ . В нашей ситуации полная свободная энергия равна сумме парциальных свободных энергий  $F = \sum_\sigma F_\sigma$ , где парциальная свободная энергия в секторе  $\sigma$ ,

$$F_\sigma(x_\sigma) = \Omega_\sigma(\mu(x_\sigma)) + \mu(x_\sigma)x_\sigma, \quad (22)$$

равна

$$F_\sigma(x_\sigma) = -\frac{1}{2}N_F\Delta_0^2 + \int_0^{x_\sigma} dx' \mu(x'). \quad (23)$$

Тогда для полной свободной энергии системы получаем:

$$\frac{F}{V} = \sum_\sigma \frac{F_\sigma}{V} = -N_F\Delta_0^2 + \Delta_0 x - \frac{x_\uparrow^2 + x_\downarrow^2}{4N_F}. \quad (24)$$

Здесь лишь третий член чувствителен к распределению электронов по секторам. Минимизируя его, мы находим, что основное состояние при фиксированном уровне легирования  $x$  достигается, если  $x_\sigma = x$  и  $x_{\bar{\sigma}} = 0$ . Другими словами, при фиксированном  $x$  в исследуемом классе пространственно-однородных состояний наиболее устойчивое соответствует случаю, когда весь внесенный за счет легирования заряд аккумулируется в одном секторе. Второй же сектор оказывается совершенно свободен от внесенных носителей.

Такое распределение зарядов снимает вырождение между секторами  $\sigma = \uparrow$  и  $\sigma = \downarrow$ , и равенство (21) больше не верно. Предположим для определенности, что весь внесенный заряд сосредоточился в секторе  $\sigma = \uparrow$ . Тогда, если уровень легирования не слишком высок ( $x < x_0$ ), получаем следующие соотношения:

$$\Delta_\uparrow(x) = \Delta_0 \sqrt{1 - \frac{x}{N_F \Delta_0}}, \quad \Delta_\downarrow(x) = \Delta_0. \quad (25)$$

Мы видим, что в секторе  $\downarrow$  величина щели остается нечувствительной к уровню допирования, при этом химический потенциал

$$\mu = \Delta_0 - \frac{x}{2N_F} \quad (26)$$

лежит внутри этой щели. Иными словами, сектор  $\downarrow$  является диэлектрическим, тогда как в секторе  $\uparrow$  появляется поверхность Ферми, задаваемая уравнением

$$\varepsilon_{\mathbf{k}}^2 = [\mu(x)]^2 - [\Delta_\uparrow(x)]^2, \quad \text{или } k = k_F \sqrt{1 \pm \frac{\Delta_0}{2\varepsilon_F} \frac{x}{x_0}}. \quad (27)$$

Схематически эта поверхность Ферми представлена на рис. 2b.

Собственно, наличие одного диэлектрического и одного проводящего сектора и отличает полуметалл от обычного металла. Однако предъявленное состояние не является “классическим” полуметаллом. Легко убедиться, что поверхность Ферми не обладает спиновой поляризацией. Действительно, в сектор  $\uparrow$  входят электронные состояния с обеими проекциями спина. Однако можно ввести новое спин-долинное квантовое число (см. следующий раздел), по отношению к которому поверхность Ферми будет обладать идеальной поляризацией. Чтобы отличить рассматриваемое полуметаллическое состояние от “классического” полуметалла, мы будем называть исследуемый тип полуметалла “спин-долинным”.

**6. Свойства полуметаллического состояния.** Спин-долинный полуметалл, введенный в предыдущем разделе, обладает рядом необычных свойств, которые будут кратко рассмотрены ниже. Определим спин-долинный оператор  $\hat{S}_v$  следующим образом:

$$\hat{S}_v = \sum_{\alpha\sigma} \sigma \nu_\alpha \hat{N}_{\alpha\sigma}, \quad (28)$$

где оператор

$$\hat{N}_{\alpha\sigma} = \sum_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}\alpha\sigma}^\dagger \psi_{\mathbf{k}\alpha\sigma} \quad (29)$$

описывает количество электронов со спином  $\sigma$  в долине  $\alpha$ . Числовой индекс  $\nu_\alpha$  определяется следующим правилом  $\nu_a = 1$ ,  $\nu_b = -1$ . Обратим внимание, что определение (28) по структуре похоже на определение проекции спина на ось  $z$ , которое дается выражением

$$\hat{S} = \sum_{\alpha\sigma} \sigma \hat{N}_{\alpha\sigma}, \quad (30)$$

однако спины в разных долинах входят в сумму в уравнении (28) с разными знаками.

Легко проверить, что

$$[\hat{S}, \psi_{\alpha\sigma}^\dagger] = \sigma \psi_{\alpha\sigma}^\dagger, \quad [\hat{S}_v, \psi_{\alpha\sigma}^\dagger] = \sigma \nu_\alpha \psi_{\alpha\sigma}^\dagger. \quad (31)$$

Иначе говоря, любой полевой оператор может быть охарактеризован не только спиновым квантовым числом  $\sigma$ , но и спин-долинным квантовым числом  $\sigma \nu_\alpha$ . Для введенных выше секторов легко проверить, что в рамках сектора  $\sigma$  оба поля  $\psi_{a\sigma}$  и  $\psi_{b\sigma}$  обладают одним и тем же значением спин-долинного числа. Поэтому поверхность Ферми, заданная уравнением (27), обладает идеальной поляризацией в смысле  $\hat{S}_v$ . Последнее обстоятельство подразумевает, что электрический ток через исследуемую систему переносит не только электрический заряд, но и спин-долинный квант.

Также легко убедиться, что вследствие накопления заряда лишь в одном секторе, полное спин-долинное квантовое число всего образца растет пропорционально  $x$

$$\hat{S}_v \propto x. \quad (32)$$

Это означает, что, подобно “классическому” полуметаллу, являющемуся ферромагнетиком, спин-долинный полуметалл является “спин-долинным магнетиком”. При нарушении электрон-дырочной симметрии накопление “спин-долинного заряда” сопровождается также ростом ферромагнитной составляющей намагниченности.

**7. Обобщения модели.** В предыдущем разделе мы описали простейшую теоретическую конструкцию, позволяющую получить полуметаллическое состояние. Ниже мы обсудим некоторые обобщения и усложнения этого подхода.

В частности, мы предполагали, что уровень легирования не слишком высок, т.е., выполнено условие  $x < x_0$ . Что же происходит при нарушении данного неравенства? Этот вопрос изучался в работе [35]. В ней показано, что спин-долинный полуметалл существует и при более высоких уровнях легирования, вплоть до  $2x_0$ . Однако, при  $x = x_0$  в системе происходит фазовый переход второго рода, вызванный занулением параметра порядка  $\Delta_\uparrow$ . Полуметаллическая фаза исчезает, когда уровень легирования превзойдет  $2x_0$ . При этом происходит фазовый переход первого рода. Если  $x > 2x_0$ , то в модели реализуется обычный парамагнитный металл.

Еще одно упрощение, использованное выше, сводилось к рассмотрению лишь соизмеримой ВСП. Это предположение принципиально упрощало выкладки, что позволило вывести соотношения (25) и (26). Однако в рамках рассматриваемой модели несоизмеримая фаза более выгодна, чем соизмеримая. Вектор  $\mathbf{Q}$ , определяемый уравнением (17), для несоизмеримой волны отличается от  $\mathbf{Q}_0$ . Это приводит к принципиальному возрастанию сложности уравнений самосогласования. Для них уже не удастся найти аналитические решения, которые можно было бы проанализировать явным образом. Анализ же полученных численных решений показывает, что полуметаллическая фаза совместима с несоизмеримостью вектора нестинга. До тех пор, пока уровень легирования не превосходит  $1.8x_0$ , система находится в спин-долинной полуметаллической фазе с несоизмеримым параметром порядка. Если же  $x > 1.8x_0$ , происходит переход первого рода, при котором восстанавливается симметрия между секторами, и спин-долинная полуметаллическая фаза сменяется металлическим состоянием, существующим на фоне параметра порядка несоизмеримой ВСП.

Приведенные выше результаты показывают, что в рассматриваемой модели спин-долинный полуметалл достаточно устойчив, чтобы выдержать наиболее очевидные модификации модели. Конечно же, остаются вопросы об устойчивости по отношению к другим возмущениям и обобщениям гамильтониана и других параметров модели.

**8. Легирование ВЗП.** Гамильтониан (4) допускает метастабильную фазу ВЗП в качестве одного из среднеполевых состояний (сделаем ремарку, что для перевода ВЗП из метастабильного в устойчивое

состояние необходимо добавить в модель электрон-решеточное взаимодействие, чего мы в данной работе делать не будем). Чтобы описать ВЗП, достаточно заметить, что параметр порядка ВСП переходит в параметр порядка ВЗП при замене

$$\psi_{b\uparrow} \rightarrow \psi_{b\downarrow}, \quad \psi_{b\downarrow} \rightarrow \psi_{b\uparrow}. \quad (33)$$

Действительно, в результате такой подстановки

$$\sum_{\mathbf{k}\sigma} \langle \psi_{\mathbf{k}a\sigma}^\dagger \psi_{\mathbf{k}b\bar{\sigma}} \rangle \rightarrow \sum_{\mathbf{k}\sigma} \langle \psi_{\mathbf{k}a\sigma}^\dagger \psi_{\mathbf{k}b\sigma} \rangle, \quad (34)$$

что и приводит к указанной выше замене ВСП на ВЗП:

$$2\langle \hat{S}^x(\mathbf{r}) \rangle \rightarrow \langle \hat{\rho}(\mathbf{r}) \rangle. \quad (35)$$

Строить отдельную теорию для легированной ВЗП нет необходимости: замена (33) позволяет с легкостью адаптировать результаты для ВСП к описанию ВЗП. В частности, это позволяет нам утверждать, что легирование ВЗП приводит к возникновению полуметаллического состояния. Поскольку замена (33) переводит  $\hat{S}_v$  в  $\hat{S}$ , и наоборот можно также догадаться, что спин-долинный полуметалл, возникающий при легировании ВСП, окажется “классическим” полуметаллом при легировании ВЗП, см. рис. 2с. Для такой полуметаллической фазы аналог уравнения (32) запишется как  $\hat{S} \propto x$ , т.е., ферромагнитная намагниченность растет пропорционально  $x$ .

**9. Нейтронная спектроскопия спин-долинного полуметалла.** Идентификация полуметаллического состояния – непростой экспериментальный вопрос. В работе [36] была рассмотрена возможность использования нейтронного рассеяния для выявления спин-долинного полуметалла в веществе-кандидате. Основная теоретическая идея предложенного метода основана на следующем наблюдении. Нелегированная ВСП обладает лишь одним каналом неупругого рассеяния – электрон из полностью заполненной зоны забрасывается в полностью пустую. После легирования возможны два варианта. Если легированная система не перешла в полуметаллическое состояние, и вырождение между секторами сохранилось, то появляется всего лишь один дополнительный канал, соответствующий рассеянию внутри частично заполненной зоны. В том случае, когда легированная система перешла полуметаллическую фазу, открываются пять каналов рассеяния (схематически показаны на рис. 3). Столь значительное увеличение возможностей для рассеяния в полуметаллическом состоянии может быть использовано для идентификации такого состояния в экспериментах по неупругому рассеянию.

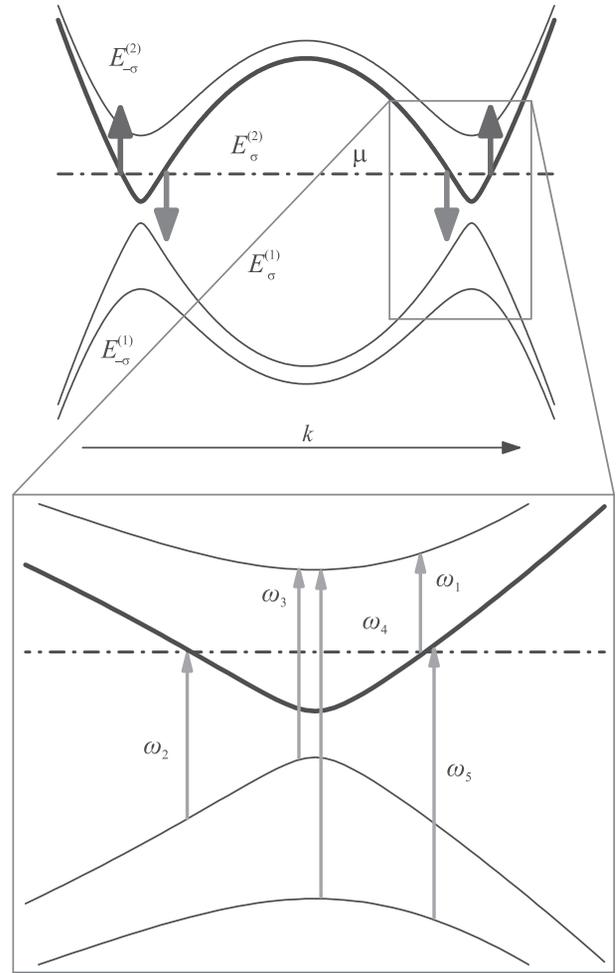


Рис. 3. (Цветной онлайн) На верхней панели представлен спектр спин-долинного полуметалла (совпадает с рис. 2b), а на нижней панели отмечены одноэлектронные каналы неупругого рассеяния (обозначены вертикальными стрелками и символами  $\omega_{1,\dots,5}$ )

Чувствительность нейтронного рассеяния к спиновым матричным элементам, которые имеют свои особенности в ВСП и в спин-долинном полуметалле, является дополнительной привлекательной чертой.

Спектры нейтронного рассеяния были рассчитаны в рамках формализма Кубо. Спектр для легированной ВСП показан на рис. 4. Виден как низкочастотный внутризонный пик, так и высокочастотная полоса поглощения, начинающаяся при преодолении одноэлектронной щели. Спектр для полуметалла представлен на рис. 5. Он гораздо сложнее и содержит следы всех пяти каналов неупругого рассеяния.

Нами также было показано, что в полуметаллической фазе у тензора рассеяния возникают компоненты, недиагональные по спиновым индексам. Ин-

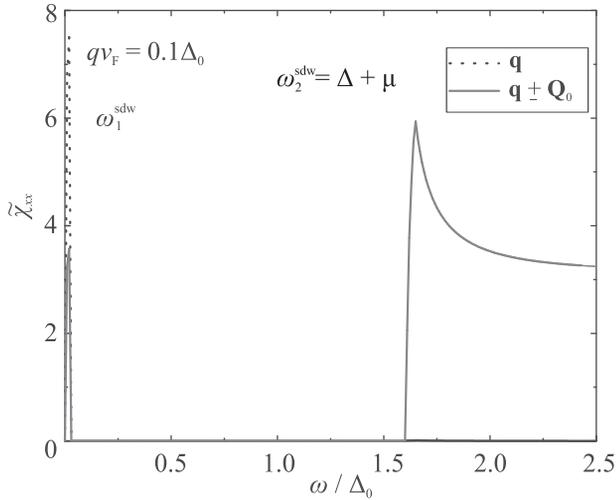


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектр неупругого нейтронного рассеяния на системе с легированной ВСП, при переданном импульсе  $\mathbf{q}$  (сплошная красная линия) и при переданном импульсе  $\mathbf{q} \pm \mathbf{Q}_0$  (пунктирная черная линия). Видны низкоэнергетические пики, связанные с внутризонным рассеянием (отмечены символом  $\omega_1^{\text{sdw}}$ ). При преодолении пороговой энергии, равной  $\omega_2^{\text{sdw}} = \Delta + \mu$ , открывается межзонный канал рассеяния, дающий широкую спектральную полосу

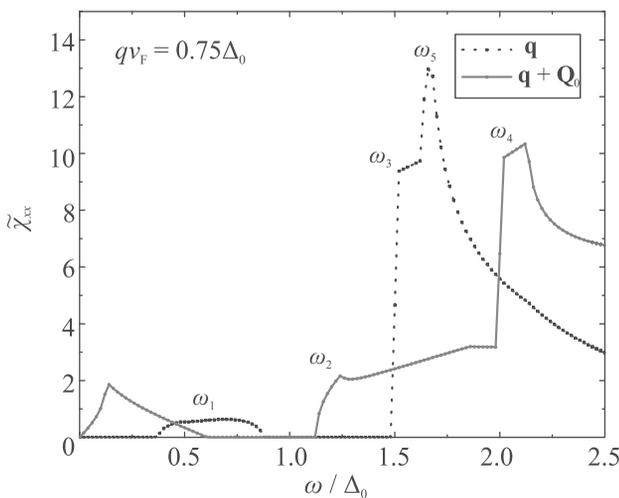


Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектр неупругого нейтронного рассеяния на спин-долинном полуметалле, при переданном импульсе  $\mathbf{q}$  (сплошная красная линия) и при переданном импульсе  $\mathbf{q} \pm \mathbf{Q}_0$  (пунктирная черная линия). Детали спектра, связанные с открытием канала  $\omega_i$ , где  $i = 1, \dots, 5$  (см. также рис. 3), отмечены соответствующими символами

интересно, что для возникновения этих компонент требуется также отклонение от идеальной электрондырочной симметрии, которой обладает наша модель при  $m_a = m_b$ . Возникновение ненулевых недиа-

гональных элементов в нейтронном рассеянии может служить еще одной “визитной карточкой” спин-долинного полуметалла.

**10. Обсуждение и заключение.** Несмотря на то, что гамильтонианы с нестингом не являются новыми объектами в теоретической физике, наши недавние исследования показывают, что вопрос о свойствах описываемых ими систем далеко не закрыт. Как оказалось, такие гамильтонианы допускают существование состояний с экзотическим нарушением симметрии по спиновым и орбитальным (долинным) индексам. Возникающее полуметаллическое состояние демонстрирует необычную поляризацию по отношению к спин-долинному оператору, причем по мере того, как растет уровень легирования, эта поляризация также увеличивается. Кроме этого, текущий по образцу ток переносит не только электрический заряд, но также и спин-долинный квант. Возможность переносить экзотические квантовые числа привлекает внимание исследователей, так что спин-долинный полуметалл может представлять интерес для широкой аудитории физиков, как теоретиков, так и экспериментаторов.

Достаточно сильное дальнедействующее кулоновское отталкивание – это принципиальное требование для стабилизации полуметаллических состояний в моделях с нестингом. Его роль – предотвратить возникновение пространственно-неоднородных фаз, в которые система пытается “свалиться” при легировании. Можно сказать, что при запрете на фазовое расслоение в реальном пространстве, электронная жидкость организует расслоение в пространстве дискретных индексов, спиновом и долинном. Вследствие такого “расслоения” изначальная симметрия между секторами пропадает.

Наши рассуждения показывают, что материал, в котором можно было бы реализовать спин-долинный полуметалл, должен удовлетворять ряду условий: достаточно сильное кулоновское взаимодействие, наличие нестинга, а также возможность контроля качества нестинга с помощью внешнего воздействия. В наших моделях качество нестинга управлялось легированием. В экспериментах для этого часто используется также давление [47, 48] или магнитное поле [43–45]. Поиск подходящих веществ потребует согласованных усилий как теоретиков, так и экспериментаторов. Но даже в том случае, когда вещество-кандидат идентифицировано, исчерпывающе продемонстрировать полуметаллическое состояние может оказаться не так уж и просто. В качестве возможного косвенного диагностического инструмента для идентификации полуметаллическости

мы предложили использовать неупругое нейтронное рассеяние.

В заключение, в данном обзоре мы представляли недавние результаты, полученные нами в рамках исследований гамильтонианов с нестингом. В этих работах было показано, что при выполнении некоторых условий в ферми-системах с нестингом возможна реализация полуметаллических фаз. Кроме заряда, электрический ток через такие фазы переносит еще и дискретный квант. В зависимости от деталей системы, таким квантом может быть спин или спин-долинный индекс. Нейтронное рассеяние может послужить инструментом идентификации таких полуметаллических состояний.

1. R. A. de Groot, F. M. Mueller, P. G. van Engen, and K. H. J. Buschow, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2024 (1983).
2. K. E. H. M. Hanssen, P. E. Mijnders, L. P. L. M. Rabou, and K. H. J. Buschow, *Phys. Rev. B* **42**, 1533 (1990).
3. J.-H. Park, E. Vescovo, H.-J. Kim, C. Kwon, R. Ramesh, and T. Venkatesan, *Nature* **392**, 794 (1998).
4. Y. Ji, G. J. Strijkers, F. Y. Yang, C. L. Chien, J. M. Byers, A. Anguelouch, G. Xiao, and A. Gupta, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5585 (2001).
5. M. Jourdan, J. Minár, J. Braun, A. Kronenberg, S. Chadov, B. Balke, A. Gloskovskii, M. Kolbe, H. Elmers, G. Schönhense, H. Ebert, C. Felser, and M. Kläui, *Nat. Commun.* **5**, 3974 (2014).
6. M. G. Kostenko, A. V. Lukoyanov, and E. I. Shreder, *JETP Lett.* **107**, 126 (2018).
7. M. I. Katsnelson, V. Yu. Irkhin, L. Chioncel, A. I. Lichtenstein, and R. A. de Groot, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 315 (2008).
8. E. T. Kulatov, V. N. Men'shov, V. V. Tugushev, and Yu. A. Uspenskii, *JETP Lett.* **109**, 102 (2019).
9. S. Benatmane and S. Cherid, *JETP Lett.* **111**, 694 (2020).
10. D. Tripathy and A. O. Adeyeye, *J. Appl. Phys.* **101**, 09J505 (2007).
11. S. G. Bhat and P. S. Anil Kumar, *AIP Adv.* **6**, 056308 (2016).
12. M. Eschrig, *Rep. Prog. Phys.* **78**, 104501 (2015).
13. Y.-W. Son, M. L. Cohen, and S. G. Louie, *Nature* **444**, 347 (2006).
14. A. Du, S. Sanvito, and S. C. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 197207 (2012).
15. A. Hashmi and J. Hong, *Sci. Rep.* **4**, 4374 (2014).
16. E. Kan, W. Hu, C. Xiao, R. Lu, K. Deng, J. Yang, and H. Su, *J. Am. Chem. Soc.* **134**, 5718 (2012).
17. B. Huang, C. Si, H. Lee, L. Zhao, J. Wu, B.-L. Gu, and W. Duan, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 043115 (2010).
18. D. Khomskii, *Basic Aspects of the Quantum Theory of Solids*, Cambridge University Press, Cambridge (2010).
19. G. Grüner, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1129 (1988).
20. P. Monceau, *Adv. Phys.* **61**, 325 (2012).
21. A. Overhauser, *Phys. Rev.* **128**, 1437 (1962).
22. G. Grüner, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1 (1994).
23. J. Ruvalds, C. Rieck, S. Tewari, J. Thoma, and A. Virosztek, *Phys. Rev. B* **51**, 3797 (1995).
24. A. Gabovich, A. Voitenko, J. Annett, and M. Ausloos, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R1 (2001).
25. K. Terashima, Y. Sekiba, J. H. Bowen, K. Nakayama, T. Kawahara, T. Sato, P. Richard, Y.-M. Xu, L. J. Li, G. H. Cao, Z.-A. Xu, H. Ding, and T. Takahashi, *PNAS* **106**, 7330 (2009).
26. P. A. Igoshev, M. A. Timirgazin, A. A. Katanin, A. K. Arzhnikov, and V. Y. Irkhin, *Phys. Rev. B* **81**, 094407 (2010).
27. A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, A. O. Sboychakov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **87**, 075128 (2013).
28. A. O. Sboychakov, A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **87**, 121401 (2013).
29. A. O. Sboychakov, A. V. Rozhkov, K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **88**, 195142 (2013).
30. A. O. Sboychakov, A. V. Rozhkov, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **88**, 045409 (2013).
31. A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, M. Y. Kagan, A. V. Rozhkov, and A. O. Sboychakov, *JETP Lett.* **105**, 806 (2017).
32. S. Kokanova, P. Maksimov, A. Rozhkov, and A. Sboychakov, *arXiv:2010.01865* (2020).
33. A. L. Rakhmanov, K. Kugel, and A. O. Sboychakov, *J. Supercond. Nov. Magn.* **33**, 2405 (2020).
34. A. V. Rozhkov, A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, K. I. Kugel, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 107601 (2017).
35. A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, K. I. Kugel, A. V. Rozhkov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **98**, 155141 (2018).
36. D. A. Khokhlov, A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, and A. O. Sboychakov, *Phys. Rev. B* **101**, 235141 (2020).
37. T. M. Rice, *Phys. Rev. B* **2**, 3619 (1970).
38. A. Gorbatsevich, Y. Kopaev, and I. Tokatly, *ZhETF* **101**, 971 (1992) [*Sov. Phys. JETP* **74**, 521 (1992)].
39. I. Eremin and A. V. Chubukov, *Phys. Rev. B* **81**, 024511 (2010).
40. A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, A. O. Sboychakov, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 206801 (2012).
41. A. O. Sboychakov, A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, A. V. Rozhkov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **95**, 014203 (2017).
42. R. S. Akzyanov, A. O. Sboychakov, A. V. Rozhkov, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **90**, 155415 (2014).

43. A. V. Kornilov, V. M. Pudalov, A.-K. Klehe, A. Ardavan, and J. S. Qualls, *JETP Lett.* **84**, 628 (2006).
44. A. V. Kornilov, V. M. Pudalov, A.-K. Klehe, A. Ardavan, J. S. Qualls, and J. Singleton, *Phys. Rev. B* **76**, 045109 (2007).
45. Ya. A. Gerasimenko, V. A. Prudkoglyad, A. V. Kornilov, V. M. Pudalov, V. N. Zverev, A. K. Klehe, and J. S. Qualls, *Phys. Rev. B* **80**, 184417 (2009).
46. Ya. A. Gerasimenko, S. V. Sanduleanu, V. A. Prudkoglyad, A. V. Kornilov, J. Yamada, J. S. Qualls, and V. M. Pudalov, *Phys. Rev. B* **89**, 054518 (2014).
47. A. V. Kornilov, V. M. Pudalov, Y. Kitaoka, K. Ishida, G.-q. Zheng, T. Mito, and J. S. Qualls, *Phys. Rev. B* **69**, 224404 (2004).
48. A. Narayanan, A. Kiswandhi, D. Graf, J. Brooks, and P. Chaikin, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 146402 (2014).

## О генерации интенсивного рентгеновского излучения К-серии цезия при электронном возбуждении Мо-мишени, термически обработанной в парах Cs и O<sub>2</sub>

А. Г. Турьянский<sup>1)</sup>, Н. С. Воробьев\*, С. С. Гижа<sup>+</sup>, В. А. Макушина\*, Ю. М. Михальков\*,  
А. В. Смирнов\*, И. В. Пиршин<sup>+</sup>, В. М. Сенков<sup>+</sup>, Е. В. Шашков\*, Р. И. Фишман<sup>+</sup>,  
М. З. Зиятдинова<sup>+</sup>, А. С. Комельков\*

<sup>+</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

\*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 октября 2020 г.

После переработки 26 октября 2020 г.

Принята к публикации 27 октября 2020 г.

Показана возможность устойчивой генерации интенсивного характеристического излучения Cs при электронном возбуждении анодной Мо-мишени, термически обработанной в парах Cs и O<sub>2</sub>. Источником излучения являлась микрофокусная рентгеновская трубка прострельного типа с бериллиевым окном и фотокатодом S20. На исходной мишени в виде пленки Мо толщиной 1 мкм в процессе термообработки формировался слой Cs–Mo–O. Измерения спектров L и K серий проводились в диапазоне напряжений анод–катод 10 ÷ 47 кВ. Устойчивый режим генерации наблюдался при плотности мощности потока электронов 600 Вт/см<sup>2</sup>. Энергия спектральной линии CsK<sub>β</sub> находится в области пиков фотопоглощения I и Хе, широко используемых в медицинской диагностике в составе контрастирующих агентов. Это обеспечивает получение 2D и 3D изображений с максимальным контрастом.

DOI: 10.31857/S123456782023010X

Генерация интенсивного монохроматического рентгеновского излучения в области энергий  $33 < E < 40$  кэВ является одной из наиболее актуальных задач рентгеновской диагностики. Интерес к указанному диапазону обусловлен тем, что для контрастирования сосудистых систем и внутренних полостей биологических объектов в большинстве случаев используются соединения йода и инертный газ ксенон, для которых пики К-скачков фотопоглощения находятся в указанном диапазоне энергий. В настоящее время применяются три основных варианта рентгеновских источников для генерации квазимонохроматического излучения в жесткой области спектра, включая указанную полосу спектра: 1) ондуляторы на синхротронах [1–3], 2) лазерно-электронные источники на эффекте обратного комптоновского рассеяния фотонов [4–6], 3) источники параметрического рентгеновского излучения, генерируемого при прохождении высокоэнергетичных электронов через ориентированный кристалл [7–9]. Перечисленные средства генерации обладают по меньшей мере двумя важными недостатками. Во-первых, генерация излучения

наблюдается в узком телесном угле, и поэтому требуются средства быстрой пространственной развертки рентгеновского пучка по полной зоне исследования, которая может превышать 30 ÷ 40 см. Однако эффективного решения этой проблемы в жесткой области рентгеновского спектра не предложено. Во-вторых, жестким требованием для применения диагностической системы (ДС) в медицинской практике является возможность сравнительно быстрого углового сканирования ДС при стационарном положении объекта исследования. Пока это практически невыполнимо при использовании разработанных вариантов электронных ускорителей. В силу указанных причин проекционные и томографические исследования на синхротронных и лазерно-электронных источниках проводятся на мелких лабораторных животных и фантомах.

По табулированным данным для К-серии рентгеновских спектров [10] цезий является одним из оптимальных химических элементов для генерации интенсивных спектральных линий в области пиков К-скачков фотопоглощения Хе и I. Однако цезий – это один из наиболее химически активных щелочных металлов с температурой плавления 28.4 °С [11, 12]. Поэтому применение анодной мишени из цезия и его

<sup>1)</sup>e-mail: algoe-tour@yandex.ru

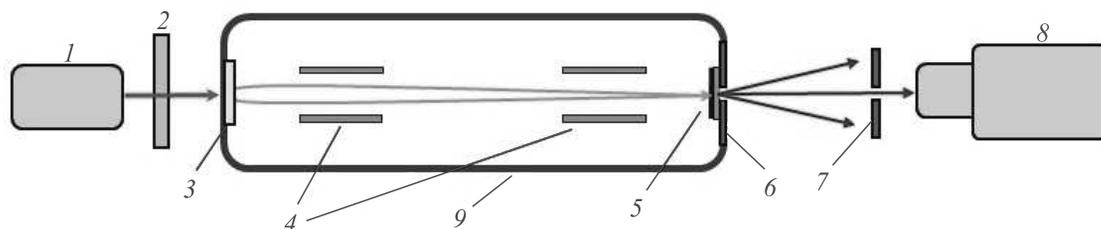


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема генерации и измерения рентгеновских спектров излучения: 1 – оптический лазер; 2 – оптический фильтр; 3 – фотокатод; 4 – фокусирующие электроды; 5 – анод; 6, 7 – диафрагмы; 8 – рентгеновский спектрометр; 9 – корпус рентгеновского излучателя

соединений считалось бесперспективным и ранее не рассматривалось.

В настоящей работе впервые показано, что при обработке анодной Мо-мишени в парах Cs и O<sub>2</sub> может быть получен термически стойкий слой соединения Cs–Mo–O и устойчивая генерация L и K-серий характеристического рентгеновского излучения Cs. Это позволяет решить рассмотренную выше диагностическую задачу получения рентгеновских изображений с максимальным контрастом без применения сложных экспериментальных систем на базе электронных ускорителей.

Для проведения сравнительных измерений были изготовлены два рентгеновских излучателя, представляющих собой стеклянную вакуумную трубку длиной 200 мм и диаметром 50 мм с кольцевыми металлическими электродами, внутри которой смонтирована электронно-оптическая система (ЭОС). ЭОС состоит из прозрачного входного окна из молибденового стекла, на котором сформирован полупрозрачный фотокатод мультищелочного типа S-20 (Cs–Na–K–Sb), двух фокусирующих электродов и анода. Анод представляет собой бериллиевое выходное окно толщиной 250 мкм, на которое с внутренней стороны нанесена молибденовая пленка-мишень толщиной 1 мкм. Бериллиевая фольга припаивалась к диску из ковара с центральным отверстием диаметром 3 мм для вывода рентгеновского пучка.

Фотокатод рентгеновского излучателя изготавливался по стандартной технологии, включающей последовательный напуск в объем трубки при температуре 170–220 °С паров Sb и щелочноземельных элементов, их последующую откачку и контроль процесса по величине тока фотокатода. Заключительными операциями являлись напуск паров Cs и последующая сенсибилизация в парах кислорода, которые проводились в течение 10 мин. Особенностью такого

метода формирования фотокатода является то, что пары щелочных металлов могут осаждаться на всех элементах излучателя, в том числе и на мишени. При этом основную роль играют процессы абсорбции и десорбции на элементах устройства, а также температурный градиент вдоль оси излучателя. Для снижения скорости десорбции цезия на мишени, давление паров которого максимально, вдоль оси одной из трубок создавался равномерный градиент температуры с разницей температур катод-анод в диапазоне 20–30 °С. Напуск кислорода способствовал интенсивной реакции взаимодействия адсорбированного Cs и Мо и формированию на мишени слоя Cs–Mo–O. При этом наиболее вероятно формирование в объеме мишени слоя термически устойчивых молибдатов цезия [13], образующих гомологический ряд Cs<sub>2</sub>Mo<sub>n</sub>O<sub>3n+1</sub>. Вторая трубка изготавливалась по стандартной технологии без градиента температуры.

Экспериментальная схема измерения показана на рис. 1. Возбуждение фотокатода осуществлялось с помощью полупроводникового лазерного модуля S-12, генерирующего непрерывное оптическое излучение на длине волны 540 нм. Изменение интенсивности оптического излучения осуществлялось с помощью сменного оптического фильтра 2. Оптическое излучение через стеклянный корпус рентгеновской трубки 9 направлялось на фотокатод 3. Поток фотоэлектронов фокусировался с помощью электростатических линз 4 и направлялся на анод 5. Электростатическая фокусировка обеспечивала линейный размер фокуса в диапазоне 70 ÷ 120 мкм. На расстоянии 78 мм от выходного окна рентгеновского источника устанавливалась диафрагма 7 с диаметром отверстия 0.55 мм и полупроводниковый рентгеновский спектрометр 8 SDD типа (Amptek). Указанная схема обеспечивала коллимацию первичного излучения от анода и практически устраняла попадание вторич-

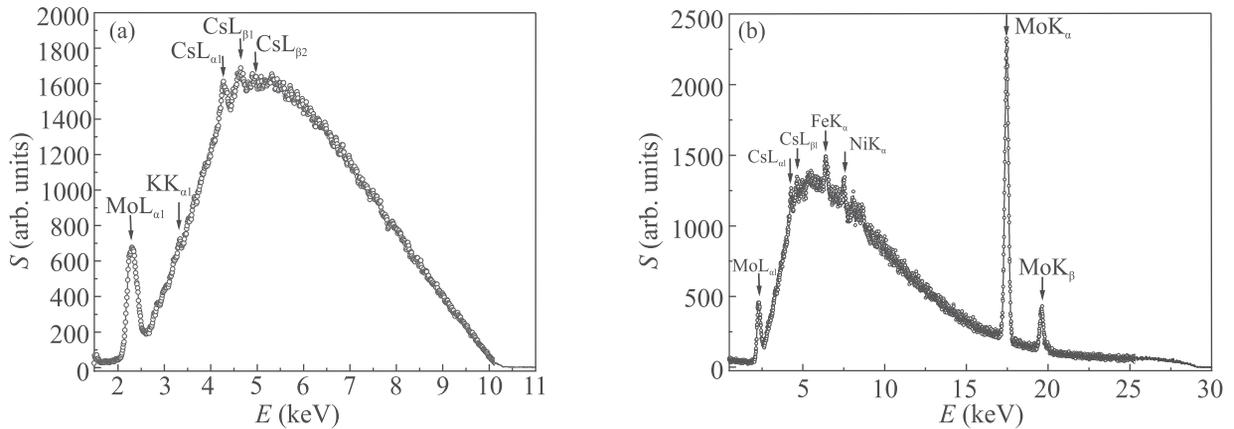


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры рентгеновского источника на расстоянии 78 мм от анода (обработка мишени без градиента температуры анод-катод): (a) – 10 кэВ; (b) – 30 кэВ

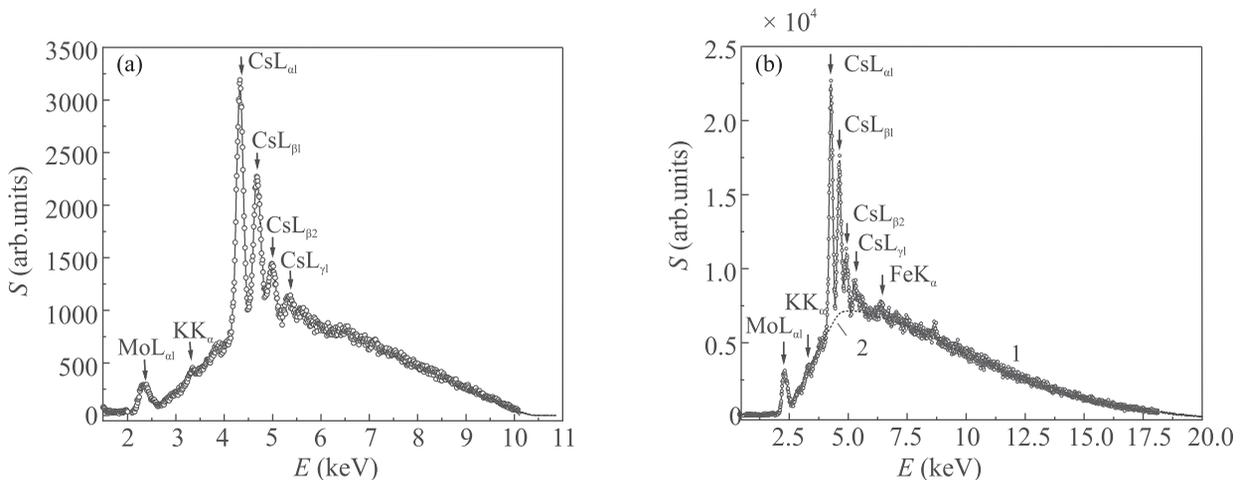


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры рентгеновского источника на расстоянии 78 мм от анода (обработка мишени с градиентом температуры анод-катод): (a) – 10 кэВ; (b) – 20 кэВ

ного флуоресцентного излучения от адсорбированных слоев на стенках рентгеновской трубки. Спектрометрические измерения проводились в воздухе. Для устранения влияния аппаратных искажений излучение лазера ослаблялось фильтрами, чтобы обеспечить скорость счета рентгеновских квантов в диапазоне  $(2 \div 5) \cdot 10^3$  фотон/с. В связи с насыщением фототока фотокатода на уровне  $1 \div 1.2$  мкА максимальная плотность мощности в фокусе рентгеновской трубки при 30 кэВ составляла для фокусного пятна диаметром 70 и 100 мкм соответственно 600 и 300 Вт/см<sup>2</sup>.

Спектры рентгеновского излучателя, изготовленного по стандартной технологии без градиента температуры анод-катод, при ускоряющем напряжении 10 и 30 кэВ показаны соответственно на рис. 2а и б. На спектре, полученном при 10 кэВ, присутствуют

слабые пики К-серии калия и L-серии цезия, находящиеся в поверхностном слое мишени. При увеличении ускоряющего напряжения до 30 кэВ в спектре доминируют интенсивные спектральные линии К-серии молибдена. Появление слабых спектральных линий К-серии железа и никеля связано с возбуждением первичным рентгеновским пучком флуоресценции в боковой стенке отверстия в диске из кобальта.

Спектры рентгеновского излучателя, изготовленного с градиентом температуры анод-катод, при ускоряющем напряжении 10 и 20 кэВ показаны соответственно на рис. 3а и б. Интегральная интенсивность спектральных линий рассчитывалась путем вычитания из полного сигнала профиля тормозного излучения (кривая 2 на рис. 3б). Из сравнения результатов, представленных на рис. 2 и 3, следует, что интенсивность линии  $KK_{\alpha}$  калия сохраняется

приблизительно на прежнем уровне, а интенсивность спектральных линий L-серии Cs увеличивается в 26 раз. Это свидетельствует о формировании на поверхности анодной мишени слоя из соединений цезия, устойчивого к электронной бомбардировке. Полагая угловую диаграмму излучения из микрофокуса изотропной, получаем, что полный первичный поток излучения L-серии Cs при энергии электронов 20 кэВ и мощности 1 Вт составляет  $\sim 10^{11}$  фотон/с. Вследствие поглощения в материале анода и бериллиевого окна излучателя плотность потока в направлении оси источника снижается приблизительно в два раза.

Принципиальный вопрос для практического применения рентгеновского источника – стабильность генерации излучения. На рисунке 4 показаны ре-

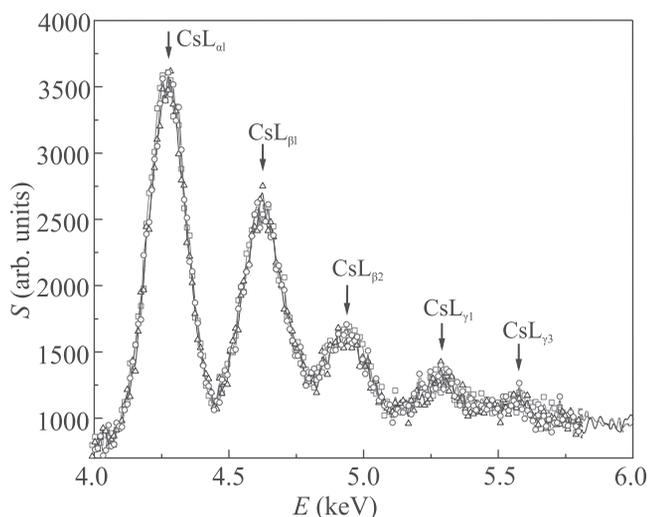


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры рентгеновского источника в области L-серии Cs (обработка мишени с градиентом температуры анод-катод), измеренные с интервалом между началом сбора 500 с при ускоряющем напряжении 10 кэВ

зультаты трех последовательных измерений L-серии Cs, полученных с интервалом между сборами данных 200 с и экспозиции 300 с при ускоряющем напряжении 10 кэВ. Полученное отклонение интегральных значений сумм фотонов в области 4–6 кэВ от среднего значения не превышает 0.7%. Это подтверждает высокую стабильность генерации характеристического рентгеновского спектра Cs. При повторных экспериментах, которые проводились с интервалом 3 месяца, дрейф параметров составил не более 1–2%.

Необходимым условием возбуждения в мишени К-серии спектра Cs является превышение энергии электронов порога возбуждения, равного 36.99 кэВ [14]. На рисунке 5а представлен экспериментальный спектр излучения трубки, полученный при ускоряю-

щем напряжении 47 кВ с использованием составного фильтра 100 мкм Cu + 320 мкм Al. Спектр содержит линии К-серии Cs. Дуплет линий  $CsK_{\alpha 1}$  (30.97 кэВ) и  $CsK_{\alpha 2}$  (30.63 кэВ) достаточно хорошо разделяется спектрометром. В триplete  $CsK_{\beta 1}$  (34.99 кэВ),  $CsK_{\beta 2}$  (35.82 кэВ),  $CsK_{\beta 3}$  (34.92 кэВ) близкие по энергии линии  $CsK_{\beta 1}$  и  $CsK_{\beta 3}$  не разделяются. Помимо К-серий Mo и Cs в спектре присутствуют также линии серебра  $AgK_{\alpha}$  и  $AgK_{\beta}$ . Это связано с применением серебряного припоя, часть которого попадает в зону выходного окна рентгеновской трубки. Отметим, что хотя верхний порог диапазона измерения кремниевого SDD-спектрометра составляет 40 кэВ, при энергии фотонов  $E > 20$  кэВ эффективность регистрации существенно снижается и при  $E = 30$  кэВ составляет 14%.

Для сопоставления интенсивности линий К-серии спектра Cs без наложения тормозного спектра на рис. 5b показана зависимость  $I(E) = S(E) - B(E) + U$ , где  $S(E)$  – экспериментальная зависимость,  $B(E)$  – кривая, описывающая энергетическую зависимость тормозного излучения,  $U$  – произвольная константа уровня сигнала. Сравнение интенсивности  $K_{\alpha}$  линий Mo и Cs позволяет оценить отношение количества атомов Cs и Mo, возбуждаемых электронами в анодной мишени, соответственно  $N_{Cs}$  и  $N_{Mo}$ . С учетом экспериментальных параметров и зависимости интенсивности флуоресценции от ускоряющего напряжения [15] величина отношения  $N_{Cs}/N_{Mo}$  находится в пределах  $0.05 \div 0.1$ . Это соответствует отношению массы цезия к массе молибдена на анодной мишени  $0.07 \div 0.14$ .

Экспериментально измеренный полный поток излучения линий К-серии более чем на порядок величины меньше, чем для L-серии. Это обусловлено тем, что расчетная глубина проникновения электронов в Mo при энергии электронов 10 и 47 кэВ составляет соответственно 0.42 и 5.8 мкм [16]. Кроме того, для массивной мишени максимальная по интенсивности генерация К-серии достигается при энергии электронов равной 3 ÷ 4 порогам возбуждения [15]. Очевидно, что при оптимизации по толщине слоя Cs–Mo–O и существенного повышении энергии электронов по сравнению с порогом возбуждения интенсивность линий К-серии может быть увеличена приблизительно на 2.5 ÷ 3 порядка. В медицинской диагностике обычно используются рентгеновские источники с размером фокуса 0.3 ÷ 0.8 мм, что существенно больше размера фокуса экспериментального излучателя. Возможность резкого повышения тока трубки при увеличении размера фокуса и применение вращающегося анода для распределения тепловой нагрузки

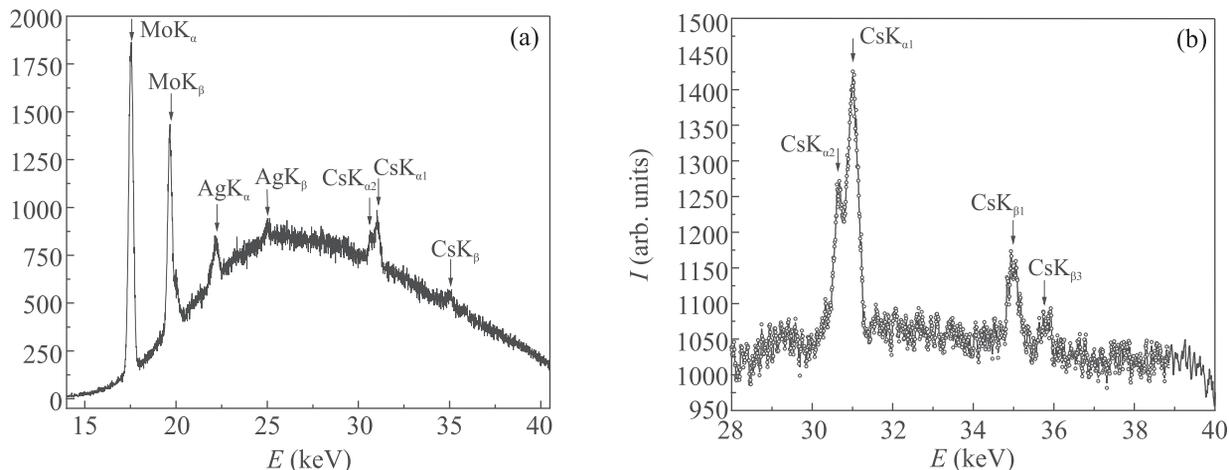


Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектры рентгеновского излучения при ускоряющем напряжении 47 кВ: (а) – в широкой области спектра 10–40 кВ; (б) – в области К-серии Cs с коррекцией тормозного спектра

позволяют дополнительно повысить интенсивность излучения еще на несколько порядков. Таким образом, резкое повышение мощности излучения в жесткой части К-серии спектра Cs не представляет принципиальных проблем и требуемые для медицинских исследований потоки могут быть достигнуты.

В заключение отметим, что для выделения и режекции спектральных линий Cs могут достаточно эффективно применяться как элементы многослойной зеркальной оптики, так и мозаичные кристаллические структуры [17–19]. При этом возможно формирование монохроматических пучков веерной геометрии и достигается максимальный контраст изображения. В случае конусной геометрии пучков возможна только фильтрация с помощью селективных фильтров и в результате частичного прохождения полихроматического тормозного спектра контраст изображения снижается. Однако вследствие относительно высокой весовой доли спектральной линии Cs в области скачка фотопоглощения йода или ксенона контраст изображения оказывается также существенно выше по сравнению с полихроматическими спектрами источников на базе стандартных рентгеновских трубок.

1. W. Thomlinson, H. Elleaume, L. Porra, and P. Suortti, *Phys. Med.* **49**, 58 (2018).
2. N. Samadi, M. Martinson, B. Basse, A. Gomez, G. Belev, and D. Chapman, *AIP Conf. Proc.* **1741**, 040004 (2016).
3. M. S. Platunov, V. A. Dudnikov, Y. S. Orlov, N. V. Kazak, L. A. Solovyov, Ya. V. Zubavichus, A. A. Veligzhanin, P. V. Dorovatovskii, S. N. Vere-

- shchagin, K. A. Shaykhutdinov, and S. G. Ovchinnikov, *JETP Lett.* **103**, 196 (2016).
4. S. Kulpe, M. Dierolf, B. Günther, M. Busse, K. Achterhold, B. Gleich, J. Herzen, and F. Pfeiffer, *Sci. Rep.* **9**, 13332 (2019).
5. Е. Г. Бессонов, А. В. Виноградов, М. В. Горбунков, А. Г. Турьянский, Р. М. Фещенко, Ю. В. Шабалин, *УФН* **173**(8), 899 (2003).
6. E. G. Bessonov, A. V. Vinogradov, and A. G. Tourianskii, *Instruments and Experimental Techniques* **45**(5), 718 (2002).
7. J. Hyun, M. Satoh, M. Yoshida, T. Sakai, Y. Hayakawa, T. Tanaka, K. Hayakawa, I. Sato, and K. Endo, *Phys. Rev. Accel. Beams* **21**, 014701 (2018).
8. K. B. Korotchenko, Y. L. Pivovarov, and Y. Takabayashi, *JETP Lett.* **95**, 433 (2012).
9. Y. Takahashi, Y. Hayakawa, T. Kuwada, T. Tanaka, T. Sakae, K. Nakao, K. Nogami, M. Imagaki, K. Hayakawa, and I. Sato, *X-Ray Spectrometry* **41**(4), 210 (2012).
10. М. А. Блохин, И. Г. Швейцер, *Рентгеноспектральный справочник*, Наука, М. (1982).
11. Р. А. Лидин, В. А. Молочко, Л. Л. Андреева, *Химические свойства неорганических веществ*, 3-е изд., Химия, М. (2000).
12. W. M. Haynes, *CRC handbook of chemistry and physics*, Internet Version 2011, Taylor Francis Group, Boca Raton, FL (2011).
13. О. Фабричная, *Cs–Mo–O (Cesium-Molybdenum-Oxygen). Landolt-Börnstein – Group IV Physical Chemistry 11C4 (Non-Ferrous Metal Systems. Part 4)*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2007).
14. M. Sánchez del Rio, A. Brunetti, B. Golosio, A. Somogyi, and A. Simionovici, *XRAYLIB tables (X-ray fluorescence cross-section). Calculations*

- using XRAYLIB 2.3, November 14, 2003, [http://ftp.esrf.fr/pub/scisoft/xraylib/xraylib\\_tables\\_v2.3.pdf](http://ftp.esrf.fr/pub/scisoft/xraylib/xraylib_tables_v2.3.pdf).
15. N. A. Dyson, *X-rays in Atomic and Nuclear Physics*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge (1990).
  16. K. Kanaya and S. Okayama, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **5**(1), 43 (1972).
  17. A. G. Turyanskiy and S. S. Gizha, *X-Ray Spectrom.* **49**(3), 434 (2020).
  18. A. G. Tur'yanskii, S. S. Gizha, V. M. Senkov, I. V. Pirshina, and Ya. M. Stanishevskii, *JETP Lett.* **104**, 417 (2016).
  19. M. Yanagihara and K. Yamashita, *Multilayers for Soft and Hard X-rays. X-ray Spectrometry: Recent Technological Advances*, John Wiley and Sons, Chichester, England (2004).

## Исследование параметров лазерно-индуцированных ударных волн для задач лазерной ударной обработки кремния

Е. И. Мареев<sup>+\*1)</sup>, Б. В. Румянцев<sup>+</sup>, Ф. В. Потемкин<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119234 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Институт фотонных технологий, Федеральный научно-исследовательский центр РАН, 119333 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 октября 2020 г.

После переработки 2 ноября 2020 г.

Принята к публикации 3 ноября 2020 г.

В представленной работе на основе техники время-разрешенной теневой фотографии были определены диапазоны энергий фемтосекундных лазерных импульсов и расстояний от точки фокусировки высокоинтенсивного (до  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>) фемтосекундного лазерного излучения до образца, при которых возможно инициирование фазовых переходов в кремнии. Было обнаружено, что при острой фокусировке ( $NA = 0.5$ ) фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона достигается давление в 15 ГПа, что в случае лазерной ударной обработки (ЛУО) кремния соответствует давлению  $40 \pm 6$  ГПа и превышает пороговое значение, необходимое для инициирования семейства фазовых переходов (11, 14, 33 ГПа). Давление на фронте ударной волны при ее распространении в среде быстро (за 2.5 нс) уменьшается ниже этого порогового значения, что значительно ограничивает возможные режимы работы в режиме ЛУО.

DOI: 10.31857/S1234567820230111

**Введение.** Ударное сжатие с помощью лазерных импульсов дает уникальную возможность исследовать диаграммы состояния различных материалов и представляет особый интерес для понимания распространения ударных волн, механических процессов и наличия метастабильных фаз, связанных со структурными превращениями и недостижимых при статических нагрузках [1–3]. Прорыв в генерации высоких давлений был достигнут, когда было обнаружено, что расширение плазмы в условиях ограничения ее разлета (*confined geometry*) может увеличить давление на фронте ударной волны по сравнению со свободным расширением [4]. Это привело к созданию новой методики обработки материалов, получившей название лазерной ударной обработки – ЛУО (*laser shock peening*) [5, 6]. ЛУО вносит микроструктурные изменения и увеличивает плотность дислокаций и твердость подвергаемого воздействию материала. В зависимости от материала и параметров ЛУО, модификация материалов происходит, начиная от поверхности образца и до глубины вплоть до нескольких сотен микрон [6]. Принцип ЛУО состоит в следующем: когда буферная среда облучается высокоэнергетическим ультракоротким лазерным импульсом, в объеме (или на поверхности, в зависи-

мости от геометрии эксперимента) создается источник ударных волн. В качестве такого источника может выступать лазерно-индуцированная микроплазма [7]. Быстрое расширение микроплазмы создает ударную волну высокого давления, которая воздействует на образец. В качестве буферной среды обычно используется вода или сильнопоглощающая пленка [6]. Стоит отметить, что буферная среда используется, в первую очередь, для ограничения разлета плазмы, что значительно повышает создаваемое давление, поэтому применяется как в случае наносекундных, так и фемтосекундных лазерных импульсов [8, 9]. Кроме несомненной технической значимости ЛУО, нельзя не обратить внимание и на фундаментальное значение таких исследований. Высокие давления, создаваемые при ЛУО материалов, могут быть использованы в том числе для инициирования фазовых переходов в их объеме. Например, кремний из кубической фазы может перейти в метастабильную  $\beta$ -Sn фазу, в случае, если амплитуда ударной волны превышает 11 ГПа [10–12]. Чтобы понять, при каких условиях лазерно-индуцированная ударная волна, генерируемая в буферной среде, будет иметь амплитуду, превышающую пороговую для фазовых переходов в кремнии, необходимо восстановить профиль ударной волны, генерируемой в буферной среде [13]. В данной работе мы с помощью время-

<sup>1)</sup> e-mail: mareev.evgeniy@physics.msu.ru

разрешенной теневой фотографии исследовали динамику лазерно-индуцированной ударной волны в воде, определили профиль давления, энергию ударной волны, а также установили диапазон энергий лазерного импульса и расстояний от точки фокусировки до образца, при котором возможно инициирование фазового перехода в кремнии.

## 2. Методы и подходы.

**Экспериментальная установка.** В экспериментах использовалось излучение хром-форестеритовой лазерной системы  $\lambda = 1240$  нм,  $\tau = 140$  фс, энергия в импульсе до 3 мДж, частота повторения 10 Гц. Для определения скорости ударной волны использовалась методика теневой фотографии. В рамках методики возбуждающий импульс с энергией до 325 мкДж фокусируется асферической линзой ( $NA = 0.5$ ,  $f = 8$  мм) в воду и генерирует микроплазму. Частота пробного импульса (до 2.5 мДж) либо удваивалась в кристалле ВВО (для экспериментов без кремния), либо оставалась неизменной (для экспериментов с кремнием, так как он прозрачен для излучения на длине волны 1240 нм), после чего пробный импульс расширялся для создания равномерной засветки на ПЗС камере. В случае, если в качестве пробного импульса использовался импульс с длиной волны 1240 нм, то камера работала в двухфотонном режиме, как это описано в [14]. Изображение переносится на матрицу ПЗС камеры с помощью объектива с 180-кратным оптическим увеличением (разрешение порядка 2 мкм на пиксель), см. рис. 1. Ударная волна,

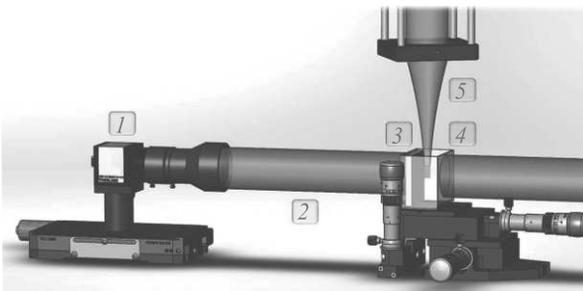


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки: 1 – 12-ти битная ПЗС-камера; 2 – зондирующий импульс; 3 – образец кремния; 4 – кювета с водой и помещенным в нее образцом кремния; 5 – возмущающее лазерное излучение

созданная в воде, приводит к изменению локального показателя преломления, что, в свою очередь, отображается как появление темных областей на теневой фотографии в результате рефракции. Скорость лазерно-индуцированной ударной волны может быть получена, рассчитывая расстояние между центром

микроплазмы (источником ударной волны) и темным кольцом (фронтом ударной волны). Временное разрешение определяется длительностью лазерного импульса подсветки и в нашем случае составляет  $\sim 100$  фс, а пространственное разрешение – разрешением оптической системы регистрации (2 мкм).

**Методология расчета давления и энергии ударной волны.** В воде скорость и давление на профиле ударной волны однозначно связаны. Поэтому, зная изменение скорости ударной волны, при распространении ее в среде можно восстановить профиль давления. Распространение лазерно-индуцированной ударной волны в воде описывается следующими параметрами:  $u_s(r, t)$  – скорость ударной волны,  $r(t)$  – расстояние фронта ударной волны от центра,  $p_s(r, t)$  – давление ударной волны,  $\alpha(t)$  – показатель затухания ударной волны. Для связи давления и скорости на фронте ударной волны используется уравнение ударной адиабаты:

$$p_s = c_1 \rho_0 u_s \cdot (10^{(u_s - c_0)/c_2} - 1), \quad (1)$$

где  $\rho_0$  – плотность жидкости,  $c_1$  и  $c_2$  – эмпирические константы (для воды  $c_1 = 5190$  м/с и  $c_2 = 25306$  м/с),  $c_0$  – скорость звука. Данная формула справедлива в диапазоне давлений от 30 МПа до 100 ГПа [15, 16]. Зная уравнения ударной адиабаты, можно получить точную зависимость  $p(\rho)$ . Для ударных волн в жидкостях чаще всего используют эмпирическое уравнение состояния [15, 17]:

$$u_s - c_0 = 25306 \cdot \log \left( 1 + \frac{u}{5190} \right). \quad (2)$$

Из законов сохранения энергии и импульса следуют уравнения (3), (4), (5):

$$\rho \cdot (u_s - u) = \rho_0 \cdot u_s, \quad (3)$$

$$p - p_\infty = \rho_0 u_s u, \quad (4)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (p + p_\infty) \cdot \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right). \quad (5)$$

В уравнении (5)  $E$  и  $E_0$  – начальная и конечная кинетическая энергия, соответственно,  $\rho$  и  $\rho_0$  – плотность на фронте ударной волны и невозмущенной жидкости соответственно  $p_\infty$  – гидростатическое давление и  $p$  – давление на фронте ударной волны. Следуя [18], энергию ударной волны можно оценить как:

$$E = \int_{r_2}^{r_1} 4\pi r^2 \rho(r) \Delta \varepsilon(r) dr, \quad (6)$$

где  $\Delta \varepsilon$  определяется как:

$$\Delta \varepsilon(r) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho(r)} \right) \cdot p(r). \quad (7)$$

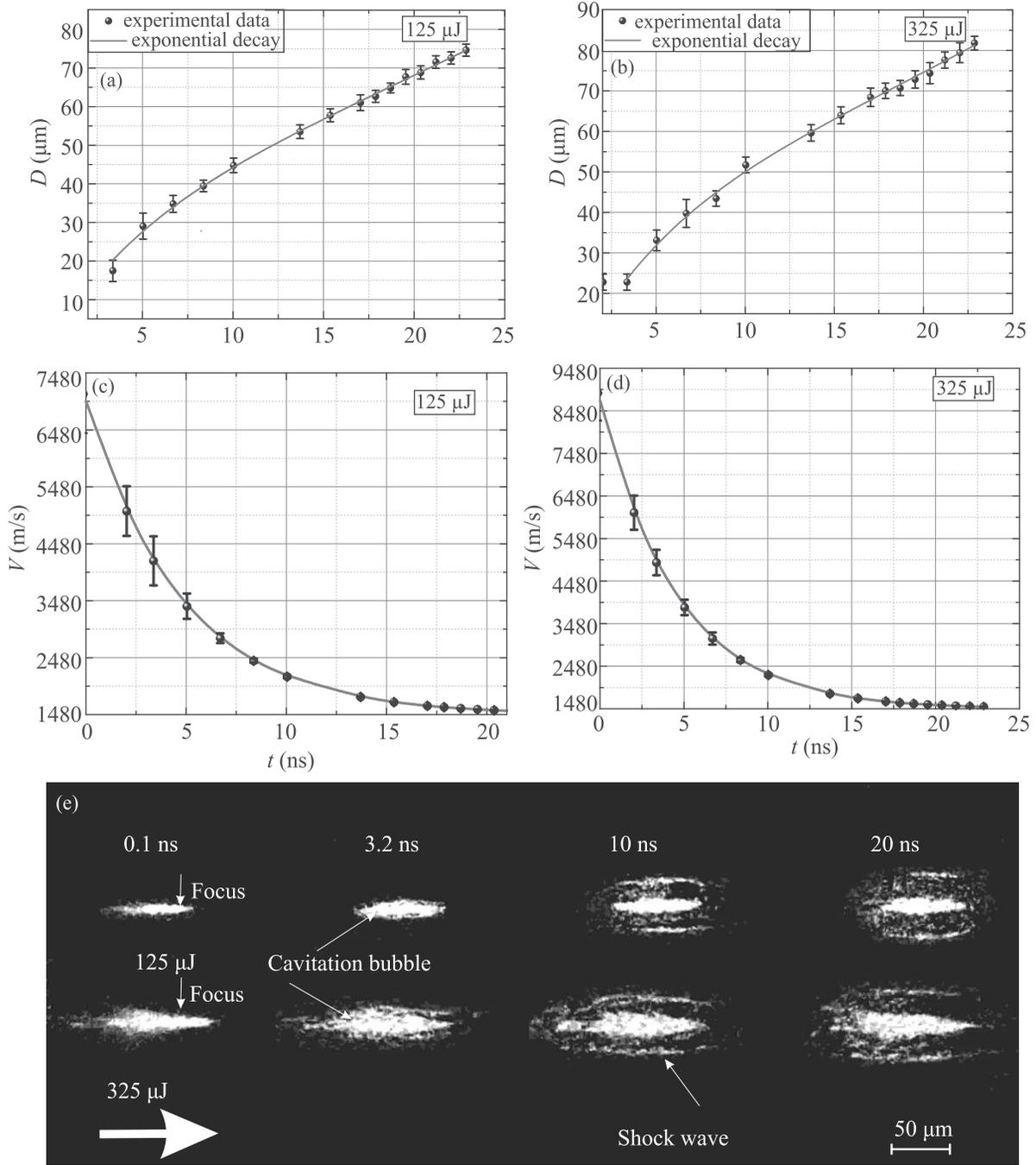


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость диаметра (а), (b) и скорости (с), (d) ударной волны от задержки между пробным и возбуждающим импульсом при энергиях лазерного импульса 325 и 125 мкДж. (е) – Теневые фотографии ударных волн для разных энергий лазерного излучения (125 и 325 мкДж) и временных задержек. Масштаб, положение фокуса и направление распространения лазерного импульса указаны на рисунке

Таким образом, зная  $u_s(r)$ , т.е. зависимость скорости фронта ударной волны, можно восстановить профиль плотности, а из него оценить энергию, запасенную в ударной волне. Следует отметить, что в диапазоне давлений меньше 30 МПа (при

котором становятся некорректными уравнения (1) и (2)), энергия ударной волны составляет меньше 1% от изначальной энергии лазерного излучения. Эта ошибка значительно (в 5–7 раз) меньше суммарной ошибки, возникающей при восстановле-

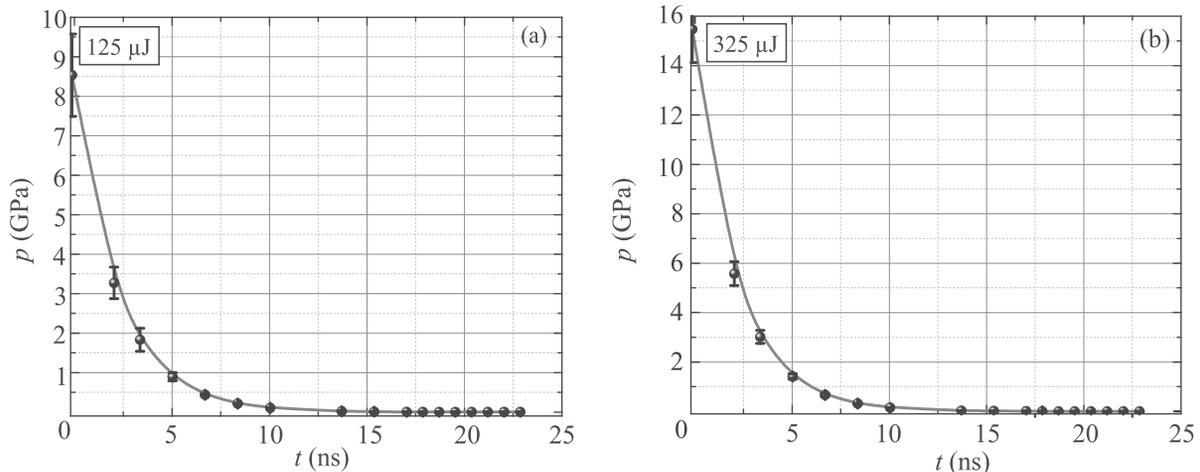


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость давления на фронте лазерно-индуцированной ударной волны от времени при энергии возбуждающего импульса 125 и 325 мкДж

нии энергии ударной волны из экспериментальных данных.

**Численное моделирование.** Для того, чтобы рассчитать изменение амплитуды давления на фронте ударной волны при переходе из воды в кремний, мы провели численное моделирование с использованием подходов молекулярной динамики. Для моделирования использовался пакет программ LAMMPS [19]. Моделирование производилось для ячейки  $100 \times 100 \times 900$  атомов кремния, шаг по времени 0.1 фс, периодические граничные условия. В качестве межатомного потенциала кремния использовался потенциал Tersoff [20, 21], хорошо зарекомендовавший себя для моделирования фазовых переходов, вызванных ударной волной в конденсированных средах [21]. Ударная волна представлялась как мгновенное изменение скорости граничных атомов. Данное приближение корректно при условии равенства скорости частиц на границе раздела вода-кремний. Давление рассчитывалось как среднее для атомного слоя, содержащего 10 атомов вдоль направления распространения ударной волны.

**3. Основные результаты и обсуждение.** Для определения давления были проведены измерения скорости ударной волны. Изменяя задержку между возбуждающим и пробным импульсами, были получены теневые фотографии ударной волны и кавитационных пузырей. После вычитания фона (при отсутствии воздействия возбуждающим импульсом) ударные волны отображаются в виде светлых областей, в центре теневых фотографий находятся кавитационные пузыри. Из теневых фотографий был восстановлен диаметр ударной волны (см. рис. 2а, б). Профиль ударной волны представляет суперпози-

цию сферических ударных волн, чья общая огибающая образует цилиндрическую ударную волну [22, 23]. Работая в приближении, что давление (и скорость) ударной волны затухает экспоненциально (с коэффициентом затухания  $\alpha$ , т.е.  $p = p_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot t)$  [22, 24]), можно, аппроксимировав зависимость диаметра ударной волны от времени, получить зависимость скорости от времени. Как видно из рис. 2, скорость ударной волны быстро затухает до звуковой (примерно за 15–20 нс). При этом ударная волна с большей скоростью и амплитудой (около 7.5 км/с) имеет больший (примерно на 5%) коэффициент затухания  $\alpha$ . Зная скорость ударной волны и используя формулу (1), можно восстановить давление на фронте ударной волны (см. рис. 3). Несмотря на то, что в начальный момент времени давление на фронте ударной волны имеет большие амплитуды (более 10 ГПа), оно быстро уменьшается: давление при задержках больше 10 нс составляет менее 3% от исходного. В случае падения ударной волны на плоскую границу раздела двух сред отношение давлений будет рассчитываться по формуле [25]:

$$\frac{P_{\text{Si}}}{P_w} = \frac{2 \cdot Z_{\text{Si}} / \cos \theta_t}{(Z_{\text{Si}} / \cos \theta_t) + (Z_w / \cos \theta_i)}, \quad (8)$$

где  $Z_{\text{Si}}$  и  $Z_w$  – акустические импедансы кремния ( $20.9 \text{ г/см}^2/\text{с}$  [26]) и воды ( $1.48 \text{ г/см}^2/\text{с}$  [27]),  $\theta_i$ ,  $\theta_t$  – углы падения и преломления соответственно. Учитывая, что фронт ударной волны квазиплоский в плоскости, параллельной направлению распространения лазерного излучения (нормальное падение на образец), то давление в кремнии будет почти в два раза выше (1.87), чем в воде, так как граничные условия в случае плоского фронта ударной волны долж-

ны обеспечивать равенство скорости движений частиц –  $u$  в уравнениях (3) и (4), что и соответствует уравнению (7). Также стоит учесть, что изначально ударная волна имеет не нулевой радиус, а начальный радиус ударной волны сравним с поперечным размером области лазерно-индуцированной плазмы. Однако стоит отметить, что уравнение (8) корректно в случае акустического приближения, т.е. малых давлений. Поэтому для более корректного учета изменения давления на фронте ударной волны при прохождении ее границы раздела двух сред мы провели численное моделирование на основе молекулярной динамики. Зависимость отношения давления на фронте ударной волны на границе раздела вода-кремний от исходного давления представлена на рис. 4. При низ-

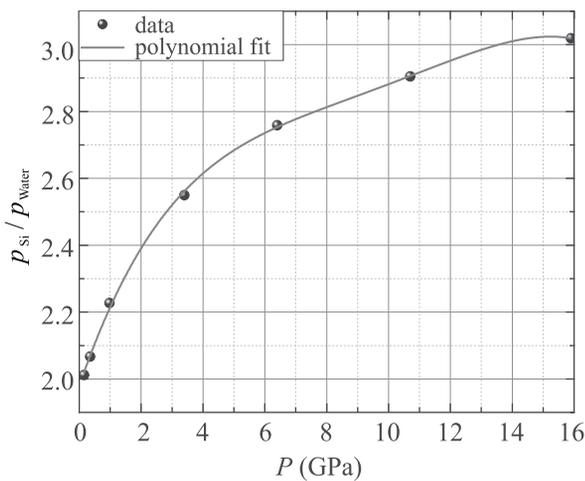


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость отношения давлений на фронте ударной волны в кремнии и воде в зависимости от давления в воде

ких давлениях это отношение стремится к 1.9, что близко к значению, предсказанному уравнением (8). При высоких давлениях (больше 10 ГПа) это отношение близко к 3.

Как было показано с помощью численного моделирования, инициирование фазовых переходов в объеме кремния возможно, если внешнее давление будет превышать 11 ГПа, таким образом необходимо точно подобрать параметры экспериментальной установки, а именно – энергию лазерного импульса, а также расстояние от точки фокусировки до образца. Поэтому мы произвели расчет максимально достижимых давлений. При энергии 325 мкДж амплитуда лазерно-индуцированной ударной волны в воде чуть меньше 15 ГПа (рис. 5), что соответствует почти 40 ГПа в кремнии, что значительно (в 3.6 раза) превышает порог фазового перехода в кремнии. Пороговая энергия, при которой достигается

необходимая амплитуда ударной волны, составляет порядка 25 мкДж. Также в экспериментах была рассчитана энергия ударной волны, для этого было проведено численное интегрирование в соответствии с уравнениями (6) и (7). При этом стоит отметить, что максимальная конверсия энергии лазерного импульса в энергию ударной волны осуществляется при относительно низких (меньше 10 мкДж) энергиях лазерного импульса. Уменьшение эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию ударной волны (от почти 30 до 3%) связано с увеличением области плазмообразования и, как следствие, “размазыванию” энергии лазерного импульса по пространству. Данный процесс характеризуется уменьшением энерговклада [28]. Стоит отметить, что при увеличении энергии поперечный размер области плазмообразования и ударной волны растет, при последующем увеличении энергии возбуждающего импульса в среде будет наблюдаться суперфиламентация, характеризуемая эффектом слияния нескольких филаментов и нелинейным увеличением объемного энерговклада в среду [23]. Исследуя зависимость амплитуды ударной волны от пройденного расстояния, а также энергии лазерного импульса, мы определили параметры экспериментальной схемы для проведения лазерной ударной обработки кремния. В случае, если точка в двухмерном пространстве энергии лазерного импульса – расстояние между точкой фокусировки и образцом находится ниже кривой, изображенной на рис. 6, то необходимые условия для фазового перехода в объеме кремния не будут достигнуты. В случае же, если точка будет лежать выше данной кривой, то на фронте ударной волны в кремнии будет достигнут переход в нестационарную  $\beta$ -Sn фазу. Такой небольшой рабочий диапазон вызван быстрым (примерно за 17 мкм) затуханием амплитуды ударной волны.

**Закключение.** Таким образом, было продемонстрировано, что при острой ( $NA = 0.5$ ) фокусировке фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона в объем кюветы с водой в среде генерируются ударные волны с давлением вплоть до 15 ГПа (40 ГПа в кремнии). При таких амплитудах возможно осуществлять лазерную ударную обработку кремния (порог фазового перехода 11 ГПа). Ударные волны быстро ( $\sim 2.5$  нс) затухают и уже на расстояниях больше  $17 \pm 2$  мкм произвести лазерную ударную обработку кремния становится невозможным. С ростом энергии лазерного импульса уменьшается конверсия энергии фемтосекундного лазерного излучения в энергию ударной волны (от почти 30 до 3%), что связано с увеличением области воздействия ла-

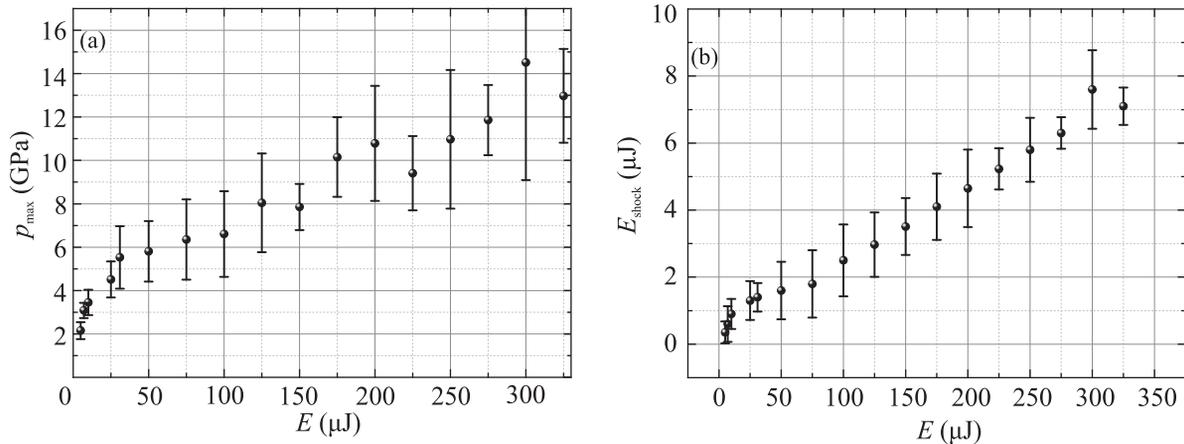


Рис. 5. Зависимость максимального давления (а) и энергии (б) ударной волны от энергии возбуждающего фемтосекундного лазерного импульса

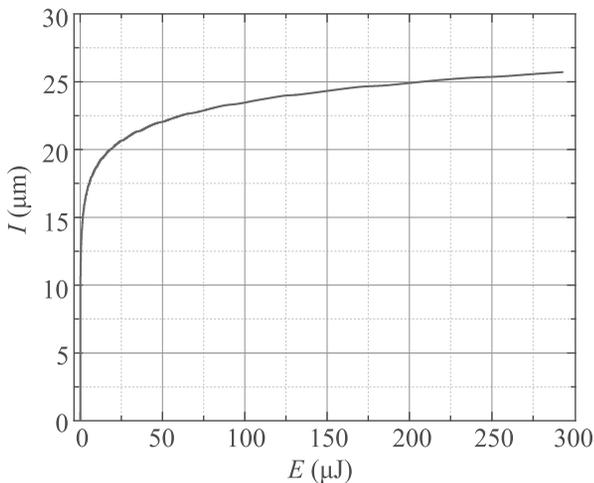


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость максимального (при котором еще возможно инициирование фазовых переходов в кремнии ударной волной) расстояния от точки фокусировки лазерного импульса до образца от энергии лазерного импульса

зерного излучения и уменьшением объемного энергетического вклада в среду. Выполненные исследования, являясь важными с практической точки зрения, станут основой для проведения время-разрешенных рентгенооптических экспериментов в НИЦ “Курчатовский институт”.

Проект поддержан грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 18-02-40018, 19-29-12037 (определение условий для инициирования фазовых переходов в кремнии) и Российского научного фонда # 17-72-20130 (определение энергии ударной волны). Б.В. Румянцев является стипендиатом фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Авторы благодарят А. С. Бычкова и А. А. Карабутова за консультацию по вопросам распространения ударных волн через границу раздела двух сред.

1. R. Jeanloz, P. M. Celliers, G. W. Collins, G. W. Collins, J. H. Eggert, K. Lee, R. S. McWilliams, S. Brygoo, and P. Loubeyre, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **104**, 9172 (2007).
2. A. W. Warren, Y. B. Guo, and S. C. Chen, *Int. Journal of Fatigue* **30**, 188 (2008).
3. P. Shukla, R. Crookes, and H. Wu, *Mater. Des.* **167**, 107626 (2019).
4. B. P. Fairand, A. H. Clauer, R. G. Jung, and B. A. Wilcox, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 431 (1974).
5. U. Trdan, M. Scarba, and G. Grum, *Mater. Charact.* **97**, 57 (2014).
6. R. Sundar, P. Ganesh, R. K. Gupta, G. Ragvendra, B. K. Pant, Vivekanand Kain, K. Ranganathan, Rakesh Kaul, and K. S. Bindra, *Lasers in Manufacturing and Materials Processing* **6**, 424 (2019).
7. Е. И. Мареев, Е. А. Мигаль, Ф. В. Потемкин, *Письма в ЖЭТФ* **10**, 422 (2018).
8. S. Petronic, T. Sibalija, M. Burzic, S. Polic, K. Colic, and M. Dubravka, *Metals* **6**, 1 (2016).
9. H. Wang, F. Pohl, K. Yan P. Decker, E. L. Gurevich, and A. Ostendorf, *Appl. Surf. Sci.* **471**, 869 (2019).
10. S. M. Jeong and T. Kitamura, *J. Appl. Phys. Part 1 Regul. Pap. Short Notes Rev. Pap.* **46**, 5924 (2007).
11. M. Budnitski and M. Kuna, *J. Mech. Phys. Solids* **95**, 64 (2016).
12. H. Katzke, U. Bismayer, and P. Toledano, *Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys.* **73**, 1 (2006).
13. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов, В. В. Шепелев, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 245 (2011).
14. E. I. Mareev, B. V. Rumiantsev, and E. A. Migal, *Meas. Sci. Technol.* **31**, 085204 (2020).

15. P. K. Kennedy, D. X. Hammer, and B. A. Rockwell, *Prog. Quant. Electr.* **21**, 155 (1997).
16. Ф. В. Потемкин, Е. И. Мареев, *Ученые записки физического факультета МГУ* **4**, 1 (2013).
17. W. Lauterborn and A. Vogel, *Bubble dynamics and shock waves*, Springer, Berlin, Heidelberg (2013), p. 67.
18. A. Vogel, J. Noack, K. Nahen, D. Theisen, S. Busch, U. Parlitz, D. X. Hammer, G. D. Noojin, and B. A. Rockwell, *Appl. Phys. B* **68**, 271 (1999).
19. S. Plimpton, *J. Comput. Phys.* **117**, 1 (1995).
20. J. Tersoff, *Phys. Rev. B* **37**, 6991 (1988).
21. P. Erhart and K. Albe, *Phys. Rev. B* **71** 1 (2005).
22. F. V. Potemkin, E. I. Mareev, A. A. Podshivalov, and V. M. Gordienko, *Laser Phys. Lett.* **11**, 106001 (2014).
23. F. V. Potemkin, E. I. Mareev, A. A. Podshivalov, and V. M. Gordienko, *New J. Phys.* **17**, 053010 (2015).
24. L. D. Sadwin, M. M. Swisdak, Y. Gitterman, and O. Lotan, *30th Int. Symp. Shock Waves* **2**, 1307 (2017).
25. H. Hosseini, S. Moosavi-Nejad, H. Akiyama, and V. Menezes, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 103701 (2014).
26. M. Prasad, *Lead. Edge* **20**, 172 (2001).
27. F. Sabri, M. E. Sebelic, R. Meacham, J. D. Boughter, M. J. Challis, and N. Leventis, *PLoS One* **8**, e66348 (2013).
28. E. I. Mareev, K. V. Lvov, B. V. Rumiantsev, E. A. Migal, I. D. Novikov, S. Yu. Stremoukhov, and F. V. Potemkin, *Laser Phys. Lett.* **17**, 015402 (2019).

## Кинетическая модель размягчения стекол

В. В. Бражкин<sup>1)</sup>

Институт физики высоких давлений РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 октября 2020 г.

После переработки 29 октября 2020 г.

Принята к публикации 2 ноября 2020 г.

Переход жидкость–стекло (стеклование) проанализирован с точки зрения размягчения твердой фазы за счет диффузионных прыжков. Показано, что предположение о наличии у стекла распределения Гиббса в импульсном пространстве (фактически, локальная термализация) автоматически ведет к ненулевым значениям диффузии в стеклах при любых температурах. Это заключение ставит под сомнение возможность существования виртуального “термодинамического” перехода, определяющего стеклование. Предложена модель прыжков “горячих” частиц, предсказывающая существование двух характерных температур  $T_A$  и  $T_B$  и описывающая качественные изменения температурной зависимости вязкости жидкости при охлаждении (“Аррениус”–“сверх-Аррениус”–“Аррениус”). При этом значения температур  $T_A$  и  $T_B$  связываются с числом частиц в первой координационной сфере и числом частиц в области структурных корреляций (область промежуточного порядка) в неупорядоченных средах. Обсуждается понятие эргодичности применительно к стеклам.

DOI: 10.31857/S1234567820230123

Существующие теории, описывающие переход жидкость–стекло можно, разделить на 2 большие группы. “Кинетические” модели стеклования рассматривают стекло просто как жидкость с большой вязкостью, неограниченно нарастающей при понижении температуры. Температура стеклования  $T_g$  в таком подходе есть чисто условная величина, соответствующая значениям вязкости  $10^{12}$ – $10^{13}$  Па·с и временам релаксации в жидкости 10–100 с, что сравнимо с характерными экспериментальными временами (время релаксации соответствует среднему времени между прыжками для каждой частицы). Подробный анализ современных кинетических моделей стеклования (их несколько десятков) представлен в обзорах [1, 2]. Более “модные” “термодинамические” модели стеклования предполагают существование некоей положительной температуры условного (виртуального) фазового перехода, при которой времена релаксации и вязкость формально расходятся (стремятся к бесконечности). Ранее такая температура вводилась феноменологически или на основе экстраполяций (например, температуры Каузмана и Фогеля–Фульчера–Тамманна). Вместе с тем в последние десятилетия было разработано несколько “микроскопических” подходов. Среди них следует упомянуть энтропийную модель, модель энергетической гиперповерхности, “теорию” Адама–Гиббса–Ди Марцио, “теорию” связанных мод, метод

реплик и теорию ультраметричности пространства состояний, “теорию” “случайного” фазового перехода первого рода и др. Приверженцы каждой из моделей рассматривают ее как почти “окончательную” микроскопическую теорию стеклования. В действительности, все эти модели не свободны от недостатков.

Около 30 лет назад определенные надежды возлагались на метод реплик Дж. Паризи и развитие идей мультидолинности [3]. Хороший обзор этого подхода представлен В. С. Доценко [4]. В данном подходе рассматривается модель изинговского спинового стекла со случайными (по Гауссу) парными спин-спиновыми взаимодействиями. Существенным моментом является то, что парные взаимодействия являются случайными по знаку и “вмороженными”, т.е. зафиксированы в каждом конкретном образце. Оказывается, что в такой системе при понижении температуры до определенной положительной величины  $T_c$  начинает происходить каскад “фазовых” переходов. При этих переходах фазовое пространство многократно делится на бесконечное (в термодинамическом пределе) количество долин (минимумов), разделенных энергетическими барьерами. Причем в энергетическом спектре имеются как барьеры конечной высоты, так и бесконечно большие (в термодинамическом пределе). В результате многие конфигурации спинов оказываются принципиально недоступными, и система становится абсолютно неэргодичной на всех временах. Ситуация аналогичная с переходом в ферро-

<sup>1)</sup>e-mail: brazhkin@hppi.troitsk.ru

магнитную фазу, где 2 возможных состояния со спином вверх и вниз для макроскопической системы также разделены бесконечным энергетическим барьером (одновременный переворот бесконечного числа спинов). Данная упрощенная модель имеет ряд недостатков, в частности, она приводит к отрицательной энтропии системы при нулевой температуре [4], но это не главное. Модель призвана описать поведение спиновых стекол, к реальным структурным стеклам она имеет очень опосредованное отношение, более того, и в реальных спиновых стеклах энергетические барьеры тоже остаются конечными. Мы вернемся к этому вопросу позднее.

Также около 30 лет назад В. Гетце разработал теорию связанных мод [5]. Была предложена система нелинейных уравнений для нормированной корреляционной функции флуктуаций плотности. Решение этих уравнений демонстрирует критическое замедление и переход к неэргодическому состоянию при некой положительной температуре  $T_c$ . Однако вскоре было показано, что зануление диффузии при температуре  $T_c$  в теории связанных мод – это артефакт идеализированной модели [6]. В расширенном варианте теории связанных мод допускаются активационные процессы, диффузия остается конечной и эргодичность ниже  $T_c$  восстанавливается [7]. В настоящее время окончательно установлено, что теория взаимодействующих мод “дает” некую температуру, существенно выше температуры стеклования (сейчас она ассоциируется с температурой начала отклонения от Аррениусовского поведения), при этом вязкость жидкости на 10 порядков (!) ниже вязкости при температуре стеклования  $T_g$ .

Наконец, наиболее популярная “микроскопическая” модель стеклования в последние годы – это теория “случайных” фазовых переходов 1-го рода [8, 9] (идеи данного подхода также были высказаны свыше 30 лет назад [8], однако наибольшее развитие получили лишь в последние десятилетия). Данная модель основана на предположении о существовании в жидкости локальных структур (несовместимых с дальним порядком) и топологических (геометрических) фрустраций. В модели постулируется огрубленный гамильтониан для локальной структуры, причем первая часть гамильтониана описывает нефрустрированную систему с критической точкой перехода (например, модель Изинга). К первой части гамильтониана добавляется дальнедействующая “антиферромагнитная” часть, отвечающая за фрустрацию. Данная модель, в отличие от большинства других, предсказывает наличие 2-х температур –  $T_A$  и  $T_K$ . Ниже первой температуры движение частиц

в жидкости обуславливается преимущественно активационными процессами (как для температуры  $T_c$  в теории связанных мод). Температура  $T_K$  соответствует виртуальной температуре перехода первого рода в состояние идеального стекла (взаимно переплетенных аморфных кластеров). Модель предсказывает расходимость времен релаксации при  $T_K$ , но лишь по аналогии с бесконечными временами релаксации в кристалле (что неверно, как мы покажем в дальнейшем). Кроме того, модель предсказывает, что при охлаждении должен наблюдаться аномальный рост размеров аморфных кластеров вплоть до нескольких нанометров. Это связывается с наблюдаемыми в последние годы динамическими неоднородностями в переохлажденных жидкостях, хотя в ряде работ данный эффект ставится под сомнение [10].

Экспериментально установлено, что вязкость  $\eta$  и время релаксации  $\tau$  для всех жидкостей при высоких температурах экспоненциально нарастают при понижении температуры (так называемое Аррениусовское поведение):  $\eta, \tau \sim \exp(E_{act}/T)$ .

В то же время, для большинства расплавов, начиная с некоторой температуры  $T_A$ , рост вязкости становится более быстрым, чем экспоненциальный (что и стимулировало поиск расходимости, аналогичной фазовому переходу). Формально это соответствует росту эффективной энергии активации  $E_{act}$ . Замечу, что многие эмпирические формулы, описывающие сверхбыстрый рост вязкости при охлаждении все же не подразумевают ее расходимости при конечных температурах (уравнения Аврамова–Милчева, Мауро и др.) [11].

**Все без исключения** модели стеклования стартуют с жидкого состояния и описывают поведение жидкости при ее охлаждении. При этом законченных микроскопических теорий самого жидкого состояния пока не создано. В настоящей работе предлагается рассмотреть проблему стеклования, стартуя с твердого тела – стекла (или аморфного состояния) при низких температурах. Таким образом, вместо рассмотрения “отвердевания” жидкости проанализируем размягчение стекол.

В качестве нулевого приближения можно взять гармоническое стекло, т.е. топологически неупорядоченную систему гармонических осцилляторов. Такая система имеет, как и кристалл,  $3N$  нормальных независимых колебаний, и гамильтониан, описывающий фононное поле в канонических координатах такой же, как и для кристалла. Система гармонических осцилляторов является неэргодической и нетермализуемой. Перемешивание фазовых траекторий в твердых телах и их эргодичность связаны с ангар-

монизмом взаимодействия, а именно, с перекрытием соседних резонансов в спектрах нелинейных колебаний (и образованием так называемого стохастического слоя, как зародыша неустойчивости [12]) и с редкими прыжками частиц, формально связанными с бифуркационным поведением при нелинейных колебаниях [13]. Возбуждения в конденсированных средах можно описывать с помощью введения квантов нормальных колебаний – фононов. Ангармонизм колебаний соответствует взаимодействию фононов с их рассеянием (многофононные процессы). Таким образом, статистическое описание конденсированных сред становится возможным, благодаря многофононным процессам. Локальная термализация твердых тел (как кристаллов, так и стекол) в областях с размерами 10–100 нм достигается за несколько десятков процессов рассеяния фононов, т.е. за наносекунды. В термализованной колебательной системе распределение по импульсам следует из распределения Гиббса. Вероятности различных значений импульсов осцилляторов даются формулой Блоха [14], и в классическом пределе сводятся к распределению Максвелла.

Факт наличия распределения частиц по энергиям в термализованных системах позволяет по-новому взглянуть на описание процессов диффузии в твердых телах. Как говорилось выше, в термализованном твердом теле имеется Максвелловское распределение частиц по импульсам и энергиям. Биения и перекачка энергии между ангармоническими осцилляторами носят сложный и нерегулярный по времени характер. Однако очевидно, что в системе макроскопически большого числа осцилляторов при сколь угодно малой средней энергии на осциллятор всегда имеется ненулевая вероятность накопления энергии в отдельном осцилляторе (назовем его “горячий” осциллятор), достаточной для бифуркации решения – прыжка частицы (назовем ее “горячей” частицей). Физический механизм этого – локальная “перекачка” энергии в один осциллятор из соседних при связанных нелинейных колебаниях. Для независимых событий вероятности перемножаются и, очевидно, что вероятность “перекачки” максимально большой энергии, необходимой для флуктуационного прыжка, в один “горячий” осциллятор от соседних “холодных” экспоненциально зависит от числа последних ( $\sim \exp(-N)$ ) (см. рис. 1). Собственно, это и есть распределение Гиббса “на другом языке”. “Горячая” частица, осуществляющая прыжок в соседнюю ячейку, с точки зрения связанных нелинейных колебаний является проявлением бифуркации. Имеется определенная аналогия таких “горячих” частиц с популярным объектом исследований последних лет –

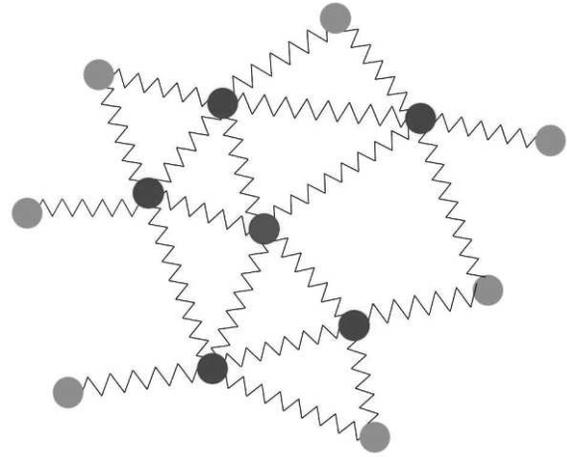


Рис. 1. (Цветной онлайн) Иллюстрация перекачки энергии при нелинейных колебаниях в “горячую” частицу (красная) от “холодных” частиц (синие). Частицы серого цвета имеют энергию, близкую к средней

“волнами-убийцами” в нелинейных волновых системах [15, 16].

В кристаллах такие прыжки приводят к установлению равновесной концентрации вакансий (для ряда ОЦК-металлов – междоузельных атомов) и ненулевым коэффициентам диффузии при любых конечных температурах. В топологически неупорядоченных твердых телах (стекла, аморфные вещества) прыжки частиц должны приводить к ненулевым коэффициентам диффузии и размягчению стекол. Как говорилось выше, для большинства расплавов, начиная с некоторой температуры  $T_A$ , рост вязкости становится более быстрым, чем экспоненциальный [17, 18] (см. рис. 2). Однако впоследствии было установлено, что при дальнейшем снижении температуры ниже определенного значения  $T_B$  характер температурной зависимости вязкости и времени релаксации меняется на менее резкий, иногда – вновь на Аррениусовский [19–22] (см. рис. 3). Удивительно, но несмотря на то, что об экспериментальном обнаружении температуры  $T_B$  известно уже 2 десятилетия, это никак не повлияло на теоретический мэйнстрим в данной области. При любой сколь угодно низкой температуре в твердом теле с ангармонизмом и Гиббсовским распределением частиц по импульсам и энергиям при любой конечной величине барьера имеется ненулевая вероятность прыжка “горячей” частицы. Из этого факта следует, что никакой конечной температуры размягчения стекла (а значит, и конечной температуры стеклования жидкости) не существует. Можно сделать вывод о том, что верны те теории стеклования, в которых время релаксации в жидко-

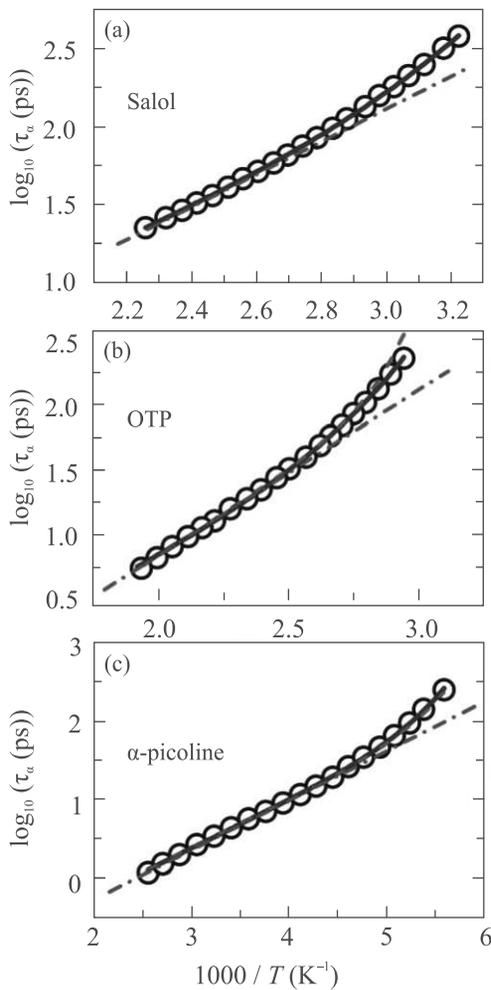


Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости времени релаксации в жидком салоле, орто-терфениле и альфа-пиколине [17]. Отклонение от линейных зависимостей при понижении температуры соответствует температуре  $T_A$  (начало неаррениусовского поведения)

сти стремится к бесконечности при нулевой (а не при конечной) температуре. Другими словами, предположение о конечной “термодинамической” температуре стеклования фактически означает отсутствие Гиббсовского распределения по энергиям при более низких температурах. Интересно заметить в этой связи, что существование термодинамически равновесного числа вакансий и самодиффузии в кристаллах при любой температуре никем не подвергается сомнению. Геофизики успешно оперируют понятием вязкости кристаллов. Наличие же “термодинамической” температуры стеклования подразумевает расходимость эффективной энергии активации и обращение в тождественный нуль вероятности прыжка

частицы и коэффициента диффузии. В то же время частота прыжков частиц в кристалле и коэффициент самодиффузии не равны нулю. Очевидно, что в стекле с той же плотностью, что и кристалл, частота прыжков должна быть во всяком случае, не ниже, чем в кристалле из-за статических флуктуаций структурных характеристик и большей величины ангармонизма.

Таким образом, никакой “настоящей” расходимости при стекловании жидкости, по-видимому, наблюдаться не может, и физически содержательной проблемой является смена характера температурных зависимостей вязкости и времени релаксации при температурах  $T_A$  и  $T_B$ . В большинстве существующих моделей переход к не экспоненциальной зависимости вязкости от обратной температуры связывается с некими кооперативными эффектами [3, 8, 9]. Интригующим моментом являются почти универсальные значения вязкости и времени релаксации жидкостей при температурах  $T_A$  и  $T_B$  (см. работы [17–22] и ссылки в них). Обычно приводятся абсолютные значения этих величин, однако более информативным параметром является безразмерный экспоненциальный фактор  $\exp(E_{\text{act}}/kT)$  в выражениях  $\eta \approx \eta_0 \exp(E_{\text{act}}/kT)$ ;  $\tau \approx \tau_0 \exp(E_{\text{act}}/kT)$ . Для температуры  $T_A$  этот фактор составляет примерно  $10^2$ , а для температуры  $T_B$  – примерно  $10^7$ . Поскольку зависимость в данном температурном интервале может быть не экспоненциальной (величина  $E_{\text{act}}$  не постоянная), данный фактор можно рассматривать просто как отношение  $\eta/\eta_0$  или  $\tau/\tau_0$ .

Рассмотрим процесс размягчения стекол в рамках модели прыжков “горячих” частиц. Как уже говорилось, в термализованной системе вероятность “перекачки” энергии, необходимой для бифуркации, в один “горячий” осциллятор от соседних экспоненциально зависит от числа “холодных” осцилляторов. В неупорядоченной системе (стекло, жидкость) существует два естественных пространственных масштаба и масштаба числа частиц: ближайшие соседи (область ближнего порядка и первая координационная сфера) и область затухания пространственных корреляций (область промежуточного порядка). При низких температурах доля “горячих” частиц, способных к прыжку, исчезающе мала – требуется “перекачка” энергии из очень большого числа осцилляторов. Энергия активации для прыжка при этом – постоянная величина, определяемая межчастичным взаимодействием (энергия связи), и время релаксации изменяется с температурой по Аррениусовскому закону. Если необходимое число “холодных” осцилляторов становится сравнимым с числом

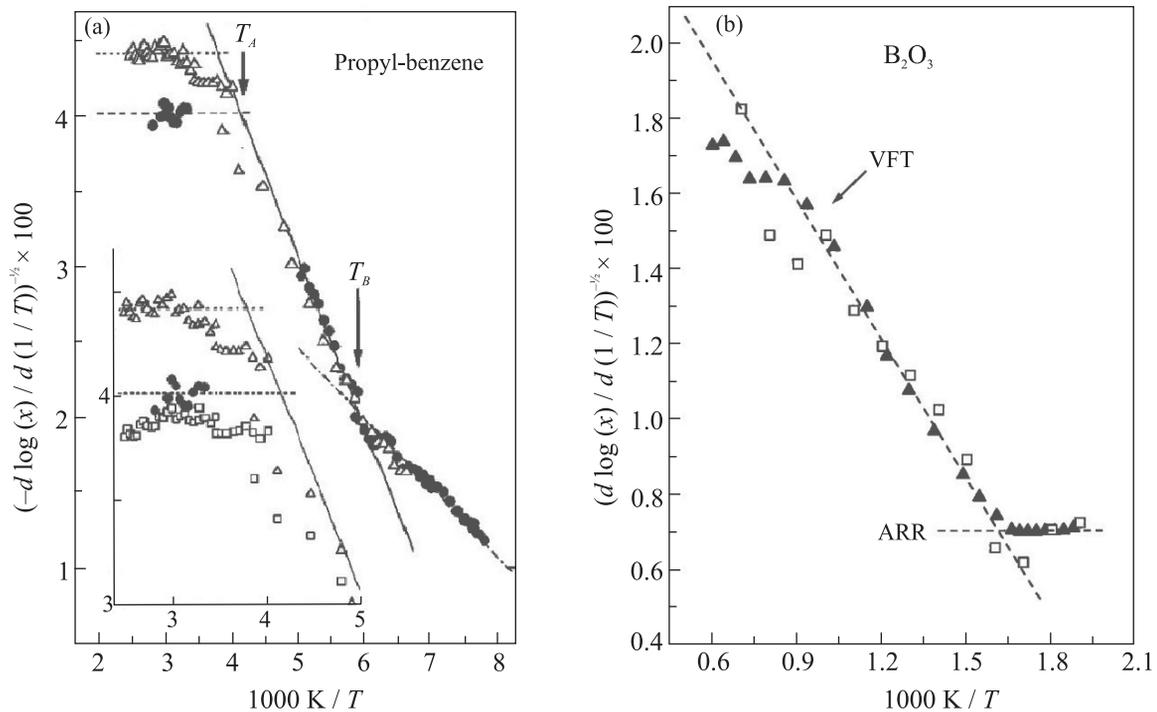


Рис. 3. (а) – Температурная зависимость частоты максимума диэлектрических потерь ( $x$ ) и вязкости пропилбензола, построенные в соответствующих координатах [22]. Указаны характерные температуры  $T_A$  и  $T_B$ , соответствующие смене характера температурных зависимостей. На вставке показан высокотемпературный Аррениусовский режим в увеличенном масштабе, включая данные для обратной вязкости ( $1/\eta$ ) (открытые треугольники) и для величины  $(T/\eta)$  (открытые квадраты). (б) – Температурная зависимость динамики расплава  $B_2O_3$  [21]. Квадраты – частота максимума диэлектрических потерь ( $x$ ), треугольники – данные для обратной вязкости ( $1/\eta$ ). Горизонтальный участок при низких температурах (ARR) соответствует возврату к Аррениусовскому поведению при температурах ниже  $T_B$

частиц в области промежуточного порядка, эффективная энергия активации должна измениться из-за пространственных корреляций. Также качественные изменения в поведении эффективной энергии активации должны иметь место, когда число “холодных” частиц становится сравнимым с числом частиц – ближайших соседей. Заметим, что реальное пространственное распределение “холодных” частиц будет, естественно, очень сложным, и данные рассуждения являются грубыми оценками. Если считать, что “холодная” частица может отдать 30–40% средней энергии (при температурах выше дебаевских  $E = 3kT$ ), то “горячая” частица получит энергию  $\sim 5T$  при  $N \approx 4-5$  (как раз число ближайших соседей для ковалентных стекол). Такая частица способна преодолеть барьер  $E_{act} \sim 5kT$ , который как раз соответствует фактору  $\exp(E_{act}/kT) \approx 10^2$ . Аналогично при  $N \approx 12-16$  (область нескольких координационных сфер), “горячая” частица получит энергию  $\sim 15-20kT$ . Для барьера, доступного такой частице, имеем  $\exp(E_{act}/T) \approx 10^6-10^8$ . Таким обра-

зом, оба “магических” значения времени релаксации вязкой жидкости при температурах  $T_A$  и  $T_B$  находят вполне правдоподобное объяснение при таком рассмотрении. При понижении температуры эффективная энергия активации начинает нарастать, когда число “холодных” частиц становится сравнимым с числом ближайших соседей (температура  $T_A$ ) и продолжает расти до тех пор, пока “холодные” частицы находятся в области структурных корреляций (вплоть до температуры  $T_B$ ). При увеличении числа “холодных” частиц, отдающих энергию “горячей”, доля переданной энергии от каждой частицы, очевидно, будет уменьшаться. Поэтому температуре  $T_B$  может соответствовать не 12–16 частиц, передающих 30–40% своей энергии, а, например, 25–35 частиц, отдающих в среднем 15–20% своей энергии. В любом случае, в рамках такого подхода отношение энергии барьера к температуре  $E_{act}/kT$  фактически задает необходимое число “холодных” частиц, вовлеченных в акт прыжка-бифуркации. Заметим, что модели стеклования, “стартовые” с жидкой фазы, не

в состоянии предсказать существование 2-х температур –  $T_A$  и  $T_B$ . Теория “случайных” фазовых переходов 1-го рода предсказывает температуру  $T_A$  и недостижимую виртуальную температуру перехода в “идеальное” стекло  $T_K$ , которая не имеет прямого отношения к экспериментальной температуре  $T_B$ .

Расходимость и бесконечные активационные барьеры, которые присущи подавляющему числу модных “теорий” стеклования, очевидно не соответствуют действительности [19–22] (см. рис. 4). Работа над

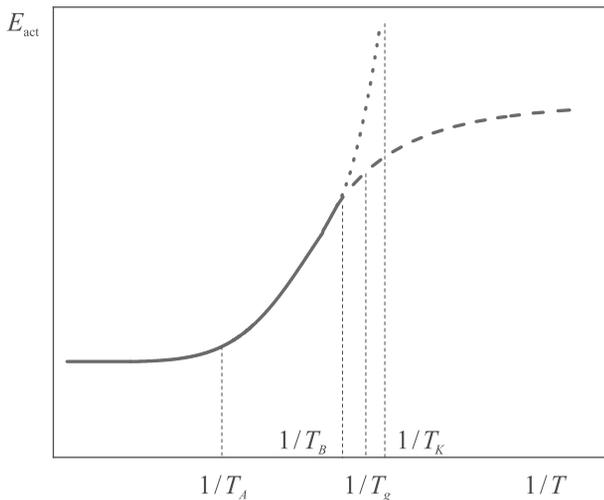


Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурная зависимость эффективной энергии активации для вязкости (времени релаксации) жидкости и стекла.  $T_A$  и  $T_B$  – температуры качественного изменения температурных зависимостей вязкости.  $T_g$  – экспериментальная температура стеклования,  $T_K$  – температура виртуального “термодинамического” перехода (например, температура Казмана), при которой время релаксации обращается в бесконечность. Пунктирной линией показано поведение энергии активации в рамках “термодинамических” моделей стеклования, штриховой линией показано реалистичное поведение при низких температурах

моделями стеклования ради самих моделей приобрела огромную инерцию. В результате игнорируются не только экспериментальные данные, но и известное всем явление самодиффузии в кристаллах, а также сам факт термализации твердых тел. В модельных системах типа спиновых стекол [4] бесконечные барьеры связаны с необходимостью одновременного переворота бесконечного числа спинов. В структурных стеклах, как и в кристаллах, энергия образования дефекта и энергия активации для прыжка одной частицы определяется лишь энергией взаимодействия с соседями и не требует вовлечения в процесс макроскопического числа частиц. В результате все барьеры остаются конечными, в том числе и в

термодинамическом пределе. Известно, что для модели спиновых стекол с “вмороженным” беспорядком неупорядоченное состояние является основным по энергии. Реальные экспериментальные системы, демонстрирующие спин-стеклоное поведение, такие как разбавленные твердые растворы магнитных переходных металлов в благородных металлах, конечно же, не соответствуют основному состоянию и являются метастабильными. Беспорядок в них не является “вмороженным”, поскольку за астрономические времена магнитные атомы за счет диффузии сегрегируются, образуя вкрапления упорядоченных интерметаллидов, и состояние спинового стекла исчезнет. Заметим, что, как и для структурных стекол, все имеющиеся экспериментальные данные по спиновым стеклам можно полностью объяснить, не прибегая к предположению о существовании конечной температуры спин-стеклоного перехода [23].

Как говорилось выше, время установления локального распределения Гиббса в импульсном пространстве для твердых тел составляет наносекунды. При этом области с характерным размером 10 нм становятся термализованными. После контакта с термостатом в стекле за счет температуропроводности термализация распространяется на весь образец (для миллиметровых размеров – за секунды). Однако при температурах, существенно ниже температуры стеклования, за экспериментальные времена релаксационные процессы (прыжки всех частиц) не успевают происходить. Время установления эргодичности (“заметания” координатной части фазового пространства) при температуре стеклования составляет 10–100 с (фактически на основании этого времени релаксации и определяется сама температура стеклования). На астрономических масштабах времен стекла являются вполне эргодическими системами (если за эти времена не произошла кристаллизация). В стеклах, в отличие от кристаллов, прыжки происходят во все возможные области пространства (поскольку стекло – топологически неупорядоченная система), так что стекло при ненулевой температуре с точки зрения энтропии на бесконечных временах является жидкостью (частицы при движении “заметают” всю координатную часть фазового пространства). Процессы релаксации в стеклах при температурах ниже стеклования приводят к кардинальным изменениям их энтропии (см. рис. 5). В результате стекла при низких температурах являются термализованными системами с “работающим” локальным распределением Гиббса в импульсном пространстве и равновесной температурой. Однако за экспериментальные времена полная эргодичность в стеклах, как пра-

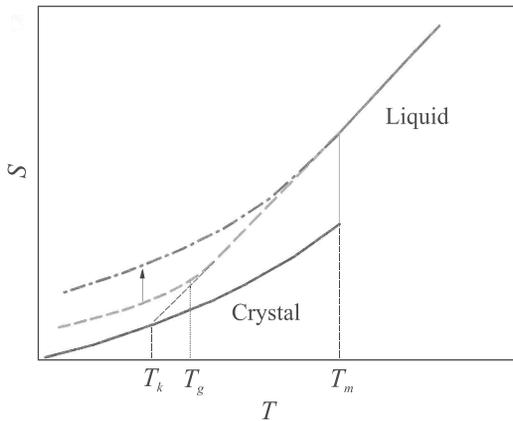


Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурная зависимость энтропии  $S$ .  $T_m$  – температура плавления,  $T_K$  – виртуальная температура Каузмана,  $T_g$  – температура стеклования, соответствующая излому температурной зависимости энтропии на малых экспериментальных временах. На астрономически больших временах переохлажденная жидкость ниже  $T_g$  является эргодичной с соответствующим приростом энтропии (указано стрелкой)

вило, не достигается. На масштабе астрономически больших времен стекла можно рассматривать просто как переохлажденные жидкости – они являются и термализованными и эргодическими. Напомним, что стекла, как и переохлажденные жидкости, являются метастабильными системами, и термодинамику к ним можно применять лишь с оговорками [24].

Таким образом, анализ процесса перехода стекло–жидкость, рассматривающий диффузию в низкотемпературной твердой фазе, свидетельствует в пользу кинетических теорий стеклования. Термализация стекла и наличие у него равновесной температуры автоматически означает существование на “хвосте” Гиббсовского распределения “горячих” частиц (атомов или молекул) со сколь угодно большой энергией, достаточной для диффузионных прыжков при любых конечных температурах. Активационные барьеры для прыжков остаются конечными и определяются межчастичным взаимодействием. Модель размягчения стекол за счет активационных прыжков позволяет объяснить существование экспериментально наблюдаемых температур изменения поведения эффективной энергии активации  $T_A$  и  $T_B$ . Заметим, что при таком рассмотрении мы пренебрегли возможным влиянием диффузионных прыжков друг на друга. Ранее нами было показано, что учет возбуждения сдвиговых волн при прыжках “горячих” частиц может формально приводить к дополнительному росту активационного барьера, причем этот рост логарифмически слабо зависит от размеров образца [25].

В любом случае, для реальных стекол активационные барьеры для прыжков остаются конечными и стекло (как и кристалл!) течет при любой сколь угодно низкой температуре.

Автор благодарен К. Траченко, В. Н. Рыжову и Н. В. Суровцеву за полезные обсуждения; И. В. Данилову и П. В. Энковичу – за помощь в оформлении статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (19-12-00111).

1. Т. В. Тропин, Ю. В. Шмельцер, В. Л. Аксенов, УФН **186**, 47 (2016).
2. Д. С. Сандитов, М. И. Ожован, УФН **189**, 113 (2019).
3. G. Parisi, P. Urbani, and F. Zamponi, *Theory of Simple Glasses*, Cambridge University Press, Cambridge (2020).
4. В. С. Доценко, УФН **163**(6), 1 (1993).
5. В. Гетце, *Фазовые переходы жидкость–стекло*, Наука, М. (1992).
6. H. Osada, *Probab. Theory Relat. Fields* **112**, 53 (1998).
7. K. S. Schweizer and E. J. Saltzman, *J. Chem. Phys.* **119**, 1181 (2003).
8. T. R. Kirkpatrick, D. Thirumalai, and P. G. Wolynes, *Phys. Rev. A* **40**, 1045 (1989).
9. A. Wisitorasak and P. G. Wolynes, *J. Phys. Chem. B* **118**, 7835 (2014).
10. J. Khouri and G. P. Johari, *J. Chem. Phys.* **138**, 2013 (2013).
11. J. C. Mauro, Y. Yue, A. J. Ellison, P. K. Gupta, and D. C. Allan, *PNAS* **106**, 19780 (2009).
12. Г. М. Заславский, *Стохастичность динамических систем*, Наука, М. (1985).
13. А. М. Косевич, А. С. Ковалев, *Введение в нелинейную физическую механику*, Наук. Думка, Киев (1989).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Статистическая физика*, Наука, М. (1976).
15. В. Е. Захаров, Р. В. Шамин, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 68 (2012).
16. В. П. Рубан, *ЖЭТФ* **147**, 1068 (2015).
17. V. A. Popova and N. Surovtsev, *Phys. Rev. E* **90**, 032308 (2014).
18. N. Surovtsev, S. V. Adichtchev, and V. K. Malinovsky, *Phys. Rev. E* **76**, 031502 (2007).
19. M. Ronald, *Soft Matter* **4**, 2316 (2008).
20. V. N. Novikov and A. P. Sokolov, *Phys. Rev. E* **92**, 062304 (2015).
21. F. Stickel, E. W. Fischer, and R. Richet, *J. Chem. Phys.* **104**, 2043 (1996).
22. S. Hansen, F. Stickel, R. Richet, and E. W. Fischer, *J. Chem. Phys.* **108**, 6408 (1998).
23. K. Trachenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **23**, 366003 (2011).
24. В. В. Бражкин, УФН **176**, 745 (2006).
25. K. Trachenko and V. V. Brazhkin, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 425104 (2009).



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**П И С Ь М А**  
**В**  
**ЖУРНАЛ**  
**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

**том 112**

Выпуск 12

25 декабря 2020

*Журнал издается под руководством  
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора  
Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

Web-страница <http://www.jetpletters.ac.ru>

**Интернет-версия английского издания**  
**<http://www.springerlink.com/content/1090-6487>**

---

© Российская академия наук, 2020

© Редколлегия журнала “Письма в ЖЭТФ” (составитель), 2020



# Carpet–2 search for gamma rays above 100 TeV in coincidence with HAWC and IceCube alerts<sup>1)</sup>

*D. D. Dzhappuev*<sup>+</sup>, *Yu. Z. Afashokov*<sup>+</sup>, *I. M. Dzaparova*<sup>+\*</sup>, *E. A. Gorbacheva*<sup>+</sup>, *I. S. Karpikov*<sup>+</sup>, *M. M. Khadzhiev*<sup>+</sup>,  
*N. F. Klimenko*<sup>+</sup>, *A. U. Kudzhaev*<sup>+</sup>, *A. N. Kurennya*<sup>+</sup>, *A. S. Lidvansky*<sup>+</sup>, *O. I. Mikhailova*<sup>+</sup>, *V. B. Petkov*<sup>+\*</sup>,  
*V. S. Romanenko*<sup>+</sup>, *G. I. Rubtsov*<sup>+</sup>, *S. V. Troitsky*<sup>+ 2)</sup>, *I. B. Unatlov*<sup>+</sup>, *A. F. Yanin*<sup>+</sup>, *Ya. V. Zhezher*<sup>+</sup>,  
*K. V. Zhuravleva*<sup>+</sup>

<sup>+</sup>*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, 117312 Moscow, Russia*

<sup>\*</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, 119017 Moscow, Russia*

Submitted 4 November 2020  
 Resubmitted 11 November 2020  
 Accepted 12 November 2020

DOI: 10.31857/S1234567820240015

Important multimessenger observations became possible thanks to alerts distributed by gravitational-wave, neutrino and conventional astronomical observatories to the worldwide community of observers. Up to now, in the electromagnetic channel, these alerts have been followed up at the energies up to  $\sim 100$  TeV, above which the sensitivity of the highest-energy participating observatory, HAWC, fades, while higher energies have been accessible only for the neutrino and cosmic-ray channels. The purpose of the present paper is to push further this high-energy limit for the photon channel and to report the results of the first ever multimessenger alert follow-up in the 100 TeV to several PeV gamma-ray band.

This energy band is especially important for high-energy neutrino alerts because it is precisely the range where the estimated neutrino energies fall to. The origin of these astrophysical neutrinos remains uncertain. In the dominant part of the scenarios of the astrophysical production of high-energy neutrinos, they are born in  $\pi^\pm$ -meson decays, while the decays of  $\pi^0$  mesons result in the accompanying gamma rays of similar energies. The  $\sim (100 \dots 1000)$  TeV photons efficiently produce  $e^\pm$  pairs on the cosmic microwave background, so the mean free path of these photons does not exceed the size of the Milky Way. Therefore, photons of these energies can reach us only from Galactic sources.

IceCube issues public alerts corresponding to detections of individual muon-track events passing certain criteria since 2017. Most of the alert events have estimated energies between 100 TeV and 1 PeV. The cri-

teria are chosen to maximize the probability that the event is of astrophysical origin. Still, many of them are background atmospheric events. Another window into sub-PeV astrophysics is provided by observations of gamma rays at slightly lower energies in the TeV range. In parallel with pointing observations by atmospheric Cherenkov telescopes, air-shower installations monitor the sky continuously. In particular, HAWC has recently started to issue various public alerts when a significant point-like signal is observed during one daily passage of the “flare” direction through the HAWC field of view. These alerts are of particular interest because the energies are very close to the band we study here, and a discovery of a flaring Galactic source in this energy range would have important astrophysical consequences.

We report here on the results of 2.5 years of following up the HAWC and IceCube alerts with Carpet–2. The search is based on the set of photon candidate events which are selected as muon-poor air showers. The photon detection efficiency and the angular resolution were determined by the Monte-Carlo simulations. Here, we extend the analysis down to 100 TeV energies because the combined directional and temporal selection reduces efficiently the hadronic background, which otherwise is the main problem in the search for gamma rays with Carpet–2 below 300 TeV. Photon candidate events are selected by their reconstructed number of charged particles,  $N_e > 10^{4.2251} (10^{4.6372})$  for  $E > 100$  (300) TeV, and the number of muons in the 175 m<sup>2</sup> muon detector,  $n_\mu$ . It was found optimal to consider only muonless events,  $n_\mu = 0$ , for these energies, though at higher energies the cut was determined in terms of the ratio  $n_\mu/N_e$ . For  $E > 100$  (300) TeV photon candidate samples, the number of events is 1021 (598) and the efficiency of the gamma-ray selection cuts is 0.995 (0.509). These can-

<sup>1)</sup>Supplementary materials are available for this article at DOI: 10.1134/S0021364020240029 and are accessible for authorized users.

<sup>2)</sup>e-mail: st@ms2.inr.ac.ru

didates were selected from 52791 air showers, recorded between April 8, 2018, and October 26, 2020 (675 live days), successfully reconstructed and passing the quality cuts.

Carpet-2 dataset consists of events being observed with zenith angles up to  $40^\circ$ , but the efficiency decreases fastly for inclined showers. We select the alerts with declinations between  $+5^\circ$  and  $+76^\circ$  so that the maximal elevation corresponds to a zenith angle not exceeding  $35^\circ$ . In addition, we drop the events arrived at the days when our data were not recorded because of maintenance. In this way we arrive to the list of 9 HAWC alerts and 22 IceCube alerts.

Most of the alert directions, however, were outside the Carpet-2 field of view at the moment of the event, but they passed through the field of view during the day. We therefore determine time windows of 24 h and of 30 days, centered at the event moment, to search for coinciding gamma-ray candidates. The angular window was set to the 90% CL angular resolution, which at these energies is about  $6.15^\circ$ . The expected number of candidate events was calculated by randomizing arrival times of photon candidates in the sample.

For each particular alert we determined the expected and observed numbers of the events, the estimated flux within the selected time window and the fluence. No significant excess of photon candidates was found, and we present 95% CL upper limits on the flux and fluence. These limits vary strongly from one alert to another because of the strong dependence of the reconstruction efficiency for photons on the zenith angle. In all cases we are close to the “zero signal, zero background” regime which motivates us to use stacking to improve sensitivity, and stacked results for all HAWC alerts and all IceCube alerts are also obtained.

A weak, two-sigma excess, 8 events observed for 4.25 expected, is found at  $E > 100$  TeV for stacked IceCube events, dominated by the 200911A alert. This excess is consistent with expected fluctuations, given multiple trials.

Directions of two IceCube events, 190331A and 191215A, were in the Carpet-2 field of view at the moment of neutrino arrivals, which allows us to estimate directly their fluence assuming a fast flare. We use the time window of 1000 s for these two alerts. For good viewing conditions, that is small zenith angles, the effective area of Carpet-2 in the configuration used for the photon search in the present analysis is of the same order as the effective area of IceCube for neutrinos of similar energies, see Fig. 1. Therefore, the fluence upper

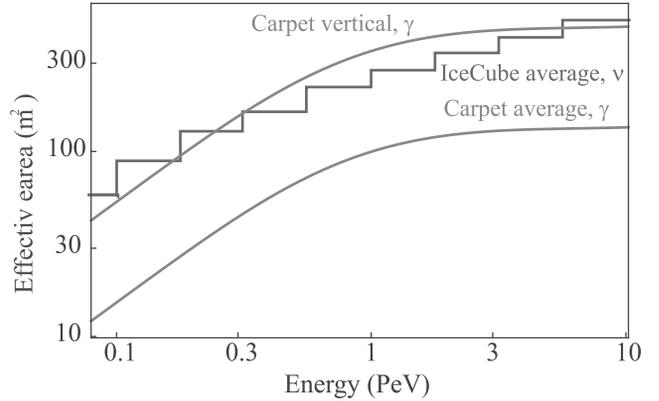


Fig. 1. (Color online) Comparison of effective areas of Carpet-2 (red continuous lines, photon detection, present analysis) and IceCube (blue step line, neutrino detection, muon tracks, average over the Northern hemisphere). For Carpet-2, the full line gives the average over the field of view while the dashed line corresponds to vertical events

limits of order  $\lesssim 1$  GeV/cm<sup>2</sup> start to constrain the origin of neutrinos in fast flares of Galactic sources. Assuming flares longer than a few hours, we obtain less constraining limits because the arrival direction of the alert event leaves the field of view of Carpet-2. All HAWC alerts happen outside of the Carpet-2 field of view because of the difference in geographical longitudes of the two installations.

The program of multimessenger observations with Carpet-2 continues. Besides HAWC and IceCube alerts, it includes also LIGO/VIRGO alerts and low-energy neutrino burst alerts from the Baksan Underground Scintillator Telescope. Soon, when Baikal-GVD high-energy neutrino alerts become available, they will join the list. At the same time, the upgrade of the installation to Carpet-3 is ongoing with an order of magnitude increase in the collection area and more than a twofold increase in the area of the muon detector. This will allow to reach the sensitivity in the sub-PeV gamma rays at the level of the corresponding neutrino sensitivity of IceCube not only for short flares, but also for long-term observations and for the diffuse flux.

This work is supported in the framework of the State project “Science” by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation under the contract 075-15-2020-778.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020240029

# Numerical simulation of collinear capillary-wave turbulence

*E. Kochurin<sup>+1)</sup>, G. Ricard\*, N. Zubarev<sup>+×</sup>, E. Falcon\**

<sup>+</sup>*Institute of Electrophysics, Ural Division, Russian Academy of Sciences, 620016 Ekaterinburg, Russia*

<sup>\*</sup>*Université de Paris, Univ. Paris Diderot, MSC Laboratory, UMR 7057 CNRS, F-75 013 Paris, France*

<sup>×</sup>*P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia*

Submitted 28 October 2020  
Resubmitted 28 October 2020  
Accepted 9 November 2020

DOI: 10.31857/S1234567820240027

We report on direct numerical simulation of quasi-one-dimensional bidirectional capillary-wave turbulence. Although nontrivial three-wave and four-wave resonant interactions are absent in this peculiar geometry, we show that an energy transfer between scales still occurs concentrated around the linear dispersion relation that is broadened by nonlinearity. The wave spectrum displays a clear wave number power-law scaling that is found to be in good agreement with the dimensionally prediction for capillary-wave turbulence involving four-wave interactions. The carried out high-order correlation analysis (bicoherence and tricoherence) confirms quantitatively the dominant role of four-wave quasi-resonant interactions. The Kolmogorov–Zakharov’s (KZ) spectrum constant is also estimated numerically. We interpret our results as the first numerical observation of anisotropic capillary-wave turbulence in which four-wave interactions play a dominant role.

Let us now rewrite the wave-elevation spectrum prediction of weak turbulence obtained by dimensional analysis following [1]. Introduce the wave elevation power spectrum as  $S(k) = |\eta_k|^2$ , where  $\eta_k$  is the spatial Fourier transform of the wave elevation  $\eta(x)$  at the location  $x$ . Assuming that the leading order process is three-wave interaction, we obtain the prediction of the anisotropic (quasi-1D) capillary-wave turbulence spectrum

$$S(k) = C_{1D}^{3w} P^{1/2} \left( \frac{\sigma}{\rho} \right)^{-3/4} k^{-15/4}, \quad (1)$$

$$S(\omega) = \frac{2}{3} C_{1D}^{3w} P^{1/2} \left( \frac{\sigma}{\rho} \right)^{1/6} \omega^{-17/6}, \quad (2)$$

where  $C_{1D}^{3w}$  is the KZ constant,  $P$  is the energy dissipation rate,  $\sigma$  is the surface tension,  $\rho$  is the mass density

of the fluid, and  $\omega$  is the angular frequency. Equation (2) being obtained from (1) with  $S(k)dk = S(\omega)d\omega$ . The expressions (1) and (2) are similar to the well known Zakharov–Filonenko spectrum of isotropic capillary wave turbulence [2]. Equations (1)–(2) are obtained under the assumption of the dominant influence of three-wave interactions.

At the next order (four-wave interactions), the anisotropic capillary-wave turbulence spectrum reads

$$S(k) = C_{1D}^{4w} P^{1/3} \left( \frac{\sigma}{\rho} \right)^{-1/2} k^{-7/2}, \quad (3)$$

$$S(\omega) = \frac{2}{3} C_{1D}^{4w} P^{1/3} \left( \frac{\sigma}{\rho} \right)^{1/3} \omega^{-8/3}. \quad (4)$$

Note that the predictions of (3)–(4) involving four-wave interactions differ from the ones of (1)–(2) obtained for the three-wave system. The difference in the  $k$ -power-law exponent is roughly 7%:  $-15/4 = -3.75$  (three-wave system) vs.  $-7/2 = -3.5$  (four-wave system). The aim of this work is to perform direct numerical simulation of anisotropic capillary-wave turbulence with high accuracy.

The numerical model used in the present work is based on the cubic nonlinear equations of the boundary motion. The numerical integration scheme for the solution of the governing equations in time is based on the fourth-order explicit Runge–Kutta method. The spatial derivatives and integral operators are calculated using the pseudo-spectral methods. The numerical simulation results indeed show that a capillary-wave turbulence regime is observed in the peculiar 1D bidirectional geometry, once a high enough level of pumping is reached.

Figure 1 shows the time-averaged spatial-power spectrum  $S(k)$  of the wave height  $\eta(x, t)$  in the stationary state. A clear power-law scaling is observed on more than one decade in  $k$ . The best fit is  $S(k) \sim k^{-3.5 \pm 0.1}$  which is closer to the prediction of (3) than to the

<sup>1)</sup>e-mail: kochurin@iep.uran.ru

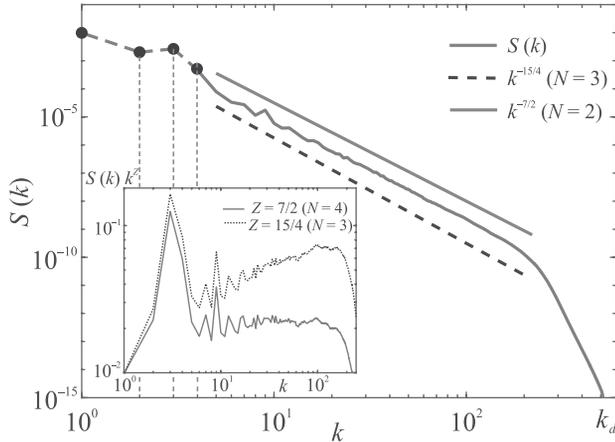


Fig. 1. (Color online) Time-averaged spatial spectrum  $S(k)$  of wave elevation in the quasi-stationary state. Black bullets correspond to the harmonics pumped. Solid line corresponds to (3), dashed line to (1). Inset: compensated spectra  $S(k)k^{15/4}$  and  $S(k)k^{7/2}$  vs.  $k$

one of (1). The compensated spectra are shown in the inset of Fig. 1. Indeed, the wave turbulence spectrum  $S(k)$  is better approximated by  $k^{-7/2}$  than by  $k^{-15/4}$  within the inertial range  $5 < k < 180$ . Thus, our direct numerical simulations suggest that four-wave quasi-

resonant interactions are involved for 1D capillary-wave turbulence. We hope that our study will trigger future investigations, notably to better understand the large-scale dynamics (larger than the forcing scale) of collinear wave turbulence such as the inverse cascade or the statistical equilibrium.

The work of E. Kochurin on the dimensional analysis of turbulence spectra is supported by Russian Science Foundation project # 19-71-00003. E. Falcon thanks partial support of the French National Research Agency (ANR Dysturb, project # ANR-17-CE30-0004), and of the Simons Foundation/MPS # 651463-Wave Turbulence notably for the mission of E. Kochurin in Paris, France. Software tool development for numerical simulation was partially supported by Russian Foundation for Basic Research, project # 20-38-70022.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020240030

1. C. Connaughton, S. Nazarenko, and A.C. Newell, *Physica D* **184**, 86 (2003).
2. V.E. Zakharov and N.N. Filonenko, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **8**, 37 (1967).

# Атомно-подобные незанятые состояния GaAs

В. М. Микушкин<sup>1)</sup>

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 28 октября 2020 г.

После переработки 3 ноября 2020 г.

Принята к публикации 6 ноября 2020 г.

Методом характеристических потерь энергии электронов на отражение исследован спектр возбуждений GaAs. Помимо доминирующих коллективных возбуждений, в спектре обнаружена серия одноэлектронных переходов основного Ga3d электрона в неизвестные ранее незанятые состояния, расположенные выше уровня Ферми, соответственно, на 1.25, 3.7 и 6.8 эВ. Показано, что обнаруженные состояния возникают вблизи ионного остова Ga вследствие увеличения его эффективного заряда при возбуждении. Эквидистантность обнаруженных электронных уровней позволяет описать их моделью субнанометровой шаровой квантовой точки. Показано, что один из каналов распада обнаруженных состояний сопровождается испусканием ультрафиолетового излучения.

DOI: 10.31857/S1234567820240039

В отличие от дискретных и узких электронных уровней изолированного атома электронная структура твердого тела характеризуется широким распределением плотности состояний валентных электронов. Тем не менее, понятие “атомно-подобное состояние” широко используется для описания электронного строения некоторых твердотельных объектов с пониженной размерностью, таких как квантовая точка (КТ), или искусственный атом [1–4]. Серия узких (менее 0.2 эВ) атомно-подобных состояний наблюдалась в квантовых ямах, сформированных на поверхности GaAs бомбардировкой ионами аргона [5, 6] и азота [6]. Подобие спектра валентных электронов атомному наблюдается не только в твердотельных структурах, но и в твердом теле с ионным типом химических связей. Электронная структура ионного кристалла напоминает структуру атома благодаря сильной локализации валентного электрона вблизи атома галогена, которая приводит к формированию относительно узкого максимума валентной зоны, напоминающего пик атомного спектра [7, 8]. В ковалентных кристаллах аналогичное атомное подобие электронной структуры не наблюдалось. Возможным исключением являются работы [9–11], в которых были обнаружены состояния, связанные с переходом электрона с внутреннего уровня Ga3d в незанятые состояния нитрида галлия [9, 10] и твердого раствора GaAsN [11]. Нерегулярные особенности, наблюдавшиеся в спектрах GaN [9, 10], были объяснены авторами малой дисперсией зон конечных со-

стояний. Однако в работе [11] в спектре энергетических потерь твердого раствора GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub> ( $x \sim 0.1$ ) была обнаружена серия относительно узких (по сравнению с шириной пиков валентной зоны) конечных состояний, которая объяснялась формированием атомно-подобных уровней в потенциальной яме ионного остова галлия. Достаточная глубина ямы связывалась с большой долей ионной составляющей связи Ga-N и с увеличением заряда ионного остова при возбуждении внутреннего электрона. Имеют ли особенности GaN ту же природу, что и в GaAsN, возможны ли аналогичные проявления в других полупроводниках и ковалентных кристаллах, оставалось неясным. В настоящей работе серия атомно-подобных незанятых состояний обнаружена в GaAs, являющемся одним из наиболее практически важных полупроводников быстродействующей электроники.

Исследовался нелегированный эпитаксиальный слой GaAs (100) толщиной  $\sim 100$  нм, идентичный использованному в работе [11]. Образец был выращен авторами работы [12] на пластине GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии в системе Intervac Gen II MBE при температуре 580 °С. Подробно технология описана в работе [12]. Настоящий эксперимент был выполнен на электронном спектрометре LHS-11 (Leybold AG) в условиях сверхвысокого вакуума ( $P \sim 2 \cdot 10^{-10}$  торр). Слой естественного оксида удалялся пучком ионов Ag<sup>+</sup> с энергией  $E_i = 2500$  эВ в единой вакуумной системе с аналитическим оборудованием так, что исследование проводилось на атомно-чистой поверхности сразу после ее пригото-

<sup>1)</sup>e-mail: V.Mikoushkin@mail.ioffe.ru

ления. Отсутствие в образце кислорода контролировалось по спектрам оже-электронов. Методом характеристических потерь энергии электронов (ХПЭЭ) “на отражение” измерялись спектры коллективных и одноэлектронных возбуждений. Диагностический пучок электронов с энергией  $E_e = 1500$  эВ падал на образец под углом  $45^\circ$ . Регистрировались электроны, рассеянные в нормальном направлении. Толщина ( $d$ ) анализируемого слоя, определяемая длиной свободного пробега [13] диагностических электронов в GaAs, при такой геометрии эксперимента составляла  $d \sim 1.3$  нм и была меньше толщины аморфизированного слоя ( $R_p = 3.6$  нм), оцененной с помощью программы TRIM 2013 [14]. Таким образом, исследовался однородный атомно-чистый аморфизированный слой GaAs. Ближний порядок структуры такого слоя тот же, что и у кристаллического GaAs, если судить по энергиям связи внутренних электронов [15].

На рисунке 1а приведен исходный ХПЭЭ спектр атомно-чистой поверхности GaAs. Наиболее интенсивный пик соответствует упруго-рассеянным электронам. Его центр взят за нуль шкалы потерь энергии электронов ( $\Delta E$ ). Ширина пика на половине высоты (FWHM) определяет энергетическое разрешение метода. В выполненном эксперименте она составляла FWHM  $\sim 1.1$  эВ. Менее интенсивные пики ( $\hbar\omega$ ,  $2\hbar\omega$ ,  $3\hbar\omega$ ) связаны с известным возбуждением коллективных колебаний валентных электронов или с возбуждением плазмонов: одного, двух и трех. Рисунок 1b демонстрирует тот же спектр после вычета вклада упруго рассеянных электронов и фона многократно рассеянных электронов, описываемого процедурой Ширли (Shirly) [15]. Этот спектр разложен на составляющие, соответствующие одно-, двух- и трехкратным плазмонным потерям. В спектре однократной потери наблюдаются интенсивные пики объемного ( $\hbar\omega_B$ ) и поверхностного плазмонов ( $\hbar\omega_S$ ). Наличие последнего является дополнительным свидетельством атомной чистоты поверхности. Скольнибудзь удовлетворительное разложение спектра на составляющие оказалось невозможным без вклада “Ga3d -  $\epsilon l$ ” (тонированный пик) с максимумом при  $\Delta E = 20.6$  эВ. На рисунке 1с этот вклад приведен в более узком интервале потерь, проявляющем его асимметрию, несвойственную плазмонным пикам. Тем не менее, для идентификации обнаруженного вклада необходимо исключить возможную связь этого пика с возбуждением двух плазмонов.

На рисунке 1с указаны потери, соответствующие маловероятному возбуждению двух поверхностных плазмонов ( $2\hbar\omega_S$ ), а также одного поверхностного и

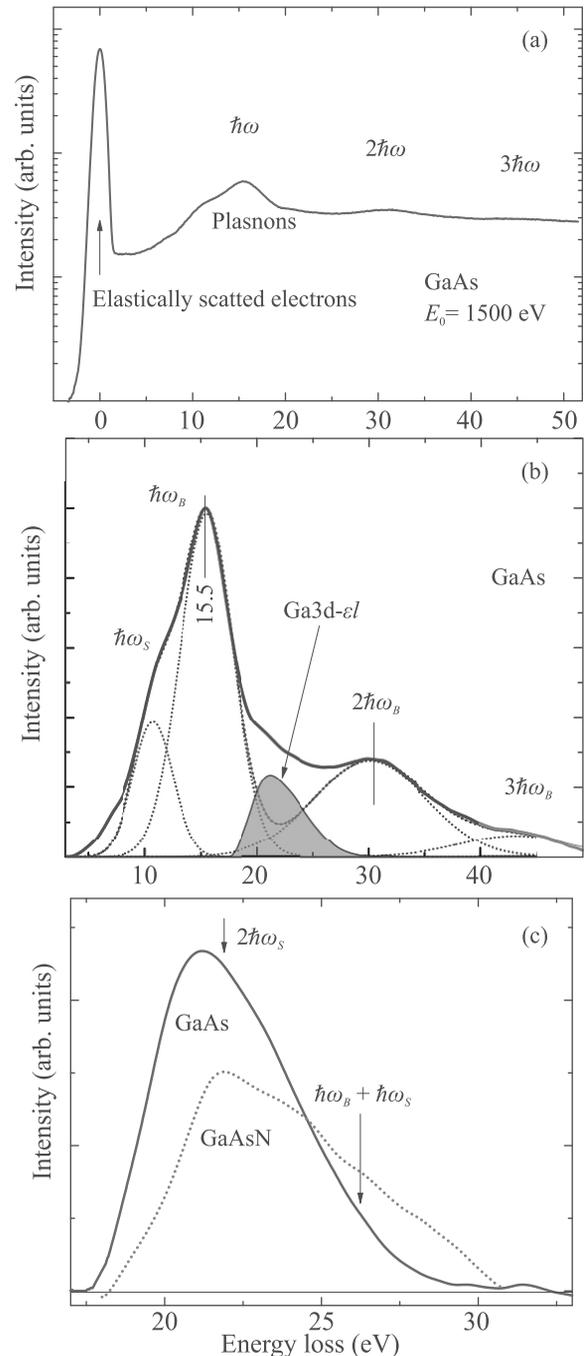


Рис. 1. (Цветной онлайн) ХПЭЭ в GaAs: (а) – Исходный обзорный спектр ХПЭЭ. (б) – ХПЭЭ спектр после вычета вклада упруго рассеянных электронов и фона многократно рассеянных электронов, а также разложения на составляющие, соответствующие плазмонным потерям и неплазмонному вкладу (тонированный пик). Последний связан с возбуждением основного электрона Ga3d в незанятые состояния  $\epsilon l$ . (с) – Спектры одноэлектронных возбуждений Ga3d -  $\epsilon l$  в GaAs (сплошная кривая) и в GaAsN (пунктирная кривая из работы [11])

одного объемного плазмона ( $\hbar\omega_B + \hbar\omega_S$ ), энергии которых попадают в область обнаруженного пика. Однако описать наблюдаемый пик двукратным возбуждением указанных плазмонов невозможно. Действительно, вероятность возбуждения двух плазмонов ( $2\hbar\omega_S$ ) должна быть значительно меньше (в 3–4 раза), чем одного ( $\hbar\omega_S$ ), как это видно из рис. 1b по соотношению интенсивностей объемных плазмонов. Интенсивность же анализируемого пика сопоставима с интенсивностью возбуждения одного поверхностного плазмона. Кроме того, вероятность возбуждения двух поверхностных плазмонов ( $2\hbar\omega_S$ ) не может превышать вероятность возбуждения поверхностного и объемного плазмонов ( $\hbar\omega_B + \hbar\omega_S$ ), вклад которого, как видно из рис. 1c, попадает в область малоинтенсивного хвоста. Поэтому можно сделать вывод о том, что наблюдаемый пик связан преимущественно с неплазмонными потерями. Низкоэнергетический край этого вклада совпадает с энергией связи Ga3d электрона, отсчитанной от уровня Ферми ( $E_B = 19.3\text{--}19.4\text{ эВ}$  [15, 16]). Положение максимума пика практически совпадает с суммой энергии связи  $E_B(\text{Ga3d})$  и ширины запрещенной зоны GaAs ( $E_B + E_g$ ). Таким образом, указанная потеря ( $\sim 21\text{ эВ}$ ) соответствует переходу Ga3d электрона в зону проводимости, а именно в окрестность ее дна, учитывая *p*-тип проводимости слоя GaAs, облученного ионами аргона [16]. Приведенная идентификация совпадает с идентификацией спектра неплазмонной потери в твердом растворе GaAsN [11], показанного для сравнения на рис. 1c (пунктирная кривая).

Асимметричный вид пика неплазмонной потери предполагает наличие в нем тонкой структуры. Для ее выявления данный участок спектра был дважды продифференцирован. На рисунке 2a показана производная спектра, приведенного в шкале энергий электронов в GaAs относительно уровня Ферми. Шкала рис. 2 получена из шкалы потерь энергии вычитанием энергии связи Ga3d электрона ( $\Delta E - E_B$ ). Дифференциальный спектр обнаруживает тонкую структуру из трех пиков с амплитудами, уменьшающимися при увеличении энергии. Их положение было использовано для разложения исходного спектра на составляющие. Результат разложения иллюстрируется рис. 2b. Энергии электронных переходов Ga3d –  $\epsilon l$  и энергии конечных состояний относительно уровня Ферми приведены в табл. 1. Учитывая известную работу выхода электрона в GaAs ( $e\varphi = 4.7\text{ эВ}$  [17]), следует отметить, что третье, наиболее высокое состояние серии (6.7 эВ), оказывается выше уровня вакуума.

**Таблица 1.** Энергии одноэлектронных переходов Ga3d –  $\epsilon l$  и незанятых состояний  $\epsilon l$  в GaAs

$N$	$\Delta E$ 3d – $\epsilon l$ эВ	$E_B$ (Ga3d) эВ	$\epsilon l$ rel. $E_F$ эВ	Конечное состояние
1	20.6	19.4	1.25	5 <i>p</i> , $E_1$
2	23.2	19.4	3.8	6 <i>p</i> , $E_2$
3	26.3	19.4	6.7	7 <i>p</i> , $E_3$

Энергетическую потерю (20.6 эВ), связанную с переходом в низшее (1.25 эВ) незанятое состояние можно объяснить с помощью зонной структуры GaAs, поскольку это состояние попадает в область точки  $\Gamma_1$ , из которой формируется дно зоны проводимости, характеризующееся высокой плотностью состояний. Для других пиков спектра потерь в зоне проводимости нет областей высокой плотности. Поэтому описать обнаруженные состояния исходя из чисто твердотельных представлений не удастся. Природу появления серии обнаруженных незанятых состояний можно объяснить исходя из представления о потенциальной яме, описываемой известным атомным эффективным потенциалом  $U_{\text{eff}}$  (1) для электрона с моментом  $l = 1$  вблизи ионного остова Ga с эффективным зарядом  $Z_{\text{eff}} = 1.25$ .

$$U_{\text{eff}} = -\frac{Ze^2}{r} \exp^{-\frac{r}{\beta}} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}. \quad (1)$$

Здесь  $r$  – радиус электронной орбиты,  $\beta$  – константа экранирования,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $m$  – масса электрона.

Потенциальная яма образуется в результате сложения первого (кулоновского) и второго (центробежного) членов. Зависимость эффективного потенциала от радиуса электронной орбиты с  $l = 1$  относительно ионного остова Ga с эффективным зарядом  $Z_{\text{eff}} = 1.25$  приведена на рис. 3. Часть этого заряда (0.25) связана с известной долей ионной связи в GaAs [18]. Эффективный заряд увеличивается на единицу в процессе одноэлектронного дипольного возбуждения Ga3d –  $\epsilon p$ . Глубина приведенной на рисунке ямы (7.5 эВ) достаточна для того, чтобы в ней смогли сформироваться уровни атома Ga 5*p*, 6*p*, 7*p*. Средний радиус орбиты электрона в нижнем состоянии Ga 5*p* не выходит за пределы первой координационной сферы Ga в GaAs и близок к ковалентному радиусу  $R(\text{Ga}) = 1.26\text{ \AA}$  [18]. Поэтому естественно предположить, что обнаруженные атомно-подобные состояния могут возникать в GaAs вблизи атома Ga. Переходы в состояния с  $l = 2$  и 3 невозможны из-за слишком малой глубины ямы соответствующего

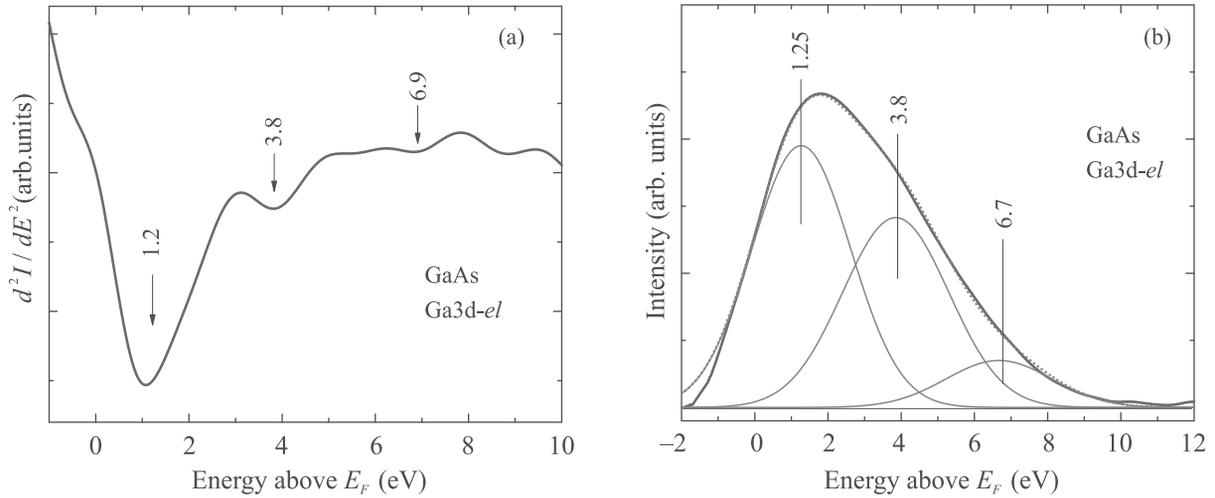


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры одноэлектронных возбуждений  $\text{Ga}3d - \epsilon l$  в GaAs: (a) – вторая производная исходного спектра; (b) – исходный спектр, разложенный на составляющие, соответствующие переходам в разные конечные состояния

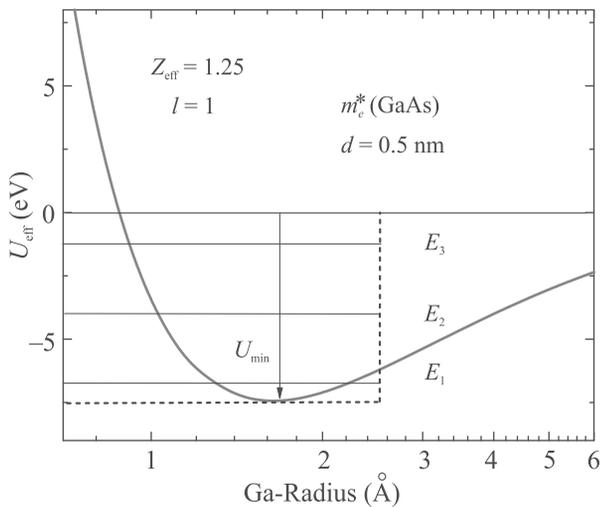


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эффективный потенциал (1) электрона с моментом  $l = 1$  вблизи ионного остова Ga с эффективным зарядом  $Z_{\text{eff}} = 1.25$ . Пунктиром обозначены границы КТ с размерами и глубиной, сопоставимыми с соответствующими параметрами атомной потенциальной ямы.  $E_{1,2,3}$  – серия уровней размерного квантования с интервалами  $E = E_2 - E_1 = E_3 - E_2 \sim \sim 2.7$  эВ, равными интервалам серии неплазмонных потерь энергии электронов из рис. 2b и табл. 1

потенциала и из-за слишком большого среднего радиуса орбиты, значительно превышающего размеры первой координационной сферы. (Кроме того, переход в  $l = 2$  монополюсный, поэтому в атоме обычно маловероятен.)

Обнаруженная серия уровней ( $5p$ ,  $6p$ ,  $7p$ , или  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$ ) обладает особенностью, свойственной КТ,

или искусственному атому, поскольку обнаруженные уровни эквидистантны с точностью до погрешности измерения:  $E = E_2 - E_1 = E_3 - E_2 = (2.7 \pm 0.2)$  эВ. Заметим, что таким же свойством обладает и аналогичная серия из четырех состояний в твердом растворе GaAsN [11]. Поэтому структуру незанятых состояний GaAs можно попытаться качественно описать моделью шаровой КТ с глубиной и радиусом потенциальной ямы, близкими к аналогичным параметрам атомного эффективного потенциала (1). Границы КТ отмечены на рис. 3 пунктирными линиями. Энергетический интервал между эквидистантными стационарными уровнями КТ определяется выражением [1–4]:

$$E = \hbar^2/2m^*d^2, \quad (2)$$

где  $d$  – характерный размер точки,  $m^*$  – эффективная масса электрона в точке. Используя полученный в эксперименте энергетический интервал  $E = 2.7$  эВ и эффективную массу, равную эффективной массе электрона в GaAs ( $m^* = 0.067m$ ), получаем диаметр КТ  $d = 0.5$  нм, отмеченный на рис. 3 ( $r = 2.5$  Å). Полученный размер КТ согласуется с размером орбит возбужденного электрона в атомном описании и на порядок меньше обычно исследуемых КТ, включающих множество атомов. Согласие с экспериментальными данными свидетельствует о применимости формализма КТ к твердотельным объектам атомных размеров. Отличием наблюдаемой КТ по сравнению с известными является ее исключительно малый размер, включающий всего один атом с небольшой частью пространства твердого тела, а также ее времен-

ный характер, определяемый временем релаксации возбуждения.

Возможный процесс возникновения и исчезновения временно возникающей КТ иллюстрируется рис. 4. На рисунке приведена структура зон и уров-

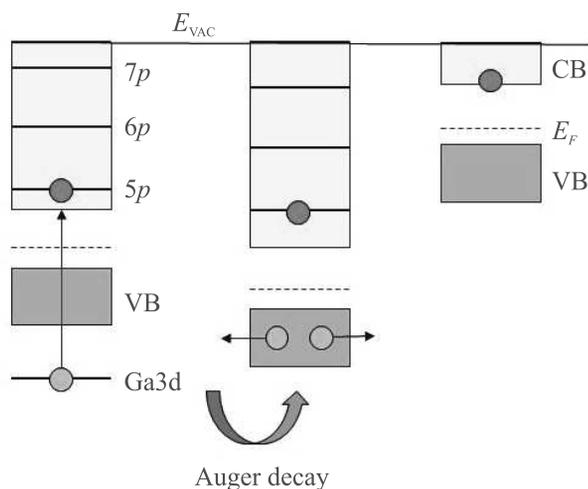


Рис. 4. (Цветной онлайн) Диаграмма электронной структуры GaAs вблизи атома Ga, иллюстрирующая процесс возбуждения остова Ga3d в незанятые атомно-подобные состояния и конечное состояние системы после заполнения внутренней вакансии

ней вблизи возбуждаемого атома Ga. В процессе возбуждения Ga3d –  $\epsilon p$ , сопровождающегося перемещением внутреннего электрона на периферию атома, потенциал вблизи остова атома Ga увеличивается примерно на единицу. Внутренняя 3d – вакансия быстро ( $\sim 10^{-13}$ – $10^{-14}$  с [15]) распадается в результате оже-процесса преимущественно на две вакансии (“4p”) в валентной зоне при сохранении возбужденного электрона в качестве “наблюдателя”. При этом потенциал вблизи остова увеличивается еще на единицу. “Горячий” возбужденный электрон ( $E_2, E_3$ ) термализуется вследствие электрон-фононного взаимодействия. Однако существует вероятность электрон-дырочной рекомбинации с испусканием не только мягкого ( $h\nu \sim E_1$ ), но и жесткого кванта света с энергией  $h\nu \sim E_2, E_3$ . Эта вероятность обеспечивается сильной локализацией электрона и дырок вблизи остова Ga, их кулоновским притяжением и относительно малой скоростью термализации “горячего электрона” вследствие большей дискретности электронной структуры зоны вблизи ионного остова Ga. Далее кулоновское расталкивание дырок переводит систему в конечное состояние, в котором термализованный электрон локализуется на дне зоны проводи-

мости вблизи остова. В случае относительно быстрого расталкивания двух “4p” дырок электрон с энергией  $E_3$  оказывается выше уровня вакуума, открывая новый канал электронной эмиссии под действием ударяющих электронов.

Таким образом, в спектре возбуждений широко распространенного полупроводника GaAs обнаружены новые атомно-подобные электронные состояния, локализованные вблизи атома Ga. Установлено, что эти состояния представляют собой серию эквидистантных незанятых уровней, расположенных выше уровня Ферми, соответственно, на 1.25, 3.7 и 6.8 эВ. Причиной возникновения обнаруженных состояний является наличие значительной ионной составляющей химической связи Ga–As и увеличение эффективного заряда ионного остова Ga при возбуждении до величины  $Z_{\text{eff}} = 1.25$ , в результате чего образуется глубокая потенциальная яма. Показано, что обнаруженные эквидистантные состояния описываются моделью шаровой КТ диаметром  $d = 0.5$  нм с эффективной массой электрона, равной эффективной массе электрона в GaAs. Возможная прикладная перспектива обнаруженных состояний связана с тем, что один из каналов их распада приводит к испусканию ультрафиолетового излучения с энергией квантов  $\sim 4$  и  $\sim 7$  эВ.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект # 17-19-01200-П).

1. A. P. Alivisatos, *Science* **271**, 933 (1996).
2. M. A. Kastner, *Phys. Today* **46**, 24 (1993).
3. R. C. Ashoori, *Nature* **379**, 413 (1996).
4. U. Banin, Y. W. Cao, D. Katz, and O. Millo, *Nature* **400**, 542 (1999).
5. В. М. Микушкин, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 248 (2018).
6. V. M. Mikoushkin, *Semiconductors* **52**, 2061 (2018).
7. I. T. McGovern, K. D. Childs, H. M. Clearfields, and R. H. Williams, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **14**, L243 (1981).
8. R. J. Radwanski and Z. Ropka, *Acta Physica* **2**, 1 (2007).
9. V. J. Keast, A. J. Scott, M. J. Kappers, C. T. Foxon, and C. J. Humphreys, *Phys. Rev. B* **66**, 125319 (2002).
10. A. M. Sánchez, M. Gass, A. J. Papworth, P. J. Goodhew, and P. Ruterana, *Phys. Rev. B* **70**, 035325 (2004).
11. V. M. Mikoushkin, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **354**, 100 (2015).
12. A. E. Zhukov, E. S. Semenova, V. M. Ustinov, and E. R. Weber, *Technical Physics* **46**, 1265 (2001).
13. S. Tanuma, V. J. Powell, and D. R. Penn, *Surf. Interface Anal.* **17**, 927 (1991).
14. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, *SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter*, SRIM Company, Chester, Maryland (2008).

- 
15. D. Briggs and M.P. Seah, *Practical Surface Analysis by Auger and X-Ray Photoelectron Spectroscopy*, John Wiley & Sons, N.Y. (1983).
16. V.M. Mikoushkin, V.V. Bryzgalov, S.Yu. Nikonov, A.P. Solonitsyna, and D.E. Marchenko, *EPL* **122**, 27002 (2018).
17. D. Haneman, *J. Phys. Chem. Solids* **11**, 205 (1959).
18. R. T. Sanderson, *J. Am. Chem. Soc.* **105**, 2259 (1983).

## Энергетический спектр электронов глубоких примесных центров в широкозонных полупроводниках мезоскопических размеров

Г. Г. Зегря<sup>1)</sup>, Д. М. Самосват, А. Я. Вуль

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 ноября 2020 г.

После переработки 5 ноября 2020 г.

Принята к публикации 6 ноября 2020 г.

В статье теоретически рассмотрен энергетический спектр глубоких примесных центров в широкозонных полупроводниках ( $E_g > 2$  эВ) мезоскопических размеров  $R$  ( $R \gg \lambda_D$ , где  $\lambda_D$  – длина волны де Бройля), при которых спектр свободных (несвязанных) носителей заряда не квантуется, но существенно влияние поверхности на физические процессы, происходящие в объеме. Показано, что энергия связи электрона на примесном центре, вблизи поверхности кристалла, стремится к нулю; при этом волновая функция электрона примесного центра, расположенного в приповерхностной области делокализована, т.е. энергия примесного электрона попадает в зону проводимости. Обсуждается возможное влияние такого энергетического перекрытия на эффекты, наблюдаемые в широкозонных полупроводниках мезоскопических размеров.

DOI: 10.31857/S1234567820240040

За последние десятилетия достигнут существенный прогресс в изготовлении образцов микронных и субмикронных размеров. Был открыт целый ряд новых физических эффектов, отсутствующих в макроскопических телах [1–3]. В конденсированных средах на масштабах, промежуточных между макроскопическими и нанометровыми размерами, так называемых мезоскопических средах, можно наблюдать ряд новых интересных эффектов. В таких средах, когда размер системы много больше длины волны де Бройля, спектр носителей заряда не квантуется, но процессы, происходящие в твердых телах, чувствительны к наличию границ раздела и их уже нельзя описывать в рамках макроскопической физики. Как будет показано далее, в полупроводниковых структурах мезоскопических размеров, граница раздела может существенно влиять на физические процессы и быть ответственной за новые эффекты, отсутствующие в макроскопических полупроводниках [2, 3].

В этой связи обращает на себя особое внимание исследование энергетического спектра глубоких примесных центров и дефектов в широкозонных полупроводниках мезоскопических размеров. Так, например, в [1] экспериментально и теоретически рассмотрено влияние глубоких примесных центров и дефектов на спектр поглощения и пропускания в видимой и ИК-области спектра для целого ряда широкозонных полупроводников и диэлектриков:  $\text{NiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgO}$ ,

$\text{BaO}$ ,  $\text{MgF}_2$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{CaCO}_3$  и  $\text{BN}$ . Обнаружено, что в этих материалах нанометровых размеров возникает низкопороговая оптическая нелинейность, при этом особенности нелинейного поглощения длинноволнового излучения авторы связывают с поглощением излучения дефектами вблизи границы раздела, тогда как поглощение в объеме частицы пренебрежимо мало. Это означает, что энергетический спектр глубоких дефектов испытывает существенное изменение вблизи границы [4].

Ключевой проблемой светодиодов на основе системы  $\text{InGaN}/\text{GaN}$  (ширина запрещенной зоны изменяется в пределах от 2.0 до 3.5 эВ, в зависимости от содержания  $\text{In}$ ), является уменьшение внутренней квантовой эффективности при увеличении тока накачки и концентрации инжектированных носителей заряда [5]. Однако до сих пор однозначно не определен механизм, ответственный за уменьшение внутренней квантовой эффективности светодиодов  $\text{InGaN}/\text{GaN}$  с ростом тока инжекции [6–8]. Неоднократно было доказано экспериментально, что структуры с большим количеством глубоких центров характеризуются более низким значением внешней квантовой эффективности [9–12]. В работе [13], посвященной исследованию влияния глубоких центров на квантовую эффективность светодиодов, показано, что при увеличении содержания индия, квантовая эффективность убывает с ростом накачки.

В статье представлены результаты аналитических расчетов спектра глубоких примесных центров

<sup>1)</sup>e-mail: zegrya@theory.ioffe.ru

в полупроводниковой частице мезоскопических размеров. Будет рассмотрено влияние резкой границы раздела на положение и ширину энергетического спектра глубоких центров в широкозонных полупроводниках в зависимости от размера. Будет показано, что волновая функция электрона примесного центра, расположенного в приповерхностной области мезоскопического полупроводника, делокализована. В результате энергия электрона примесного центра попадает в разрешенную зону и электрон может свободно перемещаться по кристаллу.

Рассмотрим полупроводниковый кристалл мезоскопических размеров и сферической формы (рис. 1). Будем считать, радиус кристалла много больше длины волны де Бройля электрона, так что спектр носителей заряда не квантуется.

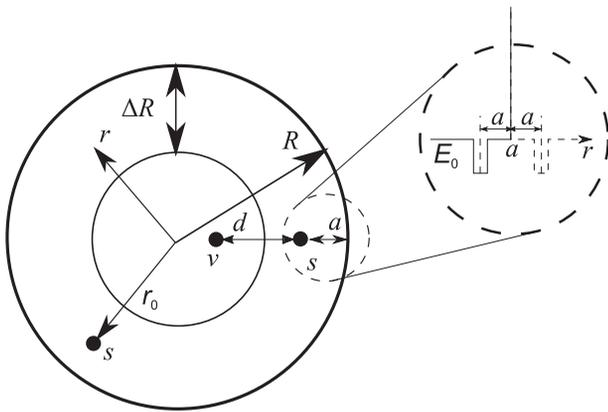


Рис. 1. Модельное представление взаимного расположения глубоких примесных центров в полупроводниковой сферической частице радиуса  $R$ .  $E_0$  – энергия примесного центра в объеме частицы,  $v$  – положение глубокого примесного центра в объеме частицы,  $s$  – положение глубокого примесного центра, расположенного в поверхностном слое толщиной  $\Delta R$ .  $a$  – расстояние примесного центра от поверхности,  $d$  – расстояние между объемным и поверхностным примесными центрами,  $r_0$  – положение глубокого примесного центра относительно начала координат,  $r$  – радиус-вектор электрона, локализованного на глубоком центре. На вставке показан потенциал зеркального изображения поверхностного центра  $s$

Теоретическое рассмотрение структуры глубоких примесных центров в широкозонных полупроводниках не простая задача. Во-первых, приближение эффективной массы не применимо, когда речь идет о сильно локализованном состоянии глубокого примесного центра [6]. Во-вторых, как правило, неизвестен характер взаимодействия носителей заряда с цен-

тром на малых расстояниях порядка нескольких постоянных решеток.

Однако, если энергия связи  $E_0$  носителя заряда на глубоком примесном центре известна из эксперимента, то можно при определенных предположениях построить волновую функцию для интересующей нас области.

Для решения задачи в такой постановке можно воспользоваться моделью потенциалов нулевого радиуса [14]. Применимость модели потенциала нулевого радиуса к глубоким центрам в полупроводниках основана на том, что радиус действия потенциала примеси  $\lambda_0 \simeq 2-3 \text{ \AA}$  порядка постоянной решетки, а волновая функция частицы в узкой и глубокой потенциальной яме имеет характерную протяженность  $\kappa_v^{-1} \simeq \frac{\hbar}{\sqrt{2mE_0}}$ , существенно большую, чем радиус действия потенциала примеси; здесь  $\hbar$  – постоянная Планка,  $m$  – эффективная масса электрона. Такое предположение справедливо тогда, когда энергия связи электрона на глубоком центре меньше ширины запрещенной зоны полупроводника  $E_g$ , а эффективная масса электрона  $m$ , как правило, меньше массы свободного электрона  $m_0$  [4].

Кратко рассмотрим спектр и выражение для волновой функции примесного центра в объеме частицы. В этом случае волновая функция электрона сосредоточена в основном в области, где потенциал атома примеси равен нулю, и в этой области уравнение Шредингера имеет вид [4]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\phi(\mathbf{r}) = -E_0\phi(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Для основного ( $s$ -состояния) получаем следующее решение уравнения (1):

$$\phi(r) = C \frac{e^{-\kappa_v r}}{r}, \quad \kappa_v = \frac{\sqrt{2mE_0}}{\hbar}, \quad r > \lambda_0, \quad (2)$$

где  $\lambda_0$  – область действия потенциала примесного атома. Постоянная  $C$  находится из условия нормировки волновой функции:

$$\int d^3r |\phi(\mathbf{r})|^2 = 1. \quad (3)$$

Если  $\kappa_v \lambda_0 \ll 1$ , то  $C = \sqrt{\frac{\kappa_v}{2\pi}}$ , если  $\kappa_v \lambda_0$  не слишком мало, то  $C = \sqrt{\frac{\kappa_v}{2\pi}} \frac{1}{1+\beta}$ , где  $\beta$  – параметр, который характеризует вклад области  $r < \lambda_0$  в нормировочный интеграл [4].

Для того, чтобы определить дисперсионное уравнение, описывающее спектр электронов, локализованных на примесном центре, расположенного вблизи поверхности  $\Delta R$  полупроводникового кристалла,

удобно вычислить функцию Грина уравнения Шредингера с граничными условиями на границе мезоскопического полупроводника (на сфере). Функция Грина удовлетворяет уравнению:

$$\begin{aligned} (\hat{H} - E)G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) &= \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \\ \hat{H} &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$  – функция Грина уравнения Шредингера,  $\hat{H}$  – гамильтониан электрона на примесном центре,  $V(\mathbf{r})$  – потенциал сферической частицы,  $E$  – энергия связи электрона на поверхностном примесном центре,  $r_0$  – положение примесного центра относительно центра частицы (см. рис. 1).

Поскольку потенциал полупроводниковой частицы обладает сферической симметрией, то функцию Грина трехмерного уравнения Шредингера можно представить через функцию Грина радиального уравнения в следующем виде [15]:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, E) = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos(\theta)) G_l(r, r_0, E). \quad (5)$$

Рассмотрим теперь выражение для функции Грина радиального уравнения Шредингера  $G_l(r, r', E)$ . Как показано в [15], функция Грина для радиального уравнения Шредингера может быть представлена в виде:

$$G_l(r, r', E) = -\frac{2m}{\hbar^2} \frac{1}{\Delta} \chi^0(r^<) \chi^R(r^>), \quad (6)$$

где  $\chi^0(r)$  – радиальная функция, регулярная на левой границе полупроводникового кристалла (в нуле), а  $\chi^R(r)$  – радиальная функция, регулярная на правой границе (в точке  $R$ ),  $\Delta = r^2(\chi^R(r) \frac{d}{dr} \chi^0(r) - \chi^0(r) \frac{d}{dr} \chi^R(r))$ , а  $r^<$  и  $r^>$  – меньшее и большее из пары  $(r, r')$ .

В результате, можно показать, что функцию Грина электрона на примесном центре, с учетом сказанного выше, можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} G_l(r, r_0, E) &= \frac{2mk}{\hbar^2} \left( j_l(kr^<)(n_l(kr^>) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{j_l(kr^>)n_l(kR)}{j_l(kR)} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$ ,  $j_l(x)$  и  $n_l(x)$  – сферические функции Бесселя.

Поскольку энергетический уровень электрона на примесном центре расположен в запрещенной зоне, то удобно переписать данную функцию Грина через функции Бесселя мнимого аргумента.

Тогда получаем:

$$\begin{aligned} G_l(r, r_0, \varkappa_s) &= -i \frac{4m\varkappa_s}{\pi\hbar^2} \\ &\quad \left( i_l(\varkappa_s r^<) k_l(\varkappa_s r^>) - \frac{i_l(\varkappa_s r^<) i_l(\varkappa_s r^>) k_l(\varkappa_s R)}{i_l(\varkappa_s R)} \right), \end{aligned}$$

где  $k_l(x)$  и  $i_l(x)$  – модифицированные сферические функции Бесселя, обратная длина затухания волновой функции поверхностного центра  $\varkappa_s$  связана с его энергией соотношением  $E_s = -\frac{\hbar^2 \varkappa_s^2}{2m}$ . Далее, используя (5), можно переписать функцию Грина трехмерного уравнения Шредингера в более удобном виде:

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, E) &= -i \frac{4m\varkappa_s}{\pi\hbar^2} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\cos(\theta)) \\ &\quad \left( i_l(\varkappa_s r^<) k_l(\varkappa_s r^>) - \frac{i_l(\varkappa_s r^<) i_l(\varkappa_s r^>) k_l(\varkappa_s R)}{i_l(\varkappa_s R)} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Используя теорему сложения для сферических функций [16], можно выполнить суммирование в уравнении (8); тогда получаем:

$$\sum_{l=0}^{\infty} \varkappa_s \frac{2l+1}{4\pi} i_l(\varkappa_s r^<) k_l(\varkappa_s r^>) = \frac{1}{8} \frac{\exp(-\varkappa_s r)}{r}. \quad (9)$$

Далее рассмотрим дисперсионное соотношение, а следовательно, и энергетический спектр связанного электрона на примесном центре. Полученная нами функция Грина электрона на примесном центре (8) удовлетворяет граничному условию на границе сферы, т.е. при  $\mathbf{r} = \mathbf{R}$ :  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, E)|_{r=R} = 0$ . Чтобы получить закон дисперсии, нужно удовлетворить граничному условию при  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \rightarrow 0$ :

$$\psi = C \left[ \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} - \varkappa_v \right] + O(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|). \quad (10)$$

Условие (10) означает, что потенциал сферической частицы не искажает поведение волновой функции в окрестности примесного центра; константа  $C$  при этом произвольна. Граничное условие (10) можно получить, интегрируя уравнение Шредингера (4) в бесконечно малой окрестности центра при  $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}_0$ ; кроме того, поведение волновой функции в окрестности примесного центра должно быть таким же, как и поведение функции (2).

Используя граничное условие (10) и выражение (8) для функции Грина, получаем следующее дисперсионное соотношение для нахождения энергетического спектра поверхностного примесного центра:

$$\varkappa_v = \varkappa_s + \varkappa_s \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{\pi} \frac{i_l(\varkappa_s r_0) i_l(\varkappa_s r_0) k_l(\varkappa_s R)}{i_l(\varkappa_s R)}. \quad (11)$$

Исходя из выражения (11), можно получить условие, когда энергия электрона глубокого примесного центра выходит в непрерывный спектр. Устремляя в (11)  $\kappa_s \rightarrow 0$  и суммируя полученный ряд, можно написать:

$$r_{cr} = R\sqrt{1 - \frac{1}{\kappa_v R}}. \quad (12)$$

Радиус, равный  $r_{cr}$ , разделяет два отличных случая: примесный центр, расположенный в объеме, для которого энергия электрона отрицательна ( $r < r_{cr}$ ) и случай, когда энергия электрона выходит в непрерывный спектр ( $r > r_{cr}$ ). Отметим, что выражение (12) отличается от условия для нахождения положения энергетического уровня примесного центра в случае плоской геометрии. В случае, когда  $R \rightarrow \infty$ , выражение (12) переходит в известное уравнение для плоской геометрии [4, 17]. Из (12) можно также определить толщину шарового слоя, при котором примесный центр становится поверхностным. Это происходит при  $\Delta R \simeq \frac{1}{2\kappa_v}$ .

Выражение (11) представляет собой дисперсионное уравнение для нахождения энергетического спектра электронов глубоких примесных центров в сферической полупроводниковой частице.

Проанализируем дисперсионное уравнение (11) для двух предельных случаев.

Рассмотрим, как ведет себя волновая функция электрона на примесном центре вблизи поверхности полупроводниковой частицы и как изменяется энергия электрона на примесном центре в случае, когда радиус сферической частицы большой по сравнению с  $1/\kappa_v$ . Эту задачу рассмотрим в рамках той же модели потенциала нулевого радиуса. Волновая функция электрона для примесного центра, локализованного в объеме частицы, дается выражением (2). Волновая функция электрона (2) вне центра (при  $r \neq 0$ ) должна удовлетворять уравнению Шредингера с потенциалом, равным нулю при нулевых граничных условиях на стенке:

$$\phi(r)|_{r=a} = 0, \quad (13)$$

и условию при  $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}_0$ :

$$\psi = C \left[ \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} - \kappa_v \right] + O(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|). \quad (14)$$

Условие (14) означает, что присутствие границы не меняет сам потенциал, локализуемый электрон. Условию (13) можно удовлетворить, если ввести зеркальное изображение центра (см. рис. 1) и построить асимптотическое решение свободного уравнения Шредингера [4]:

$$\phi(r) = A \left( \frac{\exp(-\kappa_s r)}{r} - \frac{\exp(-\kappa_s |\mathbf{r} - 2\mathbf{a}|)}{|\mathbf{r} - 2\mathbf{a}|} \right). \quad (15)$$

Величина  $\kappa_s$  связана с энергией связи  $E_s$  электрона на центре, лежащего вблизи поверхности, соотношением

$$E_s = \frac{\hbar^2 \kappa_s^2}{2m} \quad (16)$$

Подставляя  $\phi(r)$  из (15) в (14), получаем уравнение для определения  $\kappa_s$ , а значит и энергии  $E_s$  [4, 17]:

$$\kappa_s + \frac{\exp(-2\kappa_s a)}{2a} = \kappa_v. \quad (17)$$

Рассмотрим другой предельный случай уравнения (11), когда глубокий центр расположен в центре сферической полупроводниковой частицы. В этом случае уравнение (11) примет вид:

$$\kappa_v = \kappa_s + \kappa_s \frac{\exp(-\kappa_s R)}{\cosh(\kappa_s R)}. \quad (18)$$

Для сферической геометрии условие, разделяющее связанные и несвязанные состояния электрона на примесном центре, дается уравнением (12). В случае плоской геометрии для примесного центра вдали от поверхности, когда  $\kappa_v a \gg 1$ , как это следует из (17), граница практически не влияет на положение уровня объемного центра; при этом  $\kappa_s \rightarrow \kappa_v$ . Однако, при приближении примесного центра к поверхности, как следует из (17), энергия связи электрона на примесном центре уменьшается и, когда расстояние примесного центра от границы:  $a = \frac{1}{2\kappa_v}$ ,  $\kappa_s = 0$ ; при этом энергия электрона попадает в сплошной спектр (см. рис. 2, 3). Данное условие является частным предельным случаем условия (12) при  $R \rightarrow \infty$ , что означает переход от сферической границы к плоской.

Таким образом, в статье рассмотрены особенности энергетического спектра глубоких примесных центров в широкозонных полупроводниках ( $E_g > 2\text{эВ}$ ) мезоскопических размеров. Показано, что волновая функция электрона примесного центра, расположенного в приповерхностной области сферической полупроводниковой частицы делокализована. В результате такой делокализации энергия электрона примесного центра попадает в зону проводимости, и электрон может свободно перемещаться по кристаллу. Предложенная модель применима для достаточно крупных полупроводниковых кристаллов, размер которых существенно больше длины волны де Бройля электрона, при этом спектр таких полупроводников не квантуется. Предлагаемая модель дает основу для понимания многих эффектов в полупроводниковых частицах мезоскопических размеров ( $R \gg \lambda_D$ ), содержащих глубокие примесные центры. Перестройка спектров глубоких примесных центров представляется существенно важной для понимания

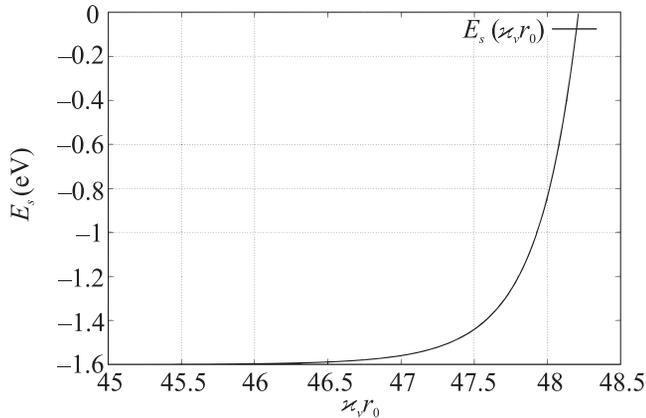


Рис. 2. Зависимость энергии примесного центра от его положения в кристалле. На оси абсцисс показано положение примесного центра относительно центра сферической частицы мезоскопических размеров с глубиной примесного центра  $E_0 = 1.6$  эВ,  $E_g = 4$  эВ, эффективной массы  $m = 0.57m_0$  и радиуса частицы  $R = 10$  нм

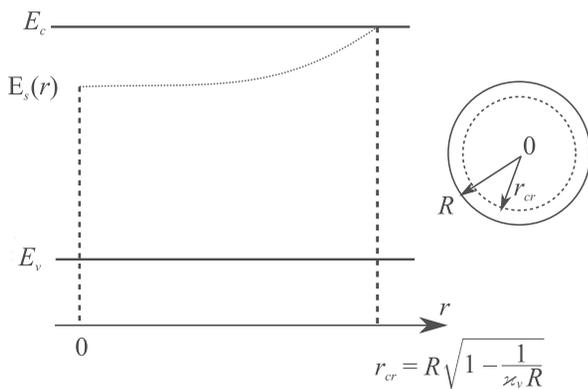


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость энергии примесного центра от его положения в кристалле. На схеме показаны зона проводимости и валентная зона, критический радиус  $r_{cr}$  и энергия связи примесного центра  $E_s$ , зависящая от его положения в сферической частице;  $E_c$  и  $E_v$  – энергия дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. На вставке схематически показана сферическая частица и начало отсчета радиуса  $r_{cr}$

электрических, оптических и магнитных эффектов в сферических частицах мезоскопических размеров. В рамках такой модели можно понять и объяснить особенности нелинейного поглощения длинноволнового излучения рассмотренного в работе [1]. Отметим, что оптические свойства диэлектриков и металлов мезоскопических размеров, также чувствительны к изменению их размеров. Так в работе [18] показано, что диэлектрические сфероиды мезоскопических размеров, сопоставимых с длиной волны света, способны, при определенных условиях, усилить более, чем в

100 раз интенсивность рассеянного света по сравнению с интенсивностью падающего. В статье [19] показано, что зонная структура частиц золота существенно изменяется уже для мезоскопических критических размеров ниже 30 нм. Экспериментально показано, что при уменьшении размеров пленки золота ниже 30 нм наблюдается 100-кратное увеличение нелинейного оптического сигнала. Результаты работы также будут полезными для решения проблемы уменьшения внутренней квантовой эффективности светодиодов на основе InGaN/GaN при увеличении количества глубоких примесных центров. Поскольку спектр глубоких примесных центров вблизи гетерограницы сильно модифицируется, то такие центры становятся потенциальными источниками безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда [20]. А это в свою очередь может существенно повлиять на внутреннюю квантовую эффективность светодиодов.

Авторы благодарны Александру Шамесу (Ben-Gurion University, Israel) и Владимиру Осипову (ФТИ им. А.Ф.Иоффе), обсуждение с которыми стимулировало данное исследование.

1. О. П. Михеева, А. И. Сидоров, *ЖТФ* **74**(6), 77 (2004).
2. Y. B. Band and Y. Avishai, *Quantum Mechanics with Applications to Nanotechnology and Information Science*, Academic Press, Amsterdam, The Netherlands (2013), p. 749.
3. Й. Имри, *Введение в мезоскопическую физику*, Физматлит, М. (2002).
4. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич, *Безизлучательная рекомбинация в полупроводниках*, изд-во ПИЯФ им. Б. П. Константинова, СПб. (1997).
5. L. Wang, J. Jin, Ch. Mi, Zh. Hao, Y. Luo, Ch. Sun, Y. Han, B. Xiong, J. Wang, and H. Li, *Materials* **10**, 1233 (2017).
6. Ch. Jaehae, E. F. Schubert, and J. K. Kim, *Laser & Photonics Rev.* **7**, 408 (2013).
7. G. Verzellesi, D. Saguatti, M. Meneghini, F. Bertazzi, M. Goano, G. Meneghesso, and E. Zanoni, *J. Appl. Phys.* **114**, 071101 (2013).
8. C. Weisbuch, M. Piccardo, L. Martinelli, J. Iveland, J. Peretti, and J. S. Speck, *Phys. Stat. Sol. (a)* **212**, 899 (2015).
9. Q. Dai, M. F. Schubert, M. H. Kim, J. K. Kim, E. F. Schubert, D. D. Koleske, M. H. Crawford, S. R. Lee, A. J. Fischer, G. Thaler, and M. A. Banas, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 111109 (2009).
10. M. F. Schubert, S. Chhajed, J. Kyu Kim, E. F. Schubert, D. D. Koleske, M. H. Crawford, S. R. Lee, A. J. Fischer,

- G. Thaler, and M. A. Banas, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 231114 (2007).
11. S. Chhajed, J. Cho, E. F. Schubert, J. K. Kim, D. D. Koleske, and M. H. Crawford, *Phys. Stat. Sol. (a)* **208**, 947 (2011).
12. W. Liu, D. Zhao, D.-Sh. Jiang, and P. Chen, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49**, 145104 (2016).
13. A. M. Armstrong, M. H. Crawford, and D. D. Koleske, *Appl. Phys. Express* **7**, 032101 (2014).
14. Ю. Н. Демков, В. И. Островский, *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике*, изд-во ЛГУ, Л. (1975).
15. В. Л. Бахрах, С. И. Ветчинкин, *ТМФ* **6**(3), 392 (1971).
16. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Е. В. Орленко, А. Н. Москалев, *Квантовая теория углового момента и ее приложения*, Физматлит, М. (2018), т. 1.
17. А. А. Пахомов, И. Н. Яссиевич, *ФТП* **27**(3), 482 (1993).
18. M. J. Mendes, I. Tobías, A. Martí, and A. Luque, *Opt. Express* **19**(17), 16208 (2011).
19. S. Gromann, D. Friedrich, M. Karolak, R. Kulloock, E. Krauss, M. Emmerling, G. Sangiovanni, and B. Hecht, *Phys. Rev.* **122**, 246802 (2019).
20. V. N. Abakumov, V. I. Perel, and I. N. Yassievich, *Nonradiative recombination in semiconductors*, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands (1991), v. 33.

## Высокотемпературные спиновые манипуляции на центрах окраски в ромбическом политипе карбида кремния 21R-SiC

А. Н. Анисимов<sup>1)</sup>, Р. А. Бабунц, И. Д. Бреев, В. А. Солтамов, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2020 г.

После переработки 10 ноября 2020 г.

Принята к публикации 11 ноября 2020 г.

В ромбическом политипе карбида кремния 21R-SiC, рассматриваемом в качестве естественной сверхрешетки, обнаружено семейство центров окраски атомарного масштаба, спиновым состоянием которых можно управлять по оптическому и микроволновому каналам. Наблюдались нуль-фононные линии фотолюминесценции, соответствующие центрам со спином  $3/2$ , отличающихся расщеплениями тонкой структуры в основном и возбужденном состояниях. Продемонстрированы гигантские изменения интенсивности фотолюминесценции в условиях магнитного резонанса и антипересечения спиновых уровней основного и возбужденного состояний, открывающие возможности для применений в магнитометрии, термометрии и квантовых вычислениях.

DOI: 10.31857/S1234567820240052

Оптически активные спиновые центры окраски в карбиде кремния (SiC) в настоящее время рассматриваются в качестве материальной платформы для спинтроники, сенсорики, квантовой обработки информации, разработки гибридных квантовых систем [1–15]. В SiC имеются два семейства спиновых центров со спином  $S = 1$  и  $S = 3/2$  с уникальными магнитно-оптическими свойствами. В основе возможности спиновых манипуляций лежит природный механизм выстраивания населенностей уровней спиновых центров окраски в SiC под действием оптического возбуждения. Изменение этих населенностей в результате воздействия резонансного микроволнового излучения позволяет осуществить оптическое детектирование магнитного резонанса (ОДМР) по изменению интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) с гигантским увеличением чувствительности, вплоть до возможности регистрировать одиночные спины [10–12]. На интенсивность ФЛ воздействуют также эффекты, связанные со строением системы энергетических уровней в магнитном поле, такие как антипересечение уровней (*level anticrossing* – LAC) в основном и возбужденном состояниях. Отличительной особенностью инфракрасной (ИК) ФЛ центров окраски в SiC является совпадение этого диапазона с полосой прозрачности волоконной оптики и живой материи. SiC является широкозонным полупроводником с развитой технологической базой, который широко используется в высокочастотных, высоко-

котемпературных, мощных и радиационно-стойких электронных устройствах. Существуют около 250 политипов SiC, отличающихся физическими свойствами, при этом, каждый политип состоит на 50 % из атомов углерода и на 50 % из атомов кремния.

Важным направлением спинтроники является построение цепей со спиновыми центрами (кубитами) с фиксированными расщеплениями тонкой и сверхтонкой структуры, позволяющие проводить оптически индуцированные спиновые манипуляции с использованием различных резонансных микроволновых частот. Манипуляции с использованием нуль-фононных линий возможны только при низких температурах, когда эти линии резко сужаются, тогда как резонансные микроволновые частоты применимы при любых температурах, включая комнатные. В предыдущих исследованиях показано (см., например, [12]), что расщепления тонкой структуры чрезвычайно чувствительны к политипному составу и позициям, занимаемым спиновыми центрами в кристаллической решетке. При переходе от больших спиновых ансамблей к малым массивам спинов, включая и одиночные спины, решающую роль начинает играть локальный политип, который может соответствовать как общей политипной структуре кристалла, так и субмикронным (наноразмерным) включениям другого политипа. Важно провести классификацию возможных спиновых центров для наиболее часто встречающихся политипов, при этом ромбические политипы дают повышенное количество неэквивалентных кристаллических позиций. Центры со спином  $3/2$  имеют

<sup>1)</sup>e-mail: aan0100@gmail.com

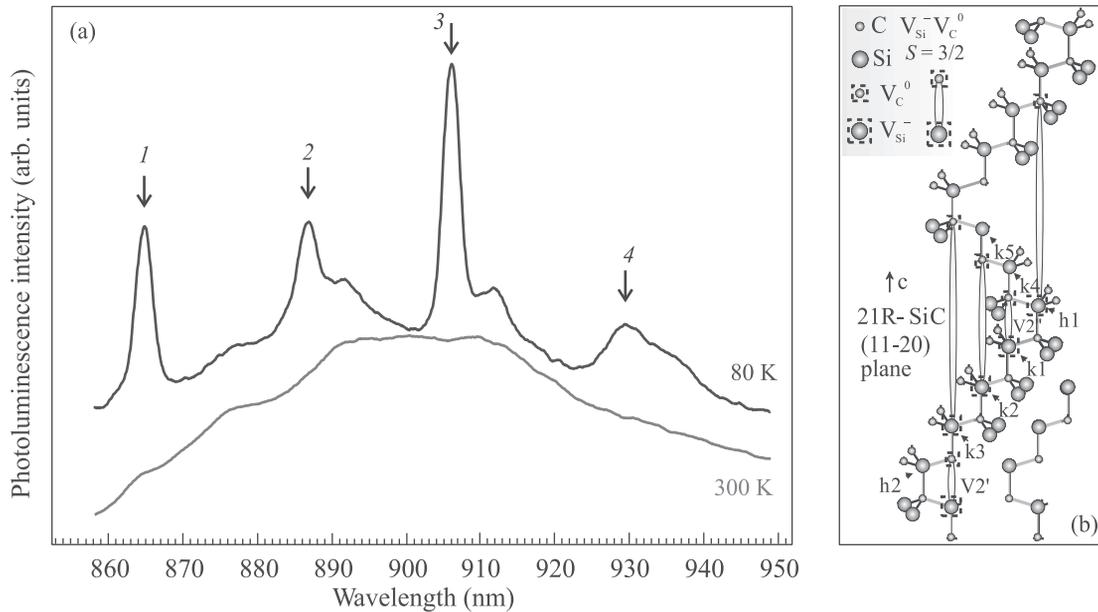


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Спектры ФЛ центров окраски со спином  $3/2$  в монокристалле 21R-SiC, зарегистрированные при температурах 80 и 300 K, использовалось оптическое возбуждение 532 нм. Указаны длины волн нуль-фононных линий ФЛ (*zero-phonon lines* – ZPLs), обозначенных как 1 – V1, 2 – V2, 3 – V3 и 4 – V4, соответствующих центрам окраски со спином  $3/2$ . (b) – Модель, показывающая возможные конфигурации центров окраски со спином  $3/2$  в решетке ромбического политипа 21R-SiC в плоскости (11-20)

аксиальную симметрию и ориентированы природой вдоль одной и той же оси, а именно, гексагональной оси  $c$ , что дает большие преимущества, так как резко упрощает их использование в сенсорике и квантовых вычислениях, а также возможные применения в технологических схемах. Особую роль играют короткоживущие возбужденные состояния центров со спином  $3/2$ , которые также выстроены вдоль оси  $c$ , при этом расщепления тонкой структуры чрезвычайно чувствительны как к политипу, так и к напряжениям в кристалле, а также температуре окружающей среды. В то же время расщепления тонкой структуры спиновых центров в основном состоянии практически не зависят от напряжений и температуры.

Расщепления тонкой структуры спиновых центров дискретны, так как соответствуют определенным политипам и позициям в элементарной ячейке политипа. Таким образом, можно иметь набор кубитов для построения цепей спиновых центров. Ожидается, что перепутывание состояний различных кубитов вследствие их взаимодействия можно также регистрировать с использованием дополнительных частот, соответствующих взаимодействию между центрами. Отметим, что при этом задача упрощается по сравнению, например, с NV дефектами в алмазе [12, 16], так как все спиновые центры с  $S = 3/2$  выстроены вдоль одной оси, тогда как в

алмазе имеются четыре ориентации NV дефектов. Следует подчеркнуть, что структура дефекта создана природой и она уникальна, как, например, атома или молекулы, тогда как искусственные сверхрешетки невозможно создать полностью идентичными.

В данной работе представлены результаты исследования центров окраски со спином  $3/2$  в ромбическом политипе 21R-SiC. Центры со спином  $3/2$  были введены в монокристаллы 21R-SiC с низкой концентрацией азота ( $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) путем облучения кристалла электронами с энергией 2 МэВ и потоком  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$ .

На рисунке 1a показаны спектры ФЛ в монокристалле 21R-SiC, зарегистрированные при температурах 80 и 300 K при оптическом возбуждении 532 нм. Указаны длины волн нуль-фононных линий ФЛ (*zero-phonon lines* – ZPLs), обозначенных как 1-V1, 2-V2, 3-V3 и 4-V4, соответствующих центрам окраски со спином  $3/2$ , ширина линий которых резко уменьшается при понижении температуры. Условная модель, показывающая возможные конфигурации центров окраски со спином  $3/2$ , отличающиеся уникальным механизмом оптического выстраивания населенностей спиновых подуровней в решетке ромбического политипа 21R-SiC в плоскости (11-20), показана на рис. 1b. Предполагается, что центр со спином  $3/2$  представляет собой отрицательно заряжен-

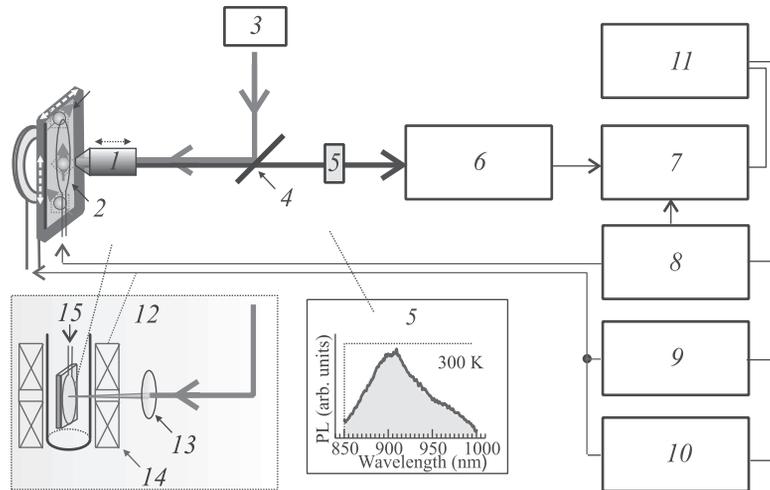


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки, включающая часть конфокального оптического сканирующего микроскопа, в который входят: 1 – объектив; 2 – сканирующий столик (оснащенный пьезосканером) с исследуемым образцом; 3 – лазер; 4 – расщепитель луча лазера; 5 – фильтр (пропускание которого показано на вставке); 6 – фотодетектор; 7 – синхронный детектор; 8 – генератор СВЧ; 9 – источник постоянного тока и 10 – генератор низкой частоты, питающие электромагнит и создающие постоянное и осциллирующее магнитные поля; 11 – компьютер регистрирующий спектры и управляющий установкой. На нижней вставке показан криомагнитный узел, используемый при низкотемпературных экспериментах, в который входит сам 12 – криостат с магнитом; 13 – собирающая линза; 14 – электромагнит; 15 – цилиндрическая держалка с образцом и РЧ антенной

ную кремниевую вакансию  $V_{Si}^-$  в парамагнитном состоянии, которая нековалентно связана с нейтральной углеродной вакансией  $V_C^0$  в диамагнитном состоянии, расположенной в соседнем узле вдоль оси симметрии SiC. В политипе 21R-SiC имеется максимальное количество квазикубических и гексагональных позиций в единичной ячейке кристалла по сравнению со всеми политипами SiC, в которых ранее были обнаружены спиновые центры окраски со спинами  $S = 1$  и  $S = 3/2$ . Так, в политипе 21R-SiC, который является естественной сверхрешеткой, имеется по семь неэквивалентных позиций для углерода и кремния (по пять квазикубических k1, k2, k3, k4, k5 и по две гексагональных h1, h2), которые и образуют многочисленные семейства как дивакансий со спином 1, так и центров окраски со спином 3/2 [12]. Таким образом, имеется большой массив спиновых центров окраски с отличающимися расщеплениями тонкой структуры для основных и возбужденных состояний.

В наших экспериментах использовались два режима работы, которые отображены на рис. 2. При регистрации ОДМР и анти-пересечения уровней при комнатной температуре использован комбинированный спектрометр, состоящий из конфокального оптического сканирующего микроскопа СПЕКТРА (NT-MDT SI), в который добавлена опция ОДМР (верхняя схема). При низкотемпературных исследова-

ниях применяется упрощенная оптическая схема, включающая низкотемпературный криостат (нижняя вставка).

На рисунке 3а показаны экспериментальные зависимости сигналов ОДМР различных центров окраски со спином 3/2 в кристалле 21R-SiC от микроволновой частоты при комнатной температуре в различных магнитных полях. Использовалось лазерное возбуждение с длиной  $\lambda = 808$  нм. Спектры зарегистрированы по изменению ИК ФЛ спиновых центров путем синхронного детектирования с низкочастотной модуляцией магнитного поля; ориентации постоянного и переменного магнитных полей  $B||c$ .

Энергия спиновых уровней вычисляется с помощью спинового гамильтониана с  $S = 3/2$ :

$$H = g\mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} + D[S_z^2 - 1/3S(S+1)]. \quad (1)$$

Здесь первое и второе слагаемые описывают зеемановское взаимодействие и расщепление тонкой структуры в аксиальном поле соответственно;  $\mathbf{S}$  – оператор спина электрона;  $g$  –  $g$ -фактор электрона,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $D$  – параметр, характеризующий расщепление тонкой структуры в аксиальном кристаллическом поле. Пунктирные линии на рис. 3а представляют расчетные зависимости положений сигналов ОДМР с использованием спинового гамильтониана (1) для  $S = 3/2$  и параметрами, представленными в табл. 1.

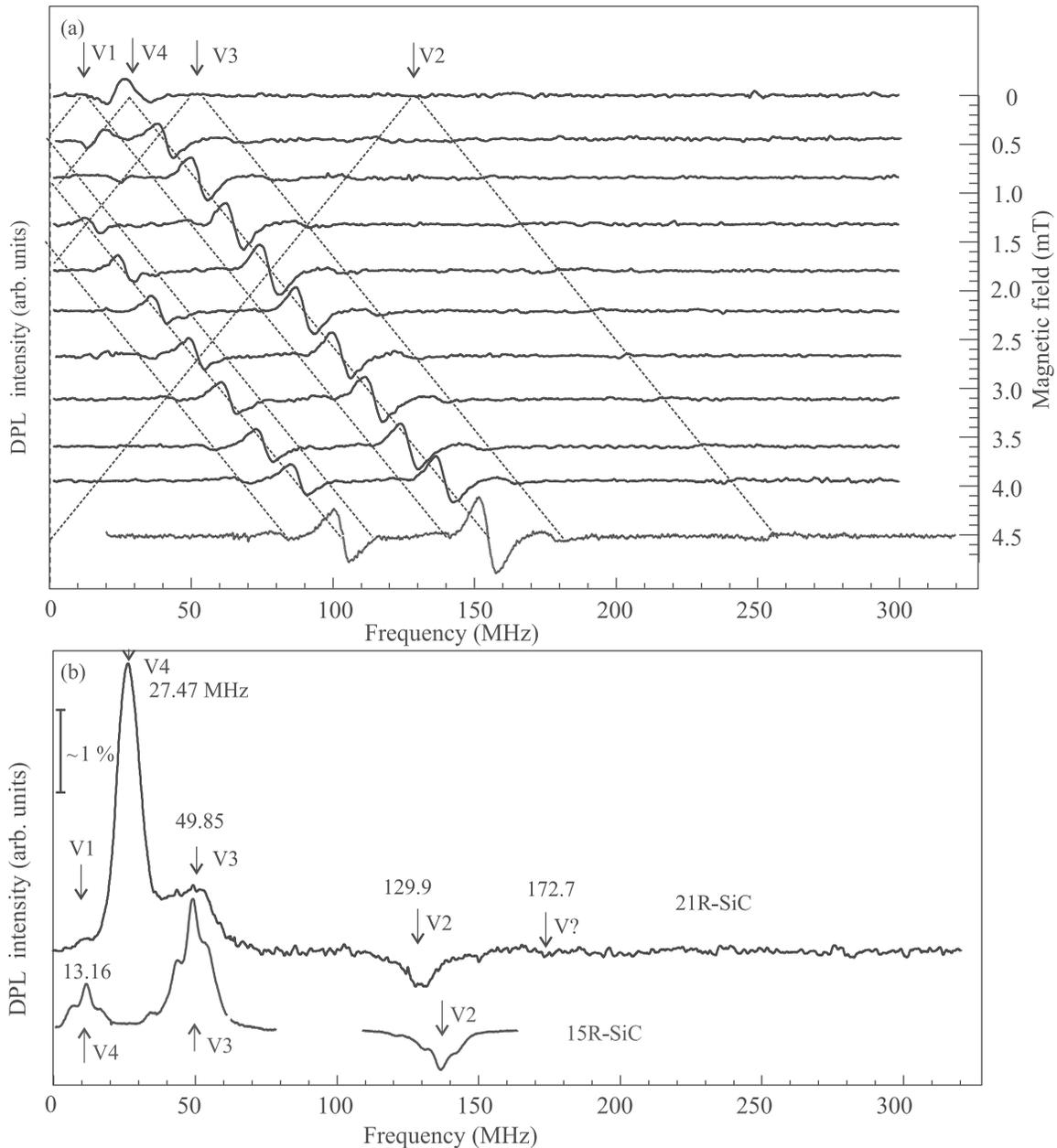


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальная зависимость сигналов ОДМР центров окраски со спином  $3/2$  от микроволновой частоты при комнатной температуре (300 К) в кристалле политипа 21R-SiC в различных магнитных полях. Длина волны лазерного возбуждения  $\lambda = 808$  нм. Спектры зарегистрированы путем синхронного детектирования с низкочастотной модуляцией (частота 330 Гц, амплитуда 0.1 мТ) магнитного поля,  $B \parallel c$ . Пунктирные линии – расчетные зависимости положений линий ОДМР различных центров. (б) – Экспериментальная зависимость сигналов ОДМР центров окраски со спином  $3/2$  в 21R-SiC, наблюдаемая при комнатной температуре в нулевом магнитном поле. Спектры зарегистрированы путем синхронного детектирования с низкочастотной модуляцией микроволновой мощности (частота 330 Гц, амплитуда 100 %). Длина волны лазерного возбуждения  $\lambda = 808$  нм. Вертикальная полоса указывает контраст сигнала ОДМР. Приведены величины расщеплений тонкой структуры  $\Delta = 2|D|$ . Для сравнения показаны спектры ОДМР в кристалле 15R-SiC, видны спутники из-за сверхтонкого взаимодействия с ядром  $^{29}\text{Si}$  для двенадцати атомов Si, входящих во вторую координационную сферу относительно вакансии кремния

На рисунке 3б показаны сигналы ОДМР центров окраски со спином  $3/2$  в 21R-SiC, наблюдаемые в ну-

левом магнитном поле при комнатной температуре. Спектры зарегистрированы путем синхронного де-

**Таблица 1.** Значения длины волны нуль-фононной линии (ZFL) при 10 K; расщепление тонкой структуры (ZFS)  $\Delta = 2|D|$  для спиновых центров семейства с  $S = 3/2$  в основном (GS) и возбужденном (ES) состояниях в политипе 21R-SiC. Для центра с максимальным температурным сдвигом расщепления тонкой структуры в возбужденном состоянии приведена величина температурного градиента расщепления. Для некоторых центров приведены ширины линий LAC1 в возбужденном состоянии;  $g$ -факторы для основного и возбужденного состояний составляют  $\sim 2.003$

	Нуль-фононная линия (ZFL)	V1	V2	V3	V4
	$\lambda$ (нм), $T = 10$ K	864.7 нм	887 нм	906.5 нм	930 нм
Основное состояние (GS) (300 K)	$\Delta = 2 D $ (МГц)	13.16	129.9	49.85	27.45
Возбужденное состояние (ES) (15 K)	$\Delta = 2 D $ (ГГц)	1.022 $\Delta B = 14.2$ Гс	1.494	1.386 $\Delta B = 7.4$ Гс	1.279
Возбужденное состояние (ES) (60 K)	$\Delta = 2 D $ (ГГц)	0.693 ГГц (7.3 МГц/град)			

тектирования с низкочастотной модуляцией микро-волновой мощности. Длина волны лазерного возбуждения  $\lambda = 808$  нм. Вертикальная полоса указывает контраст сигнала ОДМР. Приведены величины расщеплений тонкой структуры  $\Delta = 2|D|$ . Для сравнения показаны спектры ОДМР в кристалле 15R-SiC [13], видны сателлиты из-за сверхтонкого взаимодействия с ядром  $^{29}\text{Si}$  для двенадцати атомов Si, входящих во вторую координационную сферу относительно вакансии кремния.

Имеются существенные отличия в системах с целочисленным и полуцелым спинами. Для спиновой системы  $S = 1$ , такой как NV-дефект в алмазе или дивакансия в SiC, локальная деформация снимает вырождение спиновых подуровней  $M_S = \pm 1$  даже без внешнего магнитного поля. Этот эффект описывается дополнительным членом  $E(\mathbf{S}_x^2 - \mathbf{S}_y^2)$  в спиновом гамильтониане (1), где  $E$  – поперечный параметр расщепления тонкой структуры. В результате ограничивается чувствительность магнитометрии, поскольку спиновое расщепление во внешнем магнитном поле при  $E \neq 0$  описывается выражением  $\sqrt{[(g_e \mu_B B_z)^2 + E^2]}$ , т.е. относительный сдвиг частоты спинового резонанса при малых значениях  $B$  является квадратичным, а не линейным. Ситуация качественно иная для полуцелых спиновых систем, таких как спиновые центры с  $S = 3/2$ . Согласно теореме Крамерса, двойное вырождение состояний  $M_S = \pm 1/2$  и  $M_S = \pm 3/2$  может быть снято только внешним магнитным полем, т.е. по существу  $E = 0$ . Это делает центры окраски с  $S = 3/2$  в SiC более устойчивыми к флуктуациям напряжений.

На рисунок 4а показаны зарегистрированные по изменению ИК ФЛ сигналы антипересечения спиновых уровней в магнитном поле в основном и возбужденном состояниях для спиновых центров с  $S = 3/2$ ,  $B \parallel c$ . Когда два энергетических уровня квантовой системы пересекаются в зависимости от внешнего параметра (например, магнитного поля), физические свойства системы изменяются в области пересечения. Антипересечение уровней реализуется, если два состояния, которые в первом приближении должны пересекаться, связаны дополнительным возмущением. Сигналы антипересечения уровней регистрировались при различных температурах с помощью синхронного детектирования при приложении постоянного магнитного поля и осциллирующего на низкой частоте переменного магнитного поля, направленных вдоль оси  $c$  кристалла. Смешивание спиновых состояний в области антипересечения спиновых уровней приводит к гигантскому изменению интенсивности ФЛ. На вставках к рис. 4 приведены схемы энергетических уровней и указаны точки первого (LAC1) и второго (LAC2) антипересечений уровней; схемы реализуются как для основного (*ground state* – GS), так и возбужденного (*excited state* – ES) состояний, отличие заключается только в величине расщепления тонкой структуры и обусловленным этим изменением позиций LAC1 и LAC2 в магнитном поле. Величины магнитных полей в точках антипересечения уровней  $M_S = -3/2$ ,  $M_S = +1/2$  обозначены как LAC1 и составляют  $B_{\text{LAC1}} = D/(g\mu_B)$  и для уровней  $M_S = -3/2$ ,  $M_S = -1/2$  обозначены как LAC2:  $B_{\text{LAC2}} = 2D/(g\mu_B)$ . Расщепления тонкой

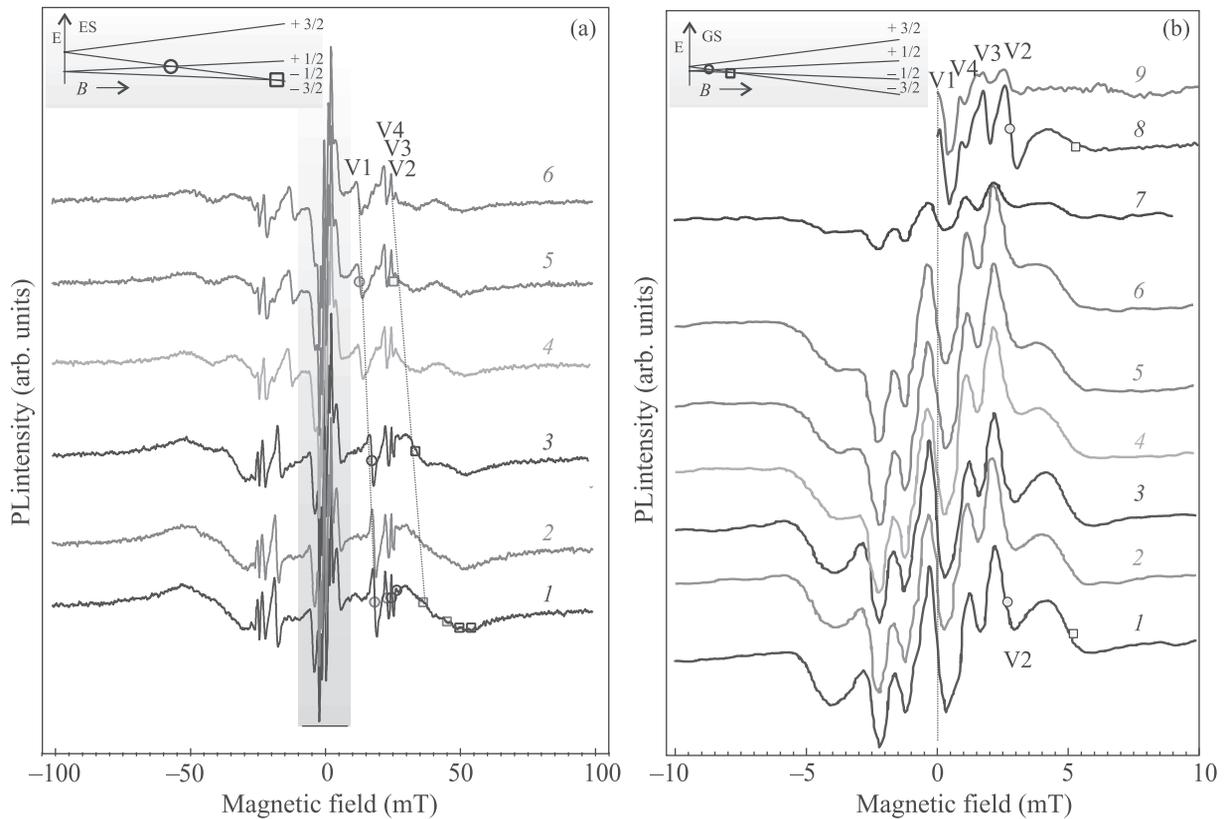


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зарегистрированные по изменению ИК ФЛ сигналы антипересечения спиновых уровней в магнитном поле в основном и возбужденном состояниях для спиновых центров с  $S = 3/2$ . На вставке слева сверху приведена схема энергетических уровней возбужденного состояния. Сигналы регистрировались при различных температурах с помощью синхронного детектирования при приложении постоянного магнитного поля и осциллирующего на низкой частоте переменного магнитного поля, направленных вдоль  $c$ -оси кристалла ( $B||c$ ). 1 – 15 К; 2 – 20 К; 3 – 30 К; 4 – 40 К; 5 – 50 К; 6 – 60 К. (б) – Центральная часть спектров антипересечения спиновых уровней (указана серым фоном на рисунке (а)), которая обусловлена антипересечением уровней в основном состоянии, при этом включены сигналы, зарегистрированные с использованием конфокального микроскопа в сфокусированном объеме возбуждающего лазерного луча примерно  $1 \text{ мкм}^3$  (спектры 8 и 9). На вставке слева сверху приведена схема энергетических уровней основной системы (GS). Кругом на вставках указано положение первого антипересечения (LAC1) и квадратом второго антипересечения (LAC2). 1 – 15 К; 2 – 20 К; 3 – 30 К; 4 – 40 К; 5 – 50 К; 6 – 60 К; 7 – 80 К; 8 – конфокальная схема 80 К и 9 – конфокальная схема 300 К

структуры в возбужденных состояниях существенно больше, чем в основных состояниях, кроме того, расщепления тонкой структуры в возбужденных состояниях зависят от температуры. Точка LAC1 слабо зависит от ориентации кристалла в магнитном поле, поэтому используется для измерения магнитных полей и температур в порошковых материалах.

На рисунке 4б показана центральная часть спектров антипересечения спиновых уровней, которая обусловлена антипересечением уровней в основном состоянии, при этом включены сигналы, зарегистрированные с использованием конфокального оптического микроскопа в сфокусированном объеме возбуждающего лазерного луча примерно  $1 \text{ мкм}^3$ .

В таблице 1 приведены значения длины волны нуль-фононной линии (ZFL) при 10 К; расщепление тонкой структуры (*zero-field splitting* – ZFS)  $\Delta = 2|D|$  для спиновых центров семейства с  $S = 3/2$  в основном (GS) и возбужденном (ES) состояниях в поли-типе 21R-SiC. Для центра с максимальным температурным сдвигом расщепления тонкой структуры в возбужденном состоянии приведена величина температурного градиента расщепления. Для некоторых центров указаны ширины линий LAC1 в возбужденном состоянии.

Информация об электронной структуре короткоживущего возбужденного состояния важна для реализации высокоскоростных квантовых вентилях с

использованием возбужденных состояний, а также сверхбыстрых, полностью оптических схем квантового управления. В связи с малым временем жизни в возбужденном состоянии порядка 6 нс ОДМР требует приложения мощного микроволнового поля. Используя большое микроволновое поле, можно заставить вращаться спин центра окраски в течение короткого ( $\sim 5\text{--}10$  нс) периода в возбужденном состоянии. При этом эффекты антипересечения уровней не требуют вообще микроволновой мощности, тем не менее, возбужденные состояния легко регистрируются, как это видно на рис. 4а, что позволяет получить подробную информацию об электронной спиновой структуре центра окраски в возбужденном состоянии. Исходя из времени жизни в возбужденном состоянии, можно оценить предельную ширину линий магнитного резонанса и антипересечения уровней по формуле  $\Gamma_h = 1/(\pi T_2)$ , где  $T_2$  – время когерентности, ограниченное временем жизни  $\tau$ . Для  $\tau = 6$  нс ширина линии составляет  $\sim 50$  МГц или при пересчете в магнитные поля  $\simeq 1.9$  мТл; при  $\tau = 10$  нс соответственно: 32 МГц и 1.15 мТл. Наблюдаемые ширины линий антипересечения уровней для возбужденных состояний (рис. 4а, табл. 1) соответствуют времени жизни  $\sim 10$  нс.

*Заключение.* В работе продемонстрирована возможность осуществлять оптически индуцированные спиновые манипуляции на центрах окраски со спином  $S = 3/2$  в условиях окружающей среды в ромбическом политипе карбида кремния 21R-SiC, рассматриваемом как естественная сверхрешетка. Спиновые манипуляции выполняются с использованием оптического детектирования магнитного резонанса и эффектов антипересечения уровней в основном и возбужденном квадруплетных спиновых состояниях. Обнаружено, как минимум, четыре спиновых центра, отличающихся расщеплениями тонкой структуры, которые позволяют использовать одни и те же центры, как для измерения магнитных полей по сигналам ОДМР и антипересечения уровней для основного состояния, так и температур по соответствующим сигналам для возбужденного состояния.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (РНФ) # 20-12-00216.

1. P. G. Baranov, I. V. P'in, E. N. Mokhov, M. V. Muzafarova, S. B. Orlinskii, and J. Schmidt, JETP Lett. **82**, 441 (2005).

2. P. G. Baranov, A. P. Bundakova, I. V. Borovykh, S. B. Orlinskii, R. Zondervan, and J. Schmidt, JETP Lett. **86**, 202 (2007).
3. J. R. Weber, W. F. Koehl, J. B. Varley, A. Janotti, B. B. Buckley, C. G. van de Walle, and D. D. Awschalom, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **107**, 8513 (2010).
4. P. G. Baranov, A. P. Bundakova, A. A. Soltamova, S. B. Orlinskii, I. V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, and J. Schmidt, Phys. Rev. B **83**, 125203 (2011).
5. W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, and D. D. Awschalom, Nature **479**, 84 (2011).
6. D. Riedel, F. Fuchs, H. Kraus, S. Vath, A. Sperlich, V. Dyakonov, A. A. Soltamova, P. G. Baranov, V. A. Plyn, and G. V. Astakhov, Phys. Rev. Lett. **109**, 226402 (2012).
7. V. A. Soltamov, A. A. Soltamova, P. G. Baranov, and I. I. Proskuryakov, Phys. Rev. Lett. **108**, 226402 (2012).
8. H. Kraus, V. A. Soltamov, D. Riedel, S. Vath, F. Fuchs, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Nat. Phys. **10**, 157 (2014).
9. S. A. Tarasenko, A. V. Poshakinskiy, D. Simin, V. A. Soltamov, E. N. Mokhov, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Phys. Status Solidi B **255**, 1700258 (2018).
10. D. J. Christle, A. L. Falk, P. Andrich, P. V. Klimov, J. U. Hassan, N. T. Son, E. Janzen, T. Ohshima, and D. D. Awschalom, Nat. Mater. **14**, 160 (2015).
11. M. Widmann, S.-Y. Lee, T. Rendler, N. T. Son, H. Fedder, S. Paik, L.-P. Yang, N. Zhao, S. Yang, I. Booker, A. Denisenko, M. Jamali, S. A. Momenzadeh, I. Gerhardt, T. Ohshima, A. Gali, E. Janzen, and J. Wrachtrup, Nat. Mater. **14**, 164 (2015).
12. P. G. Baranov, H.-J. von Bardeleben, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Magnetic Resonance of Semiconductors and Their Nanostructures: Basic and Advanced Applications*, Springer Series in Materials Science, Springer-Verlag, GmbH, Austria (2017), ch. 6.
13. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, D. O. Tolmachev, R. A. Babunts, A. G. Badalyan, V. Yu. Davydov, E. N. Mokhov, I. I. Proskuryakov, S. B. Orlinskii, and P. G. Baranov, Phys. Rev. Lett. **115**, 247602 (2015).
14. V. A. Soltamov, C. Kasper, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, E. N. Mokhov, A. Sperlich, S. A. Tarasenko, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, Nat. Commun. **10**, 678 (2019).
15. H. Singh, A. N. Anisimov, S. S. Nagalyuk, E. N. Mokhov, P. G. Baranov, and D. Suter, Phys. Rev. B **101**, 134110 (2020).
16. A. Gruber, A. Drabenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, and C. von Borczyskowski, Science **276**, 2012 (1997).

# Oscillating nematic aerogel in superfluid $^3\text{He}$

V. V. Dmitriev<sup>+1)</sup>, M. S. Kutuzov\*, A. A. Soldatov<sup>+</sup>, E. V. Surovtsev<sup>+</sup>, A. N. Yudin<sup>+</sup>

<sup>+</sup>P. L. Kapitza Institute for Physical Problems of Russian Academy of Sciences, 119334 Moscow, Russia

\*Metallurg Engineering Ltd., 11415 Tallinn, Estonia

Submitted 10 November 2020  
Resubmitted 10 November 2020  
Accepted 10 November 2020

DOI: 10.31857/S1234567820240064

**Introduction.** Superfluidity of  $^3\text{He}$  in aerogel can be investigated using a vibrating wire (VW) resonator immersed in liquid  $^3\text{He}$  with an aerogel sample attached to it. In this case an appearance of the superfluid fraction of  $^3\text{He}$  in aerogel influences resonant properties of the VW. Such experiments have been done previously only with silica aerogel [1, 2] where superfluid phases have the same order parameters as A and B phases of bulk  $^3\text{He}$ . In particular, these experiments have allowed to estimate the temperature dependence of the superfluid fraction in superfluid phases of  $^3\text{He}$  in aerogel. In this Letter, we present results of VW experiments with  $^3\text{He}$  in the so-called nematic aerogel consisting of strands with almost parallel orientation. The superfluid transition of  $^3\text{He}$  in nematic aerogel occurs into a new phase (polar phase) that does not exist either in bulk  $^3\text{He}$  or in  $^3\text{He}$  in silica aerogel [3]. In nematic aerogel this phase has a superfluid gap with line of zeroes in the plane perpendicular to the direction of the strands [4].

**Methods.** We used a sample of nematic aerogel with a size along strands  $\approx 2.6$  mm and transverse sizes  $\sim 3 \times 3$  mm. The sample consists of nearly parallel mul-lite strands with diameters of  $\leq 14$  nm and has a porosity of 95.2%. Similar sample (which was cut from the same original piece and was placed in a separate cell of the same experimental chamber) has been used in nuclear magnetic resonance (NMR) experiments in  $^3\text{He}$  [5] confirming that the superfluid transition of  $^3\text{He}$  occurs into the polar phase. The present sample was glued using a small amount of epoxy resin to a  $240 \mu\text{m}$  NbTi wire, bent into the shape of an arch. The mechanical flapping resonance of the wire was excited by the Lorentz force of an alternating current, passing through the wire in magnetic field. Motions of the wire generate a Faraday voltage measured with a lock-in amplifier. The strands of the aerogel were oriented along the direction of oscillations. The experiments were carried out at pressures 7.1, 15.4, and 29.3 bar and in magnetic fields 305–

1650 Oe. In-phase and quadrature signals were jointly fitted to Lorentz curves in order to extract a resonance frequency  $f_a$  and a resonance width of the signal  $\Delta f_a$ . To stabilize the polar phase, the samples were preplated with  $\gtrsim 2.5$  atomic layers of  $^4\text{He}$  [6].

**Results.** In Figure 1 we show temperature dependencies of the resonance frequency and width measured

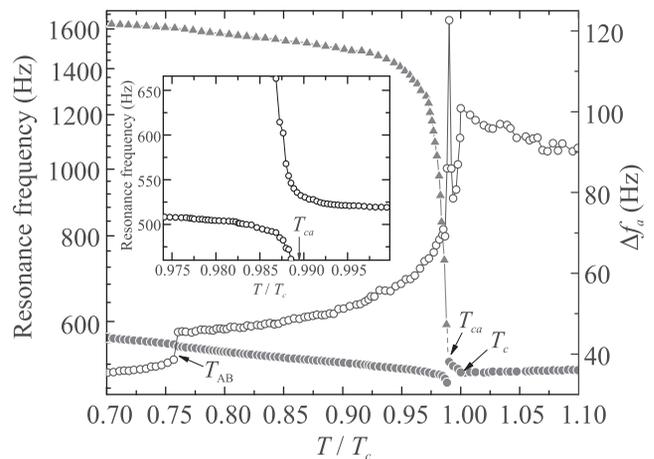


Fig. 1. (Color online) Temperature dependencies of the resonance width of the main resonance (open circles) and of the frequencies of the main (filled circles) and the second (filled triangles) resonances. Arrows mark  $T_{ca}$ ,  $T_c$ , and AB transition in bulk  $^3\text{He}$  at  $T = T_{AB}$ . Inset: Two branches of the wire resonance versus temperature near  $T_{ca}$ .  $P = 29.3$  bar,  $T_{ca} \approx 0.989 T_c$ ,  $H = 1650$  Oe

at 29.3 bar. On cooling in normal  $^3\text{He}$ , the resonance width is increasing and  $f_a$  is decreasing due to the Fermi-liquid behavior of the viscosity of bulk  $^3\text{He}$ . Then a rapid decrease of the width (a rise of the frequency) is observed indicating a superfluid transition in bulk  $^3\text{He}$  at  $T = T_c$ . On further cooling, the second resonance appears (filled triangles in Fig. 1) accompanied by the spike in the width of the main resonance. This additional resonance mode appears just below the superfluid transition temperature of  $^3\text{He}$  in the sample

<sup>1)</sup>e-mail: dmitriev@kapitza.ras.ru

used in NMR experiments [5]. Therefore, we conclude that this resonance is due to the superfluid transition of  $^3\text{He}$  into the polar phase in the oscillating sample at  $T_{ca} \approx 0.989 T_c$ . Although we have not been able to observe a clear resonance peak at frequencies lower than 470 Hz, we assume that on cooling from  $T_{ca}$  the frequency of the second mode rapidly grows from 0 and slightly lower  $T_{ca}$  becomes close to the frequency of the main resonance resulting in an interaction (repulsion) between these modes. The repulsion is clearly seen in the inset to Fig. 1 where we show the evolution of resonance frequencies during slow passage through  $T_{ca}$ . For clarity, below  $T_{ca}$  we continue to call as the main resonance the mode with a smaller frequency. On cooling, the resonance frequency of another (the second) mode ( $f_{a2}$ ) is increasing up to 1600 Hz at  $T = 0.75 T_c$ . Similar behavior of the resonance frequencies was observed at lower pressures.

We suppose that the second mode is an analog of a so-called slow sound mode observed in silica aerogel in superfluid helium [7, 8]. The point is that in aerogel the normal fluid component is clamped to the matrix, since the viscous penetration depth is much larger than an average distance between strands ( $\approx 60$  nm in our sample). However, the skeleton of aerogel is elastic and the normal component can move together with the strands. Therefore, the superfluid component and the combined normal fluid and aerogel matrix can move in opposite directions, resulting in a second-sound-like mode [7] whose resonant frequency grows from 0 on cooling below  $T_{ca}$ . In superfluid  $^3\text{He}$  in silica aerogel such mode was observed in the low-frequency sound measurements [8]. We are dealing with a highly anisotropic aerogel which is soft in the direction normal to the strands but is rigid in the direction along the strands. Therefore, in our case the slow mode should correspond to periodic deformations of the sample in the direction normal to the strands. We note that we detect motions of the wire, but we can excite and detect the slow mode in aerogel, even if its resonance frequency is far from the original VW mechanical resonance. It means that even well below  $T_{ca}$  this second resonance is strong enough to affect the wire oscillations.

Frequencies of both modes should essentially depend on the superfluid fraction of  $^3\text{He}$  in the aerogel. Therefore, our measurements can be used to estimate this fraction. However, for this purpose the interaction between the main and the second modes should be taken into account. Unfortunately, the theoretical model of the slow mode in  $^3\text{He}$  in aerogel described in [7, 8] is not applicable to our strongly anisotropic sample and further development of the theory is necessary for treatment of our results.

**Conclusions.** Using VW techniques we have observed a superfluid transition of  $^3\text{He}$  in nematic aerogel accompanied by the appearance of the second (slow sound) mode inside the aerogel. Resonance frequencies and widths of the main and slow sound modes are measured in a wide range of temperatures. We think that a theoretical model of the slow mode in nematic aerogel might allow to estimate a superfluid density fraction inside our sample.

Our results are promising for experiments on searching for the beta phase in nematic aerogel [9, 10], a new superfluid phase of  $^3\text{He}$  that must exist in a narrow temperature region (proportional to the value of magnetic field) right below  $T_{ca}$ , and on cooling from the beta phase a transition to the distorted beta phase should be observed as a kink on a superfluid fraction versus temperature plot [10]. The latter can be seen in the resonant frequencies in VW experiments. In present experiments the maximal magnetic field which we were able to apply is 1650 Oe. In this field the range of existence of the beta phase is expected to be about  $0.005 T_c$  [10]. Unfortunately, this range of temperatures is nearly the same as the range, wherein the interaction of the observed resonance modes is strong and the frequency of the slow sound resonance is rapidly changing. This, together with errors in determination of resonance frequencies, has prevented us from detecting any clear kink on temperature dependencies of  $f_a$  and  $f_{a2}$ .

This work was supported by the Russian Science Foundation (project # 18-12-00384). We are grateful to V. I. Marchenko for useful discussions.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020240017

- 
1. P. Brussaard, S. N. Fisher, A. M. Guénault, A. J. Hale, and G. R. Pickett, *J. Low Temp. Phys.* **121**, 555 (2000).
  2. P. Brussaard, S. N. Fisher, A. M. Guénault, A. J. Hale, N. Mulders, and G. R. Pickett, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4580 (2001).
  3. V. V. Dmitriev, A. A. Senin, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 165304 (2015).
  4. K. Aoyama and R. Ikeda, *Phys. Rev. B* **73**, 060504 (2006).
  5. V. V. Dmitriev, M. S. Kutuzov, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, *JETP Lett.* **110**, 734 (2019).
  6. V. V. Dmitriev, A. A. Soldatov, and A. N. Yudin, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 075301 (2018).
  7. M. J. McKenna, T. Slawcki, and J. D. Maynard, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1878 (1991).
  8. A. Golov, D. A. Geller, and J. M. Parpia, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3492 (1999).
  9. E. V. Surovtsev, *JETP* **128**, 477 (2019).
  10. E. V. Surovtsev, *JETP* **129**, 1055 (2019).

# Спектроскопия многократных андреевских отражений сверхпроводящих пниктидов $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ оптимального состава

Т. Е. Кузьмичева<sup>+1)</sup>, С. А. Кузьмичев<sup>\*+</sup>, К. С. Перваков<sup>+</sup>, В. А. Власенко<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2020 г.

После переработки 10 ноября 2020 г.

Принята к публикации 10 ноября 2020 г.

В работе измерены вольтамперные характеристики и спектры динамической проводимости SnS-контакта на базе сверхпроводящего пниктида  $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$  почти оптимального состава. Обнаружен слабый рост плотности электронного состояний вблизи уровня Ферми. Методами спектроскопии многократных андреевских отражений напрямую определены величины и температурные зависимости сверхпроводящих параметров порядка, а также оценена степень их анизотропии. Показано, что полученные зависимости андреевского избыточного тока и проводимости при нулевом смещении могут быть описаны в рамках двухщелевой модели, и оценены парциальные проводимости двух эффективных зон, в которых реализуются большая и малая сверхпроводящие щели.

DOI: 10.31857/S1234567820240076

**1. Введение.** Среди железосодержащих сверхпроводников [1] пниктиды так называемого семейства 122 на основе  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  наиболее интенсивно исследовались теоретически и экспериментально. Интерес к этому семейству обусловлен умеренными критическими температурами перехода в сверхпроводящее состояние, высокими по оценкам критическими магнитными полями и доступностью крупных монокристаллов.

В стехиометрическом составе 122-пниктиды демонстрируют состояние с волной спиновой плотности, при подавлении которого допированием или давлением возникает сверхпроводящая фаза. Уровень Ферми пересекает дырочные зоны, образующие цилиндры поверхности Ферми вокруг  $\Gamma$ -точки зоны Бриллюэна, а также несколько зон вблизи перехода Лифшица, образующих в 122-соединениях различного состава цилиндры или пропеллеры вокруг X-точки [2–4]. В настоящий момент дискутируются вопросы влияния особенностей зонной структуры и взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма на высокие критические температуры  $T_c$  и симметрию сверхпроводящего параметра порядка [2–16].

Большинство исследований подтверждает существование ниже  $T_c$  как минимум двух сверхпроводящих конденсатов с параметрами порядка  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$  [2, 3, 6–8, 17–30]. В ранних работах нашей группы

[27–30], а также в работах других авторов [2, 3, 22] была обнаружена анизотропия щели в импульсном пространстве. Тем не менее, данные литературы о величине характеристического отношения  $2\Delta/k_B T_c$  плохо согласуются друг с другом; подробный обзор величин  $2\Delta_{L,S}/k_B T_c$  приведен в работе [2]. Так, например, для большой щели эксперименты по фотоэмиссии углового разрешения (ARPES) дают значения характеристического отношения в диапазоне 5.5–7.5 [2, 3, 17], при этом данные туннельных методов имеют заметный разброс  $2\Delta_L/k_B T_c \approx 6 - 11$  [18–20, 31, 32].

В данной работе проведено комплексное исследование сверхпроводящих свойств пниктида  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}$  почти оптимального состава методами спектроскопии многократных андреевских отражений (MAO). Напрямую измерены температурные зависимости двух сверхпроводящих щелей  $\Delta_{L,S}(T)$ , андреевского избыточного тока при  $eV > 2\Delta_L$  и андреевской проводимости при нулевом смещении (ZBC). Оценен парциальный вклад зон с большой щелью в общую проводимость  $\approx 55\%$ .

**2. Методика эксперимента.** При температурах ниже  $T_c$  в контакте сверхпроводник–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnS) реализуется эффект многократных андреевских отражений. Во всем диапазоне смещений  $eV$  на вольтамперной характеристике (ВАХ) такого контакта присутствует избыточный ток (относительно омической зависимо-

<sup>1)</sup>e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

сти в нормальном состоянии выше  $T_c$ ), значительно возрастающий при малых смещениях (так называемая область “пьедестала”). На спектре динамической проводимости SnS-контакта сверхвысокой прозрачности ( $> 90\%$ ) возникает серия минимумов субгармонической щелевой структуры (СГС), положение которых  $V_n$  напрямую определяется величиной сверхпроводящей щели  $\Delta$  при любых температурах вплоть до  $T_c$ :  $|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n$ , где  $n = 1, 2, \dots$  [33–38]. В случае анизотропного параметра порядка, зависящего от направления импульса, форма минимумов СГС меняется. Для щели с расширенной  $s$ -волновой симметрией без точек нулей ожидается, что андреевский минимум будет представлять собой дублет, ширина которого определяется максимальной  $\Delta^{\text{out}}$  и минимальной  $\Delta^{\text{in}}$  энергией связи пар [27, 29, 30, 39–41].

Согласно расчетам [33, 36–38] для контакта с абсолютно прозрачными NS-границами ( $Z = 0$ ) на базе  $s$ -волнового однощелевого сверхпроводника, выражение для андреевского избыточного тока  $I_{\text{exc}}(T) \equiv I(T) - I_N(T_c)$  при больших смещениях  $eV \rightarrow \infty$  определяется температурной зависимостью сверхпроводящей щели и может быть упрощено до

$$I_{\text{exc}}(T, eV \rightarrow \infty) = \frac{8}{3} \frac{G_N}{e} \exp\left(-\frac{d_c}{l_c}\right) \Delta(T), \quad (1)$$

где  $d_c$  – размер контакта,  $l_c$  – неупругая длина рассеяния носителей (обе величины взяты вдоль кристаллографического  $c$ -направления),  $G_N$  – нормальная проводимость контакта при  $T_c$ ,  $e$  – заряд электрона. Для реального SnS-контакта можно предположить, что абсолютная величина избыточного тока будет зависеть от двух параметров – баллистического отношения  $l_c/d_c$  и неупругого рассеяния  $\Gamma$  (влияние которого не рассмотрено ни в одной модели MAO), что затрудняет их оценку по отдельности из эксперимента. Учитывая вышесказанное, экспериментальные величины избыточного тока, представленные ниже, нормированы на свое значение при  $T = 0$  и сопоставляются с нормированными температурными зависимостями сверхпроводящих щелей  $\delta_i(T) \equiv \Delta_i(T)/\Delta_i(0)$  ( $i = L, S$ ).

В работах [37, 38] было получено выражение для андреевской проводимости при нулевом смещении баллистического SnS-контакта на базе однощелевого  $s$ -волнового сверхпроводника, в котором процесс MAO ограничен  $\approx l/d$  отражениями:

$$G_{\text{ZBC}}^A(T) \equiv G_{\text{ZBC}}(T) - G_N \propto \propto G_N \frac{l_c}{d_c} \tanh\left[\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right], \quad eV \rightarrow 0. \quad (2)$$

Для двухщелевого сверхпроводника вклад в андреевский транспорт будут давать эффективные зоны, связанные с каждой из щелей; в частности, на ВАХ и  $dI(V)/dV$ -спектре будут наблюдаться две СГС. Как было показано нами ранее [42], полагая отсутствие межзонного транспорта в процессе MAO и примерно одинаковые длины неупругого рассеяния в зонах, нормированный избыточный ток представляется суммой парциальных вкладов зон, пропорциональных температурным зависимостям щелей  $\delta(T)$ :

$$\frac{I_{\text{exc}}(T)}{I_{\text{exc}}(0)} = \phi \delta_L(T) + (1 - \phi) \delta_S(T), \quad (3)$$

$$\phi \approx \frac{G_L \Delta_L(0)}{G_S \Delta_S(0) + G_L \Delta_L(0)},$$

где  $G_S$  и  $G_L$  – нормальные парциальные проводимости зон, а весовой коэффициент  $\phi$  определяет вклад зон с большой щелью в избыточный ток. Для андреевской проводимости SnS-контакта при нулевом смещении при аналогичных упрощениях можно записать [42]

$$\frac{G_{\text{ZBC}}^A(T)}{G_{\text{ZBC}}^A(0)} = \chi \tanh\left[\frac{\Delta_L(T)}{2k_B T}\right] + (1 - \chi) \tanh\left[\frac{\Delta_S(T)}{2k_B T}\right], \quad \chi = \frac{G_L}{G_L + G_S}, \quad (4)$$

а весовой коэффициент  $\chi$  напрямую определяет парциальный вклад зон с  $\Delta_L$  в общую проводимость.

Монокристаллы номинального состава  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  с объемной  $T_c^{\text{bulk}} \approx 21$  К (по данным резистивных измерений) были выращены методом “раствор в расплаве”. Детали синтеза образцов, а также данные структурных, транспортных и магнитных исследований приведены в работах [14, 28, 43, 44]. Андреевские SnS-контакты на микротрещине были получены путем раскалывания образца при низких температурах с помощью техники “break-junction” [45]. Конфигурация эксперимента, а также преимущества и недостатки метода подробно обсуждаются в работе [39].

Образец, вырезанный в виде тонкой прямоугольной пластинки размером около  $2 \times 1 \times 0.1$  мм<sup>3</sup>, закрепляется на пружинящем столике с помощью четырех капель жидкого при комнатной температуре In-Ga сплава (истинное четырехточечное подключение) так, что базальная плоскость кристалла оказывается параллельна плоскости столика. Далее столик с образцом охлаждается до 4.2 К и прецизионно изгибается, что приводит к расслаиванию монокристалла вдоль  $ab$ -плоскостей, т.е. образованию слабой связи, полностью разделяющей два сверхпроводящих

берега. В используемой геометрии ток идет всегда вдоль  $c$ -направления, следовательно, при исследовании баллистического контакта возможно разрешать анизотропию сверхпроводящей щели в  $ab$ -плоскости [39]. В пниктидах семейства 122 [26–30] слабая связь электрически эквивалентна тонкому потенциальному барьеру сверхвысокой прозрачности (90–98%), а получаемые  $I(V)$  и  $dI(V)/dV$  контактов на микротрещине характерны именно для режима MAO [33, 35, 36].

Исследуемая область контакта располагается на значительном удалении от токовых и потенциальных контактов, что защищает ее от перегрева и химического влияния In-Ga припоя. В процессе эксперимента берега разводятся на незначительное расстояние, тем самым предотвращая деградацию поверхности криогенных сколов. Сверхпроводящие свойства исследуются локально, в пределах контактной области. Подытоживая преимущества используемого метода, можно сказать, что андреевская спектроскопия SnS-контактов на микротрещине позволяет локально и напрямую исследовать сверхпроводящие свойства материала и их температурное поведение, а благодаря высокому разрешению возможно оценивать анизотропию параметра порядка в  $ab$ -плоскости.

**3. Экспериментальные данные и обсуждение.** На рисунке 1 приведены ВАХ SnS-контакта с локальной критической температурой  $T_c^{\text{local}} \approx 19.7$  K (соответствующей точке, в которой был создан контакт) на базе  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ , измеренные при различных температурах. Как показано на вставке *a*, характеристики симметричны относительно нулевого смещения. При низких температурах на ВАХ заметны “изломы” – андреевская структура от сверхпроводящих щелей, полностью отсутствующая на ВАХ, измеренной при  $T_c^{\text{local}} \approx 19.7$  K (положение первой ( $n = 1$ ) особенности от большой щели отмечено на рис. 1 вертикальной линией). Хорошо видно, что абсолютная величина тока  $|I(V, 4.2 \text{ K})|$  превосходит  $|I(V, T_c^{\text{local}})|$ , таким образом, в сверхпроводящем состоянии во всем диапазоне смещений на ВАХ наблюдается избыточный ток. На вставке *b* показана зависимость избыточного тока от смещения  $I_{\text{exc}}(V, T) \equiv I(V, T) - I(V, T_c^{\text{local}})$  при различных температурах. При малых смещениях  $I_{\text{exc}}$  резко возрастает (область пьедестала), однако сверхток при  $eV = 0$ , характерный для джозефсоновского режима, не наблюдается. При больших смещениях  $|eV| > 2\Delta_L^{\text{out}}$  избыточный ток стремится к постоянному значению, что соответствует всем существующим теоретическим моделям для режима MAO и сверхвысокой прозрачности туннельного барьера [33, 35–38].

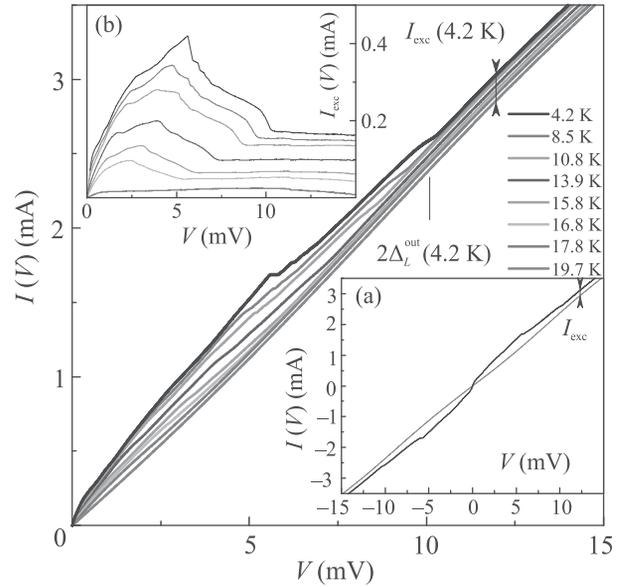


Рис. 1. (Цветной онлайн) Вольтамперные характеристики (ВАХ) андреевского SnS-контакта с локальной  $T_c^{\text{local}} \approx 19.7$  K, полученного в монокристалле  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ , при различных температурах. Вертикальной линией отмечено положение основной ( $n = 1$ ) особенности от большой щели  $\Delta_L^{\text{out}}$ , стрелкой – величина андреевского избыточного тока при  $eV_0 = 12$  мВ и 4.2 K. ВАХ симметричны относительно нулевого смещения, как показано на вставке *a*. На вставке *b* приведена зависимость соответствующего андреевского избыточного тока от напряжения  $I_{\text{exc}}(T, V) \equiv I(T, V) - I(T_c^{\text{local}}, V)$

Для оценки баллистического отношения в  $ab$ -плоскости  $l_{ab}/d_{ab}$  ( $l_{ab}$  – характерная длина неупругого рассеяния в  $ab$ -плоскости,  $d_{ab}$  – диаметр контакта) воспользуемся величиной удельного сопротивления исследованного монокристалла  $\rho_{ab} = 190 \mu\Omega \cdot \text{см}$ , произведения  $\rho_{ab} l_{ab}^{\text{el}} \approx 1.65 \times 10^{-13} \Omega \cdot \text{м}^2$  ( $l_{ab}^{\text{el}}$  – длина свободного пробега), определенного для родственного соединения  $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Co})_2\text{As}_2$  в работе [46], а также сопротивление SnS-контакта  $R \approx 4.3 \Omega$  по данным рис. 1. Тогда длина упругого рассеяния  $l_{ab}^{\text{el}} \approx 87$  нм, а диаметр контакта, согласно формуле Шарвина [47], составляет  $d_{ab} = \sqrt{\frac{4}{3\pi} \frac{\rho l}{R}} \approx 128$  нм. Поскольку, согласно [36–38], для наблюдения MAO важно сравнение диаметра контакта именно с длиной неупругого рассеяния, которая обычно превышает  $l^{\text{el}}$  на 1–2 порядка, то в качестве минимальной оценки получим  $l_{ab}/d_{ab} \approx 7$ , что говорит о баллистичности SnS-контакта в  $ab$ -плоскости.

Вдоль  $c$ -направления, согласно формуле (2), отношение длины неупругого рассеяния к толщине планарного SnS-контакта  $l_c/d_c$  соответствует отно-

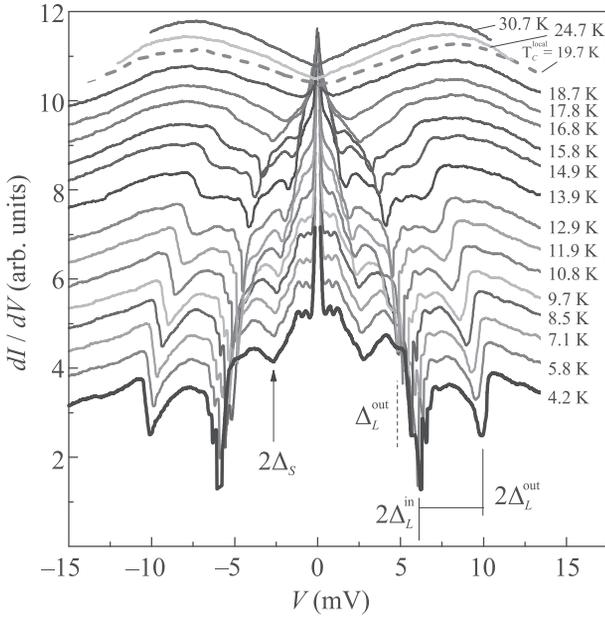


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры динамической проводимости  $dI(V)/dV$  для контакта на рис. 1, измеренные при различных температурах. Кривые сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальной сплошной и штриховой линиями отмечены положения первой и второй ( $n = 1, 2$ ) особенности от анизотропной большой щели, стрелкой – первый андреевский минимум от малой щели

шению андреевской и нормальной проводимости при  $eV \rightarrow 0$ . По данным рис. 2, для исследованного контакта  $l_c/d_c \cong G_{ZBC}^A/G_N \approx 2$ . Приведенные оценки указывают на то, что данный SnS-контакт находится в баллистическом режиме как вдоль  $ab$ -, так и  $c$ -направления, следовательно, возможна реализация эффекта MAO.

С увеличением температуры на рис. 1 “изломы” на ВАХ смещаются в сторону нуля, а избыточный ток и пьедестал при  $eV \rightarrow 0$  становятся менее интенсивны. При  $T = 19.7$  K вышеперечисленные особенности ВАХ полностью исчезают. С одной стороны, это означает переход контактной области в нормальное состояние и определяет ее локальную критическую температуру  $T_c^{\text{local}}$ . С другой стороны, это однозначно демонстрирует, что природа наблюдаемых особенностей напрямую связана со сверхпроводящим состоянием, поскольку они присутствуют на ВАХ только при  $T < T_c^{\text{local}}$ . Подытоживая, заключим, что избыточный ток и пьедестал при малых смещениях обусловлены баллистическим андреевским транспортом в процессе MAO [33, 35–38].

Тем не менее, в нормальном состоянии выше  $T_c^{\text{local}}$  сохраняется слабая нелинейность ВАХ

(не сверхпроводящей природы), которая отчетливее проявляется на соответствующих  $dI(V)/dV$ -спектрах, показанных на рис. 2. Поскольку, вообще говоря,  $dI(V)/dV$  симметричного туннельного NIN-контакта ( $N$  – нормальный металл,  $I$  – изолятор) в нормальном состоянии при  $eV > 0$  определяется распределением плотности состояний по энергии  $N(E)$  вблизи уровня Ферми (где  $E_F$  соответствует  $eV = 0$ ; область отрицательных смещений при этом выглядит зеркальным отражением), то можно предположить, что уровень Ферми находится в области роста  $N(E)$ . Слабая нелинейность подобной формы выше  $T_c$  наблюдалась нами ранее в недодопированных оксипниктидах  $\text{Sm}_{0.92}\text{Th}_{0.08}\text{FeAs}$  [48]. Напротив, в  $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$  нами воспроизводимо наблюдался выраженный максимум динамической проводимости при малых смещениях в нормальном состоянии [40, 41].

В сверхпроводящем состоянии ниже  $T_c^{\text{local}}$  на фоне общей нелинейности спектра наблюдаются андреевские минимумы. Особенность  $n = 1$  от большой щели представляет собой дублет – два минимума, соединенные аркой, положения которых (при 4.2 K)  $2\Delta_L^{\text{out}} \approx 9.8$  мэВ и  $2\Delta_L^{\text{in}} \approx 6.2$  мэВ отмечены на рис. 2 вертикальными штрихами и определяют пороговые величины энергии связи куперовских пар. Отметим, что подобная форма дублета с более интенсивным внутренним минимумом воспроизводится в наших исследованиях пниктидов системы 122 [27, 28, 30]. Можно предположить, что она обусловлена более сложным, чем  $\cos(4\theta)$ , распределением щели от угла в импульсном пространстве, со смещением спектрального веса в сторону  $\Delta_L^{\text{in}}$ . При меньших смещениях  $|eV| \approx 3.1$  мэВ стрелкой на рис. 2 отмечен первый минимум от малой щели  $\Delta_S \approx 1.55$  мэВ.

Согласно расчетам [36–38], количество наблюдаемых минимумов  $n \simeq l_c/d_c$ , таким образом, исходя из вышеприведенной оценки баллистического отношения, на  $dI(V)/dV$ -спектре ожидается появление  $n \simeq 2$  особенностей СГС. Однако ненулевое значение параметра  $Z$  в реальном SnS-контакте, влияние которого не учитывается в этих моделях, также сказывается на интенсивности СГС. Более значимым фактором, определяющим число видимых субгармоник  $n$ , может являться параметр размытия  $\Gamma = \hbar/\tau_{\text{inel}}$ , обратно пропорциональный времени неупругой релаксации  $\tau_{\text{inel}}$ . К сожалению, учет влияния  $\Gamma$  в андреевских SnS-контактах до сих пор остается нерешенной теоретической задачей. Качественно, при  $\Gamma \gtrsim \Delta/2$  возникает большое количество внутрищелевых состояний, эффективно выводящих андреевские носители из процесса MAO. Недавние

ARPES-исследования пниктидов системы 122 [49] показали, что для дырочных цилиндров поверхности Ферми  $\Gamma > \Delta$  и может в несколько раз превышать планковский предел  $\Gamma(\omega)/\omega > 1$ . В таком исключительном случае можно ожидать, что все минимумы СГС исчезнут из-за полной потери андреевских носителей на состояниях внутри щели, и вместо MAO будет наблюдаться лишь единственное андреевское отражение (при условии сохранения баллистичности контакта). Тем не менее, на приведенных на рис. 2  $dI(V)/dV$ -спектрах можно найти следы  $n = 2$  от большой щели. В данном случае, эта особенность интерферирует с основным минимумом от  $\Delta_S$ , что затрудняет однозначную интерпретацию. Возможное положение  $n = 2$  от  $\Delta_L^{\text{out}}$  показано на рис. 2 вертикальной штриховой линией.

Сравнивая полученные результаты с данными ARPES [2, 3, 17], можно предположить, что большая щель открывается на электронных листах и внутреннем цилиндре поверхности Ферми вокруг  $\Gamma$ -точки, а малая щель – на внешнем  $\Gamma$ -цилиндре.

Характеристические отношения для экстремумов большой щели  $2\Delta_L^{\text{in}}/k_B T_c^{\text{local}} \approx 3.7$  и  $2\Delta_L^{\text{out}}/k_B T_c^{\text{local}} \approx 5.8$  превосходят предел слабой связи однозонной теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ). Полученные отношения для обоих пороговых величин большой щели отлично согласуются с данными оптической спектроскопии монокристаллов  $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Co})_2\text{As}_2$  и  $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Ni})_2\text{As}_2$  оптимального состава с близкими  $T_c$  [24, 25]. Характеристическое отношение для внешнего экстремума  $\Delta_L^{\text{out}}$  близко к значениям, полученным с помощью ARPES [2, 3], туннельной и андреевской спектроскопии [31, 32] и объемных методов исследования [21–23, 27, 28, 30] 122-пниктидов различного состава. Характеристическое отношение для малой щели составляет  $2\Delta_S/k_B T_c \approx 1.8 \ll 3.5$ , что характерно для “слабого” конденсата в многощелевом сверхпроводнике.

На рисунке 3 показаны температурные зависимости пороговых значений большой сверхпроводящей щели (сплошные кружки, соединенные линией) и малой щели (открытые кружки), полученные по данным рис. 2. Зависимости экстремумов анизотропной большой щели от  $T$  схожи друг с другом. На вставке показана температурная зависимость анизотропии, оцененной как  $100\% \cdot [1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}] \approx 37\%$  и остающейся практически постоянной вплоть до  $T_c^{\text{local}}$ . Также видно, что температурные зависимости щелей проходят заметно ниже БКШ-образной кривой, показанной штрихпунктиром для сравнения. Такой вид  $\Delta_{L,S}(T)$  характерен для случая умеренного межзонного взаимодействия и воспроизводится, по на-

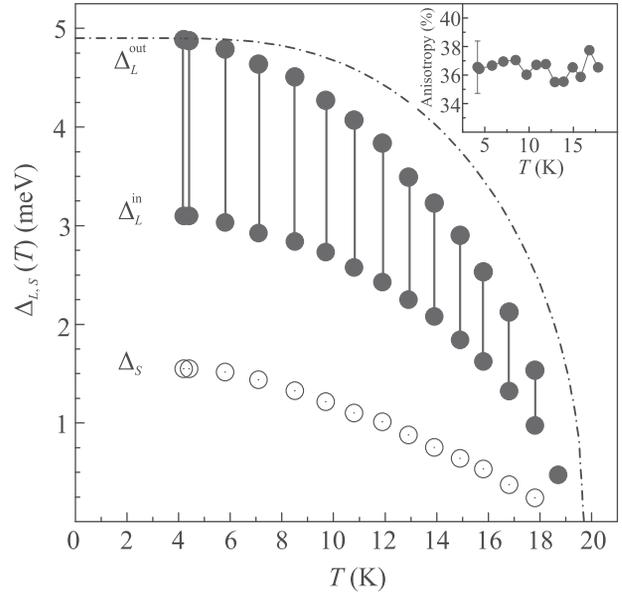


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости пороговых амплитуд анизотропной большой щели  $\Delta_L^{\text{out}}(T)$  и  $\Delta_L^{\text{in}}(T)$  (соединенные сплошные кружки) и малой щели  $\Delta_S(T)$  (открытые кружки). Штрихпунктирная линия соответствует однозонной БКШ-образной функции. На вставке приведена температурная зависимость анизотропии большой щели, определенная как  $[1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}] \cdot 100\%$

шим данным, в 122-пниктидах различного состава и  $T_c$  [27–30]. Тем не менее, малая щель закрывается с увеличением температуры немного быстрее, что иллюстрируют нормированные зависимости  $\delta_L(T)$  и  $\delta_S(T)$ , показанные штрихпунктирной и штриховой линиями на рис. 4а.

Для определения температурной зависимости  $I_{\text{exc}}(T)$  по данным рис. 1 андреевский избыточный ток был взят при конечном  $eV_0 = 12$  мэВ (длина стрелки на рис. 1 показывает соответствующую абсолютную величину  $I_{\text{exc}}$  при 4.2 К) и нормирован на  $\tanh[eV_0/(2k_B T)]$  для корректного сравнения с формулой (1). Полученная нормированная зависимость андреевского избыточного тока от  $T$  показана ромбами на рис. 4а. В целом избыточный ток хорошо согласуется с температурными зависимостями щелей: экспериментальные точки  $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$  лежат в диапазоне, ограниченном  $\delta_{L,S}(T)$ ; это также указывает на андреевскую природу наблюдаемого избыточного тока (см. формулы (1), (3), а также факт обращения в нуль  $I_{\text{exc}}$  при  $T_c^{\text{local}}$ ). Поскольку степень анизотропии практически не меняется с температурой, а вклад зон с большой щелью определяется исключительно формой  $\delta_L(T)$ , на рис. 4а приведена зависимость внутреннего экстремума

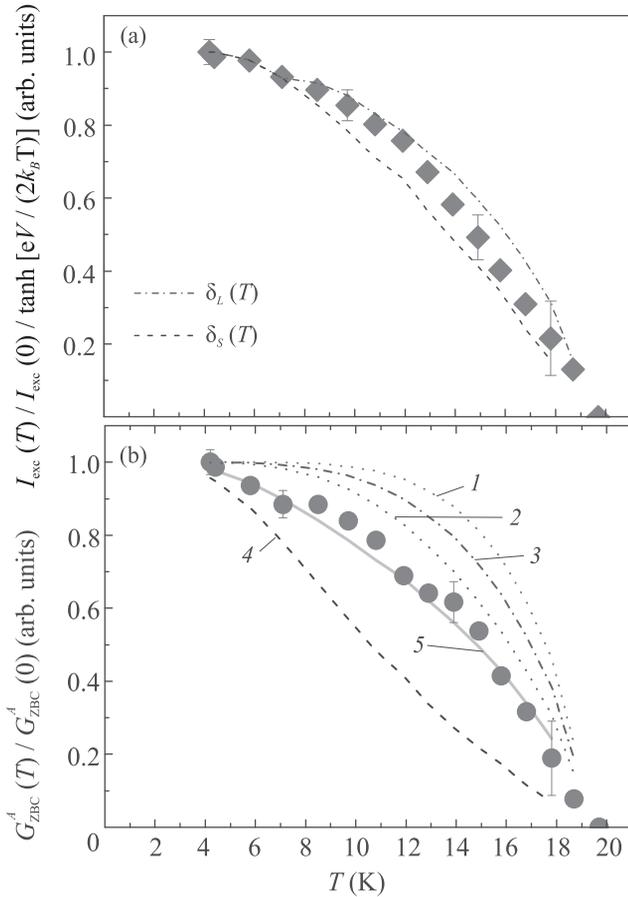


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Температурная зависимость андреевского избыточного тока (ромбы) при смещении  $eV = 12$  мэВ  $> 2\Delta_L^{\text{out}}(0)$ , нормированная на свое значение при  $T = 0$ . Штрихпунктирная и пунктирная линии соответствуют зависимостям  $\delta_L(T)$  и  $\delta_S(T)$ , согласно данным рис. 3. (б) – Температурная зависимость андреевской проводимости при нулевом смещении (кружки), нормированная на свое значение при  $T = 0$ . Зависимости, соответствующие пороговым амплитудам большой щели  $\tanh[\Delta_L^{\text{in}}/2k_B T]$  (1) и  $\tanh[\Delta_L^{\text{out}}/2k_B T]$  (2), эффективный вклад зон с большой щелью (3) и с малой щелью (4) показаны для сравнения. Кривая 5 соответствует двухзонной аппроксимации формулой (4) при  $\chi = 0.55$

большой щели  $\delta_L^{\text{in}}(T)$  (так как соответствующий минимум дублета на  $dI(V)/dV$ -спектре более интенсивен и лучше различим при  $T \rightarrow T_c$ ).

Из-за схожести кривых  $\delta_{L,S}(T)$  определить весовой коэффициент  $\phi$  вклада зон с большой щелью в избыточный ток в данном случае весьма затруднительно. Однако из-за различия характеристических отношений вклады зон в проводимость при нулевом смещении сильно отличаются, как показано на рис. 4б, поэтому оценить парциальные проводимости

по данным  $G_{\text{ZBC}}^A(T)/G_{\text{ZBC}}^A(0)$  (кружки) становится возможно.

На рисунке 4б кружками показана температурная зависимость андреевской избыточной проводимости при нулевом смещении. Отметим, что поскольку избыточная проводимость при  $eV \rightarrow 0$  (по сравнению с  $G_N$ ) наблюдается исключительно ниже  $T_c^{\text{local}}$ , анализ  $G_{\text{ZBC}}^A(T)$  по формулам (2), (4) позволяет отделить вклад эффектов, связанных со сверхпроводящими свойствами (MAO), от влияния особенностей нормального состояния (определяющих абсолютную величину  $G_N$ ).

Для оценки вклада зон с анизотропной большой щелью в  $G_{\text{ZBC}}^A(T)$  воспользуемся следующим соотношением. Как показали численные расчеты [50] в рамках однозонного формализма [36], амплитуда основного ( $n = 1$ ) андреевского минимума  $A_{n=1} \equiv G_N - G(2\Delta)$  пропорциональна концентрации куперовских пар. В данном случае внутренний минимум дублета в среднем более интенсивен: при 4.2 К отношение амплитуд внутреннего и внешнего минимума составляет  $A_L^{\text{in}}/A_L^{\text{out}} \approx 2$ , причем это отношение остается примерно постоянным с увеличением температуры до  $T_c^{\text{local}}$ . Для грубой оценки представим эффективный вклад зон с большой щелью  $G_{\text{ZBC}}^L$  в андреевскую проводимость при нулевом смещении как сумму гиперболических тангенсов для  $\Delta_L^{\text{in}}$  и  $\Delta_L^{\text{out}}$  (кривые 1 и 2 на рис. 4б) с весовыми коэффициентами, пропорциональными парциальным концентрациям куперовских пар, образующихся вдоль соответствующих  $\Delta_L^{\text{in}}$  и  $\Delta_L^{\text{out}}$  направлений:

$$\frac{G_{\text{ZBC}}^L(T)}{G_{\text{ZBC}}^L(0)} = \frac{A_L^{\text{in}}}{A_L^{\text{in}} + A_L^{\text{out}}} \cdot \tanh\left[\frac{\Delta_L^{\text{in}}}{2k_B T}\right] + \frac{A_L^{\text{out}}}{A_L^{\text{in}} + A_L^{\text{out}}} \cdot \tanh\left[\frac{\Delta_L^{\text{out}}}{2k_B T}\right]; \quad (5)$$

результат показан на рис. 4б кривой 3.

Используя полученный выше результат для оценки эффективного вклада от куперовских пар, связанных с анизотропным большим параметром порядка  $\Delta_L$  (зависимость 3 на рис. 4б), и данные, отвечающие за зоны с щелью  $\Delta_S$  (кривая 4), можно с помощью их линейной комбинации с весовым коэффициентом  $\chi$  в качестве свободного параметра оценить суммарный вклад двух эффективных зон в полную  $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ . В результате двухзонная аппроксимация (зависимость 5), рассчитанная по формуле (4), отлично согласуется с экспериментальными данными при  $\chi \approx 0.55$ . Таким образом, парциальный вклад зон с большой щелью чуть превышает вклад зон с малой щелью в общую проводимость.

В заключение, в работе представлены ВАХ и спектры динамической проводимости SnS-контакта с локальной критической температурой  $T_c^{\text{local}} \approx 19.7\text{ K}$ , созданного в монокристалле пниктида  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  почти оптимального состава. Обнаружена слабая нелинейность распределения плотности состояний от энергии вблизи  $E_F$  в нормальном состоянии выше  $T_c$ . Методами спектроскопии многократных андреевских отражений напрямую измерены величины сверхпроводящих параметров порядка, их температурные зависимости и характеристические отношения, а также температурные зависимости андреевского избыточного тока  $I_{\text{exc}}(T)$  и андреевской проводимости при нулевом смещении  $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ . Показана достаточно сильная анизотропия большой щели порядка 37%, практически не меняющаяся с увеличением температуры вплоть до  $T_c$ . Предложен аналитический способ оценки эффективного вклада зоны с анизотропной сверхпроводящей щелью в  $G_{\text{ZBC}}^A(T)$  и оценены парциальные проводимости двух эффективных зон.

Авторы благодарят Ю. А. Алещенко, А. В. Муратова и В. М. Пудалова за полезные обсуждения.

Измерения методами андреевской спектроскопии проведены в рамках проекта Российского научного фонда #19-72-00196, синтез и характеристика монокристаллов выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект #19-02-00888). Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **128**, 10012 (2006).
2. D. V. Evtushinsky, V. B. Zabolotnyy, L. Harnagea, A. N. Yaresko, S. Thirupathiah, A. A. Kordyuk, J. Maletz, S. Aswartham, S. Wurmehl, E. Rienks, R. Follath, B. Büchner, and S. V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **87**, 094501 (2013).
3. D. V. Evtushinsky, D. S. Inosov, V. B. Zabolotnyy et al. (Collaboration), *New J. Phys.* **11**, 055069 (2009).
4. A. A. Кордюк, *Физика низких температур* **44**, 623 (2018) [A. A. Kordyuk, *Low Temp. Phys.* **44**, 477 (2018)].
5. A. Martinelli, F. Bernardini, and S. Massidda, *Comptes Rendus Physique* **17**, 5 (2016).
6. Q. Si, R. Yu, and E. Abrahams, *Nat. Rev. Mater.* **1**, 16017 (2016).
7. P. J. Hirschfeld, *Comptes Rendus Physique* **17**, 197 (2016).
8. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma, *Mater. Today* **21**, 278 (2018).
9. М. В. Садовский, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 165 (2019) [M. V. Sadovskii, *JETP Lett.* **109**, 166 (2019)].
10. А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, М. Ю. Каган, А. В. Рожков, А. О. Сбойчаков, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 768 (2017) [A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, M. Yu. Kagan, A. V. Rozhkov, and A. O. Sboychakov, *JETP Lett.* **105**, 806 (2017)].
11. Yu. N. Togushova and M. M. Korshunov, *Phys. Metals Metallogr.* **120**, 1313 (2019).
12. M. Abdel-Hafiez, Y. Zhang, Z. He, J. Zhao, C. Bergmann, C. Krellner, C.-G. Duan, X. Lu, H. Luo, P. Dai, and X.-J. Chen, *Phys. Rev. B* **91**, 024510 (2015).
13. Е. И. Мальцев, В. А. Власенко, О. А. Соболевский, А. В. Садаков, Б. И. Массалимов, К. С. Перваков, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 475 (2020) [E. I. Maltsev, V. A. Vlasenko, O. A. Sobolevskii, A. V. Sadakov, B. I. Massalimov, and K. S. Pervakov, *JETP Lett.* **111**, 403 (2020)].
14. В. А. Власенко, О. А. Соболевский, А. В. Садаков, К. С. Перваков, С. Ю. Гаврилкин, А. В. Дик, Ю. Ф. Ельцев, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 121 (2018) [V. A. Vlasenko, O. A. Sobolevskiy, A. V. Sadakov, K. S. Pervakov, S. Yu. Gavrilkin, A. V. Dik, and Yu. F. Eltsev, *JETP Lett.* **107**, 119 (2018)].
15. Л. Я. Винников, И. С. Вещунов, М. С. Сидельников, В. С. Столяров, С. В. Егоров, О. В. Скрябина, В. Джао, Г. Цао, Т. Тамегай, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 530 (2019) [L. Ya. Vinnikov, I. S. Veshchunov, M. S. Sidel'nikov, V. S. Stolyarov, S. V. Egorov, O. V. Skryabina, W. Jiao, G. Cao, and T. Tamegai, *JETP Lett.* **109**, 521 (2019)].
16. И. С. Вещунов, Л. Я. Винников, В. С. Столяров, Н. Чжоу, Ч. С. Ши, С. Ф. Сю, С. Ю. Гребенчук, Д. С. Баранов, И. А. Головчанский, С. Пинон, Ю. Сун, В. Джао, Г. Цао, Т. Тамегай, А. А. Голубов, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 87 (2017) [I. S. Veshchunov, L. Ya. Vinnikov, V. S. Stolyarov, N. Zhou, Z. X. Shi, X. F. Xu, S. Yu. Grebenchuk, D. S. Baranov, I. A. Golovchanskiy, S. Pyon, Y. Sun, W. Jiao, G. Cao, T. Tamegai, and A. A. Golubov, *JETP Lett.* **105**, 98 (2017)].
17. H. Ding, P. Richard, K. Nakayama, K. Sugawara, T. Arakane, Y. Sekiba, A. Takayama, S. Souma, T. Sato, T. Takahashi, Z. Wang, X. Dai, Z. Fang, G. F. Chen, and J. L. Luo, *EPL* **83**, 47001 (2008).
18. M. Tortello, D. Daghero, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, J. Jiang, J. D. Weiss, E. E. Hellstrom, and R. S. Gonnelli, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 237002 (2010).
19. P. Szabó, Z. Pribulová, G. Pristás, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and P. Samuely, *Phys. Rev. B* **79**, 012503 (2009).
20. Z.-S. Wang, Z.-Y. Wang, H.-Q. Luo, X.-Y. Lu, J. Zhu, C.-H. Li, L. Shan, H. Yang, H.-H. Wen, and C. Ren, *Phys. Rev. B* **86**, 060508 (2012).

21. F. Hardy, P. Burger, T. Wolf, R. A. Fisher, P. Schweiss, P. Adelman, R. Heid, R. Fromknecht, R. Eder, D. Ernst, H. v. Löhneysen, and C. Meingast, *EPL* **91**, 47008 (2010).
22. K. Cho, M. Konczykowski, S. Teknowijoyo, M. A. Tanatar, Y. Liu, T. A. Lograsso, W. E. Straszheim, V. Mishra, S. Maiti, P. J. Hirschfeld, and R. Prozorov, *Sci. Adv.* **2**, e1600807 (2016).
23. C. Ren, Z. S. Wang, H. Q. Luo, H. Yang, L. Shan, and H. H. Wen, *Physica C* **469**, 599 (2009).
24. Ю. А. Алешченко, А. В. Муратов, В. М. Пудалов, Е. С. Жукова, Б. П. Горшунов, Ф. Курт, К. Айда, Письма в ЖЭТФ **94**, 779 (2011) [Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, V. M. Pudalov, E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, F. Kurth, and K. Iida, *JETP Lett.* **94**, 719 (2012)].
25. Y. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, G. A. Ummarino, S. Richter, A. A. Thomas, and R. Hühne, *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 045601 (2020).
26. T. E. Kuzmicheva, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, I. V. Roshchina, and V. M. Pudalov, *J. Supercond. Novel Magn.* **29**, 3059 (2016).
27. M. Abdel-Hafez, P. J. Pereira, S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, V. M. Pudalov, L. Harnagea, A. A. Kordyuk, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov, B. Shen, H.-H. Wen, A. N. Vasiliev, and X.-J. Chen, *Phys. Rev. B* **90**, 054524 (2014).
28. Т. Е. Кузьмичева, А. В. Муратов, С. А. Кузьмичев, А. В. Садаков, Ю. А. Алешченко, В. А. Власенко, В. П. Мартовицкий, К. С. Перваков, Ю. Ф. Ельцев, В. М. Пудалов, УФН **187**, 450 (2017) [Т. Е. Kuzmicheva, V. M. Pudalov, S. A. Kuzmichev, A. V. Sadakov, Yu. A. Aleshchenko, V. A. Vlasenko, V. P. Martovitsky, K. S. Pervakov, Yu. F. Eltsev, and V. M. Pudalov, *Physics-Uspokhi* **60**, 419 (2017)].
29. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, Н. Д. Жигадло, Письма в ЖЭТФ **112**, 523 (2020).
30. Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, A. V. Sadakov, S. Yu. Gavrilkin, A. Yu. Tsvetkov, X. Lu, H. Luo, A. N. Vasiliev, V. M. Pudalov, X.-J. Chen, and M. Abdel-Hafez, *Phys. Rev. B* **97**, 235106 (2018).
31. Yu. G. Naidyuk, O. E. Kvitnitskaya, S. Aswartham, G. Fuchs, K. Nenkov, and S. Wurmehl, *Phys. Rev. B* **89**, 104512 (2014).
32. Y. Yin, M. Zech, T. L. Williams, X. F. Wang, G. Wu, X. H. Chen, and J. E. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 097002 (2009).
33. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
34. G. B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
35. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
36. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, and R. Nicolisky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
37. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **50**, 6317 (1994).
38. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, *EPL* **41**, 195 (1998).
39. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, *Физика низких температур* **42**, 1284 (2016) [S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016)].
40. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, А. И. Болталин, И. В. Морозов, Письма в ЖЭТФ **98**, 816 (2013) [S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, A. I. Boltalin, and I. V. Morozov, *JETP Lett.* **98**, 722 (2013)].
41. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, И. В. Морозов, С. Вурмель, Б. Бюхнер, Письма в ЖЭТФ **111**, 388 (2020) [Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, I. V. Morozov, S. Wurmehl, and B. Büchner, *JETP Lett.* **111**, 350 (2020)].
42. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, Н. Д. Жигадло, Письма в ЖЭТФ **112**, 523 (2020) [Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, and N. D. Zhigadlo, *JETP Lett.* **112**, 491 (2020)].
43. Ю. Ф. Ельцев, К. С. Перваков, В. А. Власенко, С. Ю. Гаврилкин, Е. П. Хлыбов, В. М. Пудалов, УФН **184**, 897 (2014) [Yu. F. Elstsev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, E. P. Khlybov, and V. M. Pudalov, *Physics-Uspokhi* **57**, 827 (2014)].
44. K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, E. P. Khlybov, A. Zaleski, V. M. Pudalov, and Yu. F. Eltsev, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 015008 (2013).
45. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
46. Y. Machida, K. Tomokuni, T. Isono, K. Izawa, Y. Nakajima, and T. Tamega, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 073705 (2009).
47. Yu. V. Sharvin, *Sov. Phys. JETP* **21**, 655 (1965).
48. Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. M. Pudalov, and N. D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **95**, 094507 (2017).
49. J. Fink, E. D. L. Rienks, M. Yao et al. (Collaboration), arXiv:2005.08216v2.
50. Z. Popović, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, *J. Appl. Phys.* **128**, 013901 (2020).

## Масштабно-инвариантная структура сейсмической кинетики в условиях сильной неравновесности среды

И. Р. Стаховский<sup>1)</sup>

Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, 123242 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 сентября 2020 г.

После переработки 12 ноября 2020 г.

Принята к публикации 12 ноября 2020 г.

Представлены результаты скейлингового анализа ряда времен ожидания для сейсмических событий, составляющих серию землетрясений Риджквест 2019 г. в Восточной Калифорнии. Показано, что ряд времен ожидания перед сильным землетрясением с магнитудой  $M = 7.1$  приобретает масштабно-инвариантную структуру. Причиной появления статистического самоподобия в ряде времен ожидания является переход среды в очаговой области в сильно неравновесное состояние. Полученный результат можно интерпретировать как появление в процессе сейсмической кинетики временной диссипативной структуры. Предложено использовать скейлинговый анализ данных сейсмической кинетики как средство мониторинга текущего состояния сейсмогенерирующей среды.

DOI: 10.31857/S1234567820240088

**Введение.** Один из фундаментальных выводов теории диссипативных структур заключается в том, что многокомпонентные системы в условиях сильной неравновесности могут спонтанно эволюционировать к состоянию более высокой сложности [1]. Результатом самоорганизации сильно неравновесных систем является образование в них пространственно-временных диссипативных структур, организация которых, как правило, подчинена гиперболическим распределениям [2, 3]. В сейсмофизике исследования пространственных диссипативных структур, т.е. пространственных распределений эпицентров сейсмических событий (точек диссипации энергии в сейсмогенерирующих системах) в последние десятилетия проводятся достаточно интенсивно [4, 5]. Однако опыт изучения временных диссипативных структур в процессах сейсмической кинетики пока еще остается фрагментарным [6, 7].

В установленном сейсмическом режиме кинетика появления мелкомасштабных событий хаотична [8]. Так, например, аттракторы, реконструируемые по временным сейсмическим рядам (на основе доказательства теоремы Ф. Такенса), оказываются странными хаотическими аттракторами с положительной сигнатурой показателей Ляпунова [9, 10]. Однако в очаговых областях готовящихся литосферных землетрясений перед актом хрупкого разрушения среды (т.е. перед главным толчком землетрясения) материал литосферы переходит в сильно неравновесное

состояние, что изменяет его свойства прежде всего из-за неограниченного роста флуктуаций. Главной проблемой исследований сейсмической кинетики в условиях сильной неравновесности среды является то, что время пребывания среды в этом состоянии в большинстве случаев неизвестно.

Определенный шаг вперед в исследовании сейсмической кинетики в условиях сильной неравновесности удалось сделать благодаря уникальным обстоятельствам, сопровождавшим серию землетрясений Риджквест 2019 г. в Восточной Калифорнии [11, 12]. Эта серия землетрясений захватила небольшую область в районе, считавшемся до этого слабо сейсмичным, и включала два сильных землетрясения, эпицентры которых располагались на расстоянии 11 км друг от друга. Интервал времени между главными толчками этих событий составил 33 ч 46 мин, в течении которых в ограниченной области с линейными размерами  $\approx 20$  км проходил очень интенсивный сейсмический процесс (более 3300 событий с магнитудой  $M > 0$ ). В ближайших окрестностях этой области находится значительное число сейсмостанций сейсмической сети SCSN (Southern California Seismic Network) [13]. Таким образом, в данном случае место и время серии землетрясений, индуцированных локализованной сейсмогенерирующей системой, заведомо находившейся в сильно неравновесном состоянии, оказались известными, а информация о событиях сейсмического потока, включая данные слабой сейсмичности, попала в сейсмический каталог.

<sup>1)</sup>e-mail: stakhov@ifz.ru

Ниже представлены результаты мультифрактального анализа ряда временных интервалов между последовательно происходившими событиями (ряда времен ожидания) в серии землетрясений Риджкрест. В расчетах использованы данные каталога SCSN. Анализ проведен с использованием масштабной сетки высокого разрешения (1024 боксов). Показано, что ряд времен ожидания обладает статистически самоподобной структурой (временной диссипативной структурой), вызванной сильно неравновесным состоянием среды. Предложено использовать скейлинговый анализ данных сейсмической кинетики как инструмент мониторинга текущего состояния сейсмогенерирующей среды.

**Исходные данные.** Серия землетрясений Риджкрест началась 04.07.2019 в 17:33:49 (UTC) землетрясением с магнитудой  $M = 6.4$  и координатами эпицентра  $35.70^\circ \text{ N}$ ,  $117.50^\circ \text{ W}$ . Ощутимые форшоки этому землетрясению не предшествовали. Далее в ближайших окрестностях эпицентра этого землетрясения вдоль двух небольших разломов последовательно произошли несколько тысяч мелкомащтабных сейсмических событий. 06.07.2019 в 03:19:53 (UTC) произошло второе сильное землетрясение с магнитудой  $M = 7.1$  и координатами эпицентра  $35.76^\circ \text{ N}$ ,  $117.59^\circ \text{ W}$ . Оно сопровождалось многочисленными афтершоками.

Эпицентры событий, входивших в серию землетрясений Риджкрест, в плане покрывают вытянутую, частично изогнутую область, окруженную территорией, практически не излучавшей сейсмической энергии в период времени между моментами землетрясений с магнитудами  $M = 6.4$  и  $M = 7.1$ . Сплошной поток сейсмических событий в этой области за указанный период времени позволяет говорить, что локализованная сейсмогенерирующая система в данном случае непрерывно находилась в условиях сильной неравновесности, не переходя в состояние разгрузки. Фактически всю последовательность сейсмических событий от землетрясения с магнитудой  $M = 6.4$  до главного толчка землетрясения с магнитудой  $M = 7.1$  можно рассматривать как проявление единого процесса подготовки второго из этих сильных землетрясений ( $M = 7.1$ ). Каждое событие участвовало в генезисе последующих событий, будучи само следствием предыдущих.

В последовательности сейсмических событий между землетрясениями с магнитудами  $M = 6.4$  и  $M = 7.1$  1081 событие имело значение магнитуды, превышающее порог представительности каталога SCSN (порог представительности  $M \approx 1.7$  [13]). Эти события со значениями магнитуд в диапазоне

$1.7 \leq M \leq 5.37$  составили выборку данных каталога, исследуемую далее. Выборка содержала одно событие с магнитудой  $M > 5$  и 20 событий с магнитудами в диапазоне  $4 \leq M < 5$ . При этом 98% событий оказались сосредоточены в приповерхностном слое земной коры и имели глубины  $H \leq 11$  км.

Перенумеруем события в выборке в хронологическом порядке с помощью индекса  $i$  ( $i = 1, 2, 3 \dots$ ), тогда момент времени  $t$ , соответствующий  $i$ -тому событию, можно обозначить  $t_i$ . Временем ожидания  $\Delta t_i$  будем называть интервал времени между последовательно происходившими событиями, т.е.:

$$\Delta t_i = t_{i+1} - t_i. \quad (1)$$

Величины  $\Delta t_i$  неотрицательны ( $\Delta t_i \geq 0$ ) и аддитивны ( $\sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \Delta t_i = t_{i_{\max}} - t_{i_{\min}}$ , где  $i_{\max}$  и  $i_{\min}$  – наибольшее и наименьшее значения индекса  $i$  для любого непрерывного отрезка ряда, а  $(i_{\max} - i_{\min})$  – общее число времен ожидания в этом отрезке ряда), что делает эти параметры сейсмической кинетики удобными для скейлингового анализа [14]. Разместив величины  $\Delta t_i$  в порядке возрастания индекса  $i$ , получим ряд времен ожидания, графически представленный на рис. 1.

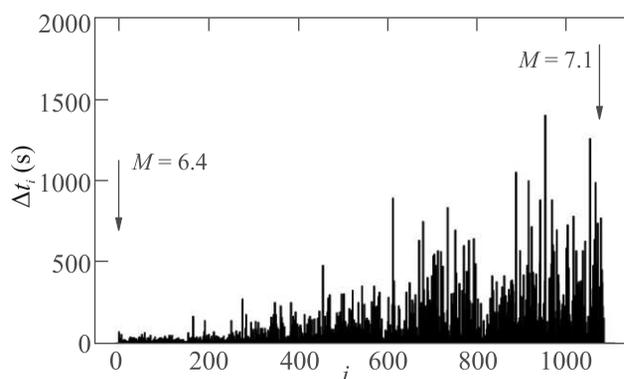


Рис. 1. Ряд времен ожидания для исследовавшейся выборки данных. По оси абсцисс отложены порядковые индексы событий, по оси ординат – значения времен ожидания  $\Delta t_i$  в секундах. Стрелки указывают моменты землетрясений с магнитудами  $M = 6.4$  и  $M = 7.1$

Подобное представление данных каталога отличается от традиционных временных сейсмических рядов (элементами которых являются количества событий в единицу астрономического времени). В традиционных временных сейсмических рядах информация о времени каждого события теряется, тогда как в ряде времен ожидания  $\Delta t_i$  она сохраняется и может быть напрямую использована в расчетах. Число элементов ряда времен ожидания оказывает

ся достаточно большим для применения методов статистического анализа. При этом значения элементов ряда времен ожидания  $\Delta t_i$  могут быть определены с высокой точностью, т.к. сами астрономические времена сейсмических событий определяются с точностью до секунд. Как видим, ряд времен ожидания  $\Delta t_i$  сохраняет практически всю временную информацию о процессе сейсмической кинетики, которая присутствует в каталоге.

**Результаты расчетов.** Для целей мультифрактального анализа ряд времен ожидания покрывался одномерной ренормируемой масштабной сеткой непесекающихся боксов. Будем нумеровать боксы сетки индексом  $j$  ( $j = 1, 2, 3 \dots$ ). Распределение времен ожидания моделировалось мерой  $P$ , содержание которой в  $j$ -том боксе сетки  $p_j$  оценивалось с помощью нормировки:

$$p_j = \Delta t_j / \sum_{i=1}^N \Delta t_i, \quad (2)$$

где  $N$  – общее число боксов сетки. В формуле (2) подразумевается, что  $i$ -тый элемент ряда времен ожидания  $\Delta t_i$  попадает в  $j$ -тый бокс масштабной сетки. Процедура ренормирования меры  $P$  включала использование биномиальной каскадной схемы с максимальным разрешением масштабной сетки  $2^{10} = 1024$ . Алгоритм анализа включал составление статистических сумм:

$$Z_q(r) = \sum_{i=1}^N p_i^q(r), \quad q \in \{-\infty, +\infty\} \quad (3)$$

где  $q$  – порядок момента меры,  $r$  – размер бокса сетки (масштаб). Ренормирование задавало изменения масштаба  $r$  ( $r = r_1, r_2, r_3 \dots$ ). В численных расчетах значения  $q$  перебирались дискретно с шагом  $\Delta q = 0.1$  в диапазоне значений  $-30 \leq q \leq 30$ . Для текущих значений  $q$  с учетом (3) строились вектора:

$$\mathbf{X}_r = \left[ \ln \left( \sum_{j=1}^N p_j^q(r) \right), \ln r \right], \quad (4)$$

составлявшие матрицу данных  $Y_q$ , использовавшуюся при определении характера соотношения между суммой моментов меры и масштабом (точнее, между их логарифмами):

$$Y_q = [\mathbf{X}_{r_1} \mathbf{X}_{r_2} \mathbf{X}_{r_3} \dots]^T. \quad (5)$$

По компонентам матриц (5) строились зависимости  $\ln(\sum_{j=1}^N p_j^q(r))$  от  $\ln r$ , после чего цикл расчетов повторялся со следующим значением  $q$ .

Рисунок 2 показывает, что зависимости  $\ln(\sum_{j=1}^N p_j^q(r))$  от  $\ln r$  практически линейны, т.е. реальные зависимости сумм моментов меры от масштаба являются степенными. Прямыми линиями на рис. 2 показаны графики линейных регрессий, аппроксимирующих расчетные зависимости (точки). Регрессии построены с использованием метода наименьших квадратов.

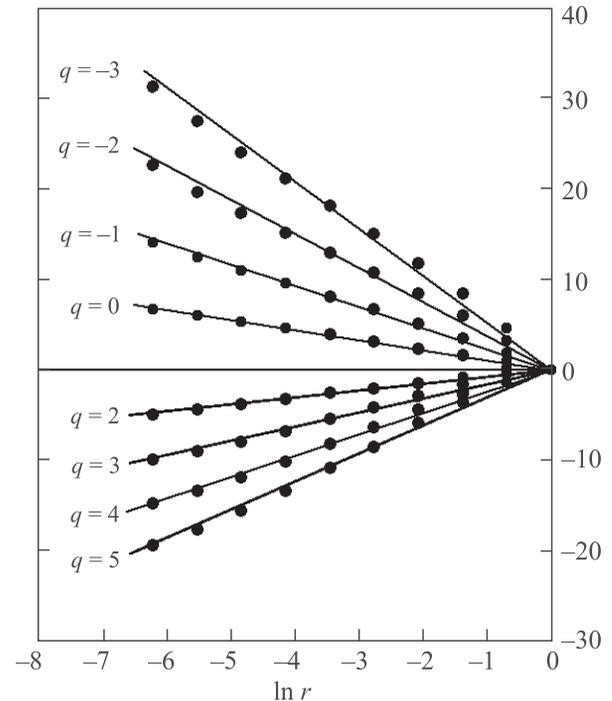


Рис. 2. Зависимости сумм моментов меры  $P$  от масштаба  $r$  при разных значениях порядка момента меры  $q$ . По оси абсцисс отложены значения логарифма размера бокса масштабной сетки  $\ln r$ , по оси ординат – значения логарифма суммы моментов меры  $\ln(\sum_{j=1}^N p_j^q(r))$ . Прямые линии – графики линейных регрессий, аппроксимирующих расчетные зависимости (точки)

Линейный характер зависимостей  $\ln(\sum_{j=1}^N p_j^q(r))$  от  $\ln r$  доказывает, что исследуемый ряд времен ожидания не является хаотическим, а моменты времени, в которые происходили сейсмические события, не являются произвольными. Ряд обладает статистически самоподобной структурой. Сейсмические события, по которым построен ряд, предшествуют сильному землетрясению и сами могут рассматриваться как “бесконечные” флуктуации сейсмической энергии в исследуемой системе, что отмечает факт пребывания системы в сильно неравновесном состоянии. Скейлинговая структура ряда сформирована флуктуационной природой процесса, что позволяет

интерпретировать ее как временную диссипативную структуру.

Условие мультифрактальности меры  $\sum_{j=1}^N p_j^q(r) \propto r^{-\tau(q)}$  включает так называемую кумулянт-генерирующую функцию  $\tau(q)$ . Коэффициенты регрессий, построенных по зависимостям  $\ln(\sum_{j=1}^N p_j^q(r))$  от  $\ln r$  (рис. 2), можно рассматривать как аппроксимации значений кумулянт-генерирующей функции  $\tau(q)$  при соответствующих значениях  $q$ :

$$\tau(q) = \lim_{r \rightarrow 0} \left[ \ln \sum_{j=1}^N p_j^q(r) / \ln(1/r) \right], \quad q \in \{-\infty, +\infty\}. \tag{6}$$

Кумулянт-генерирующая функция  $\tau(q)$  описывает неоднородность скейлинга меры. Она определена в бесконечном диапазоне изменения  $q$  и не имеет экстремумов. При численных расчетах диапазон изменения  $q$  определяется допустимым объемом памяти компьютера, но при обработке эмпирических данных диапазон изменения  $q$  ограничен в первую очередь нехваткой данных, приводящей к существенным искажениям функции  $\tau(q)$  при больших значениях  $|q|$ . Так, при обработке данных сейсмических каталогов нехватка данных вызвана прежде всего наличием у каталогов порога представительности, отсекающего от исследуемой выборки информацию о наиболее слабых событиях, т.е. приводящего к разрыву скейлинга. Поэтому использование в численных расчетах больших значений  $|q|$  преимущественно лишено смысла.

График кумулянт-генерирующей функции  $\tau(q)$  для меры  $P$ , моделирующей ряд времен ожидания  $\Delta t_i$  (рис. 1), приведен на рис. 3. Функцию  $\tau(q)$  можно преобразовать в спектр обобщенных фрактальных размерностей  $D_q = (1 - q)^{-1} \tau(q)$  [15]. Целесообразно, однако, избавиться от уходящих в бесконечность ( $\pm\infty$ ) ветвей функции  $\tau(q)$ , придав производной от  $\tau(q)$  смысл новой переменной, т.е. с помощью преобразования Лежандра сменить координаты  $\{q, \tau(q)\}$  на координаты  $\{a, f(a)\}$ , где переменную  $a$  называют индексом сингулярности, а функцию  $f(a)$  – спектром сингулярностей:

$$a = -\frac{d}{dq} \tau(q), \tag{7}$$

$$f(a) = aq + \tau(q). \tag{8}$$

Величины  $a$  и  $f(a)$  имеют самостоятельный геометрический смысл [16]:

$$a_j = \lim_{r \rightarrow 0} [\ln p_j / \ln r], \tag{9}$$

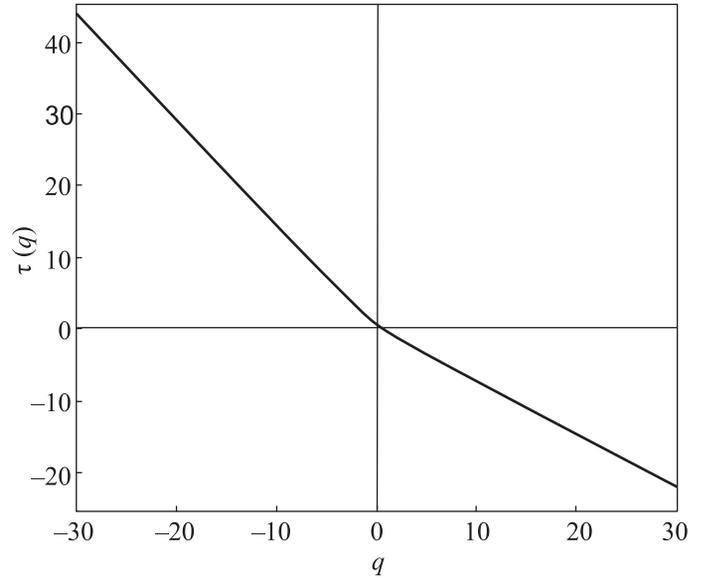


Рис. 3. График кумулянт-генерирующей функции  $\tau(q)$  для меры  $P$ , моделирующей ряд времен ожидания  $\Delta t_i$ , представленный на рис. 1

где обозначение  $a_j$  означает принадлежность индекса сингулярности  $j$ -тому боксу масштабной сетки, т.е. индекс сингулярности  $a_j$  характеризует локальное самоподобие меры в тех точках, в которых мера определена;

$$f(a) = -\lim_{r \rightarrow 0} \left[ \ln \left( \sum N_a \right) / \ln r \right], \tag{10}$$

где  $\sum N_a$  – число боксов масштабной сетки с общим значением индекса сингулярности  $a$ , т.е. спектр сингулярностей  $f(a)$  описывает глобальное самоподобие меры.

Построенный численно,  $f(a)$ -спектр меры  $P$  приведен на рис. 4. Как видим, он асимметричен, т.е. в структуре ряда времен ожидания количество элементов с малыми значениями существенно превышает количество элементов с крупными значениями. Ширину спектра, т.е. величину  $a_{\max} - a_{\min}$  естественно рассматривать как количественную оценку стохастичности исследуемой меры  $P$ . Сложнее интерпретировать такие характеристики  $f(a)$ -спектра как его форма, радиус кривизны в точке экстремума и т.д., поскольку скейлинговые характеристики любого физического процесса определяются прежде всего “уровнем неравновесности” исследуемой системы, т.е. свойством, изученным крайне слабо. Зависимость параметров  $f(a)$ -спектра от физических процессов, приводящих к землетрясению, будет расшифровываться по мере появления достаточного числа подобных примеров.

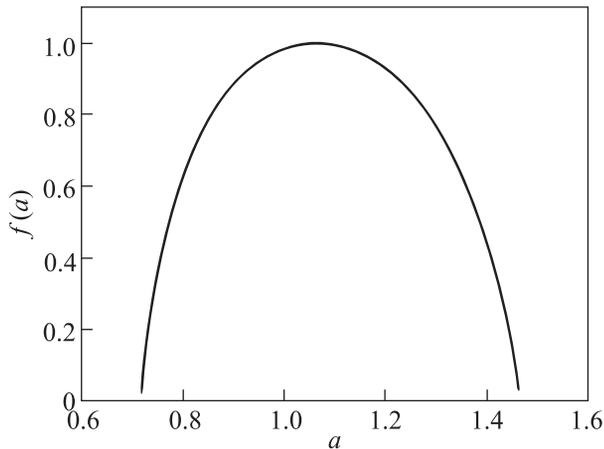


Рис. 4. Спектр сингулярностей ( $f(a)$ -спектр) мультифрактальной меры  $P$ , моделирующей ряд времен ожидания для серии землетрясений Риджкрест

Спектр сингулярностей (рис. 4) как характеристика процесса сейсмической кинетики показывает, что сложное нерегулярное поведение сильно неравновесного процесса может быть описано в рамках строгого математического формализма. Характерно, что обнаружение масштабно-инвариантной структуры процесса сейсмической кинетики обусловлено не какими-либо идеализациями, упрощающими модельную сингулярную меру, а напротив – максимально возможным повышением объема анализируемых данных. Заметим также, что в силу недифференцируемости мультифрактальных мер перестройка структуры кинетического процесса перед разрушением сейсмогенерирующей системы не может быть обнаружена с помощью интегрирования каких-либо дифференциальных уравнений, моделирующих эволюцию системы. Эта перестройка происходит в пространстве масштабов, поэтому она обнаруживается с помощью масштабных преобразований.

**Выводы.** Ряд времен ожидания на рис. 1 можно рассматривать как временную развертку процесса сейсмической кинетики в очаговой области готовящегося сильного землетрясения и носитель прямой информации из исследуемой системы о физических процессах в формирующемся очаге, недоступном для непосредственного наблюдения. Важным свойством ряда является его высокая точность, поскольку численные значения времен ожидания, как правило, на несколько порядков величины превосходят погрешности их определения. При наличии достаточного объема данных это позволяет провести анализ тонкой структуры ряда, который дает новые нетривиальные характеристики процесса подготовки землетрясений.

Готовящееся в массиве литосферы землетрясение предваряется в его очаговой области переходом сейсмогенерирующей системы в сильно неравновесное состояние, что сопровождается перестройкой структуры системы и изменяет ее свойства. В условиях сильной неравновесности размах флуктуаций параметров системы неограниченно растет, превышая средние значения параметров, т.е. свойства системы начинают определяться флуктуациями. В соответствии с выводами теории [1] флуктуации стимулируют формирование диссипативных структур. Рисунки 2–4 показывают, что во временном ходе сейсмической кинетики в условиях сильной неравновесности диссипативная структура имеет характер последовательности событий, временные интервалы между которыми (времена ожидания) приобретают статистически самоподобное распределение. Если в установленном сейсмическом режиме временной ход сейсмической кинетики является хаотическим, то в процессе приближения сейсмогенерирующей системы к моменту потери глобальной устойчивости времена ожидания оказываются подчинены мультифрактальной статистике. Таким образом, появление статистического самоподобия во временном ходе сейсмической кинетики перед сильным землетрясением в его очаговой области оказывается теоретически обоснованным эффектом, который приобретает смысл закономерного этапа в процессе подготовки сильного землетрясения.

Серия землетрясений Риджкрест 2019-го г. в Восточной Калифорнии на практике продемонстрировала, что появление в процессе сейсмической кинетики временной диссипативной масштабно-инвариантной структуры, сформированной мелко-масштабными событиями, можно рассматривать как индикатор развития в среде процесса подготовки крупномасштабного землетрясения. Причиной появления самоподобия во временном ходе сейсмической кинетики является сильно неравновесное состояние среды. Сильно неравновесное состояние сейсмогенерирующей системы в условиях земных недр может закончиться землетрясением, магнитуда которого на 1–2 единицы превышает магнитуды предварявших его в очаговой области наиболее сильных сейсмических событий.

Спектр сингулярностей мультифрактальной меры, моделирующей ряд времен ожидания в период сильной неравновесности, становится содержательной характеристикой сейсмической кинетики, отражающей повышение сложности сейсмического процесса перед магистральным разрушением исследуемой системы. С точки зрения сейсмического прогно-

за важен прежде всего сам факт возможности инструментального обнаружения физического процесса, закономерно предвещающего сильное землетрясение. Приведенный на рис. 4  $f(a)$ -спектр показывает, что такой процесс, т.е. переход среды в сильно неравновесное состояние может быть обнаружен в сейсмических данных и описан математически строго.

Достаточно очевидно, что магнитуда готовящегося землетрясения связана с объемом сильно неравновесного материала литосферы в формирующемся очаге, т.е. с размером области, в которой наблюдается описываемое  $f(a)$ -спектром самоподобие сейсмической кинетики. Тем самым идентификация этой области, характеризуемой масштабной инвариантной структурой ряда времен ожидания или, что то же самое, возможностью построения  $f(a)$ -спектра, подобного приведенному на рис. 4, может оказаться полезной при оценке энергии готовящегося события.

С физической точки зрения  $f(a)$ -спектр можно рассматривать как количественную характеристику процесса подготовки землетрясения, т.е. характеристику, позволяющую отличать и классифицировать не только сами землетрясения, но и процессы их подготовки. Конкретная форма самоподобия ряда времен ожидания, т.е. конкретные геометрические параметры  $f(a)$ -спектра по сути характеризуют особенности форшоковой активности перед главным толчком готовящегося землетрясения. Они могут быть связаны с вероятностью сильных форшоков перед главным толчком, параметрами формирующегося очага или скоростью его формирования. Определенность в интерпретации параметров  $f(a)$ -спектров появится с накоплением представительного числа исследованных примеров процессов подготовки землетрясений. В любом случае возможность количественно различать эти процессы, например, с помощью  $f(a)$ -спектров, подобным приведенному на рис. 4, является необходимым условием для осуществления контроля за развитием сейсмогенерирующих систем во времени. По всей видимости, при наличии доступа к сейсмической информации в реальном времени опи-

санный алгоритм обработки данных можно рассматривать как инструмент мониторинга текущего состояния сейсмогенерирующей среды.

1. I. Prigogine, *From being to becoming*, W. H. Freeman and Co., San Francisco (1980).
2. P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59**(4), 381 (1987).
3. D. L. Turcotte, *Phys. Earth Planet. Inter.* **111**(3–4), 275 (1999).
4. A. Carpineri, B. Chiaia, and S. Invernizzi, *Chaos, Solitons and Fractals* **14**, 917 (2002).
5. D. Pasten, V. Munoz, A. Cisternas, and J. Rogan, *Phys. Rev. E* **84**, 066123 (2011); [https://www.researchgate.net/publication/221804820\\_Monofractal\\_and\\_multifractal\\_analysis\\_of\\_the\\_spatial\\_distribution\\_of\\_earthquakes\\_in\\_the\\_central\\_zone\\_of\\_Chile](https://www.researchgate.net/publication/221804820_Monofractal_and_multifractal_analysis_of_the_spatial_distribution_of_earthquakes_in_the_central_zone_of_Chile).
6. J. Davidsen and C. Goltz, *Geophys. Res. Lett.* **31**, L21612 (2004); doi:10.1029/2004GL020892; <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2004GL020892>.
7. L. Telesca, V. Lapenna, and M. Macchiato, *Physica A* **354**, 629 (2005).
8. J. K. Gardner and L. Knopoff, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **64**, 1363 (1974).
9. K. I. Konstantinou and C. H. Lin, *Pure Appl. Geophys.* **161**, 145 (2004).
10. И. Р. Стаховский, *Физика Земли* **5**, 120 (2016) [I. R. Stakhovskiy, *Izvestiya. Physics of the Solid Earth* **52**(5), 740 (2016)].
11. D. R. Shelly, *Seismol. Res. Lett.* **91**(4), 1971 (2020).
12. W. D. Barnhart, G. P. Hayes, and R. D. Gold, *Geophys. Res. Lett.* **46**(21), 11859 (2019).
13. L. K. Hutton, J. Woessner, and E. Hauksson, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **100**(2), 423 (2010).
14. B. Mandelbrot, *Pure Appl. Geophys.* **131**(1–2), 5 (1989).
15. P. Grassberger, *Phys. Lett. A* **97**(6), 227 (1983).
16. T. C. Halsey, M. H. Jensen, L. P. Kadanoff, I. Procaccia, and B. Shraiman, *Phys. Rev. A* **33**(2), 1141 (1986).

## Авторский указатель томов 111–112 за 2020 г.

- Abbad A.** (см. Houari M.) - 112/6/387
- Abbaoui S.** (см. Bendeddouche Z.) - 111/4/228
- Afashokov Yu. Z.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- AlFiky M. T.** The onset of jet quenching phenomenon.  
AlFiky M.T., Elsherif O., Hamed A.M. - 111/1/10
- Aziz Z.** (см. Zitouni A.) - 112/5/313
- Barkalov O. I.** (см. Naumov P. G.) - 111/8/524
- Baskakov A. O.** (см. Naumov P. G.) - 111/8/524
- Belyaeva T. L.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483  
(см. Demyanova A. S.) - 112/8/499
- Benatmane S.** First-Principles study of magnetism and half-metallic properties of the  $d^0$  quaternary heusler alloys BaNYO (Y = K, Rb and Cs). Benatmane S., Cherid S. - 111/12/819
- Bendeddouche Z.** Electronic structure of transition-metal pnictides oxides  $La_3T_4As_4O_2$  phase (T = Ni, Cu) from *ab-initio* calculations. Bendeddouche Z., Zaoui A., Kacimi S., Abbaoui S., Kadiri A., Boukortt A. - 111/4/228
- Benstaali W.** (см. Zitouni A.) - 112/5/313  
(см. Houari M.) - 112/6/387
- Bentata S.** (см. Zitouni A.) - 112/5/313  
(см. Houari M.) - 112/6/387
- Bouadjemi B.** (см. Zitouni A.) - 112/5/313  
(см. Houari M.) - 112/6/387
- Boukortt A.** (см. Bendeddouche Z.) - 111/4/228
- Burtebaev N.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Chen J.** Thermal conductivity of graphene oxide: A molecular dynamics study. Chen J., Li L. - 112/2/119
- Cherid S.** (см. Benatmane S.) - 111/12/819
- Chernodubov D. A.** (см. Inyushkin A. V.) - 112/2/112
- Clark J. W.** (см. Khodel V. A.) - 111/2/86  
(см. Shaginyan V. R.) - 112/10/700
- Danilov A. N.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483  
(см. Demyanova A. S.) - 112/8/499
- Demyanova A. S.** States of  $^{12}N$  with enhanced radii. Demyanova A.S., Danilov A.N., Ogloblin A.A., Starastin V.I., Dmitriev S.V., Trzaska W.H., Goncharov S.A., Belyaeva T.L., Maslov V.A., Sobolev Yu.G., Penionzhkevich Yu.E., Khlebnikov S.V., Tyurin G.P., Burtebaev N., Jansitov D., Gurov Yu.B., Louko J., Sergeev V.M. - 111/8/483  
Search for signs of neutron and proton halos in the isobaric analog excited states of A = 14 nuclei. Demyanova A.S., Danilov A.N., Ogloblin A.A., Goncharov S.A., Belyaeva T.L., Trzaska W.H., Starastin V.I. - 112/8/499
- Deviatov E. V.** (см. Esin V. D.) - 111/12/813
- Dmitriev S. V.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Dmitriev V. V.** Oscillating nematic aerogel in superfluid  $^3He$ . Dmitriev V.V., Kutuzov M.S., Soldatov A.A., Surovtsev E.V., Yudin A.N. - 112/12/820
- Dolinina D. A.** Complex dynamics of optical solitons interacting with nanoparticles. Dolinina D.A., Shalin A.S., Yulin A.V. - 111/5/303  
Dynamics of particles trapped by dissipative domain walls. Dolinina D.A., Shalin A.S., Yulin A.V. - 112/2/79
- Doumi B.** Investigation insights into electronic structures, exchange splittings, induced ferromagnetism and half-metallic feature in new Ti-doped BaS. Doumi B., Mokaddem A., Tadjer A. - 112/9/617
- Dzaparova I. M.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Dzhappuev D. D.** Carpet-2 search for gamma rays above 100 TeV in coincidence with HAWC and IceCube alerts. Dzhappuev D.D., Afashokov Yu.Z., Dzaparova I.M., Gorbacheva E.A., Karpikov I.S., Khadzhiev M.M., Klimenko N.F., Kudzhaev A.U., Kurenya A.N., Lidvansky A.S., Mikhailova O.I., Petkov V.B., Romanenko V.S., Rubtsov G.I., Troitsky S.V., Unatlokov I.B., Yanin A.F., Zhezher Ya.V., Zhuravleva K.V. - 112/12/797
- Elsherif O.** (см. AlFiky M. T.) - 111/1/10
- Eltsov V. B.** Amplitude of waves in the Kelvin-wave cascade. Eltsov V.B., L'vov V.S. - 111/7/462  
Reply to Comment on "Amplitude of waves in the Kelvin-wave cascade" (Pis'ma v ZhETF 111, 462 (2020)). Eltsov V.B., L'vov V.S. - 111/10/707
- Esin V. D.** Second-harmonic voltage response for the magnetic Weyl semimetal  $Co_3Sn_2S_2$ . Esin V.D., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 111/12/813
- Falcon E.** (см. Kochurin E.) - 112/12/799
- Friesen A. V.** The role of the chiral phase transition in modelling the kaon to pion ratio. Friesen A.V., Kalinovsky Yu.L., Toneev V.D. - 111/3/147
- Goncharov S. A.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483  
(см. Demyanova A. S.) - 112/8/499
- Gorbacheva E. A.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Gurov Yu. B.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Haid S.** (см. Houari M.) - 112/6/387
- Hamed A. M.** (см. AlFiky M. T.) - 111/1/10
- He X.** (см. Wang H.) - 112/3/172
- Houari M.** (см. Zitouni A.) - 112/5/313  
Lead-free semiconductors with high absorption: insight into the optical properties of  $K_2GeSnBr_6$  and  $K_2GeSnI_6$  halide double perovskites. Houari M., Bouadjemi B., Abbad A., Lantri T., Haid S., Benstaali W., Matouguia M., Bentata S. - 112/6/387
- Inyushkin A. V.** High thermal conductivity of bulk GaN single crystal: An accurate experimental determination. Inyushkin A.V., Taldenkov A.N., Chernodubov D.A., Voronenkov V.V., Shreter Yu.G. - 112/2/112
- Irkhin V. Yu.** Bilayer, hydrogenated and fluorinated graphene: QED vs SU(2) QCD theory. Irkhin V.Yu., Skryabin Yu.N. - 111/4/242
- Jansitov D.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Japaridze G. S.** (см. Shaginyan V. R.) - 112/10/700
- Jin G.** (см. Wang H.) - 111/5/301
- Kacimi S.** (см. Bendeddouche Z.) - 111/4/228
- Kadiri A.** (см. Bendeddouche Z.) - 111/4/228
- Kalinovsky Yu. L.** (см. Friesen A. V.) - 111/3/147

- Kamenshchik A. Yu.** Spatial Kasner solution and an infinite slab with constant energy density. Kamenshchik A.Yu., Vardanyan T. - 111/6/343  
Generalized unimodular gravity in Friedmann and Kantowski–Sachs universes. Kamenshchik A.Yu., Tronconi A., Venturi G. - 111/8/485
- Karpikov I. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Khadzhiev M. M.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Khlebnikov S. V.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Khodel V. A.** Metamorphoses of electron systems hosting a fermion condensate. Khodel V.A., Clark J.W., Zverev M.V. - 111/2/86
- Klimenko N. F.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Kochurin E.** Numerical simulation of collinear capillary-wave turbulence. Kochurin E., Ricard G., Zubarev N., Falcon E. - 112/12/799
- Kolesnikov N. N.** (см. Esin V. D.) - 111/12/813
- Kolganov N.** Quantum  $\mathcal{R}$ -matrices as universal qubit gates. Kolganov N., Morozov An. - 111/9/623
- Kompaniets L. A.** (см. Zakhvataev V. E.) - 112/7/482
- Kotikov A. V.** Gluon evolution for the Berger–Block–Tan form of the structure function  $F_2$ . Kotikov A.V. - 111/2/59
- Kudzhaev A. U.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Kurenaya A. N.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Kutuzov M. S.** (см. Dmitriev V. V.) - 112/12/820
- Lantri T.** (см. Zitouni A.) - 112/5/313  
(см. Houari M.) - 112/6/387
- Lebed A. G.** Four-fold anisotropy of the parallel upper critical magnetic field in a pure layered  $d$ -wave superconductor at  $T = 0$ . Lebed A.G., Sepper O. - 111/4/249
- Leevik Y. S.** (см. Shaginyan V. R.) - 112/10/700
- Lidvansky A. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Li L.** (см. Chen J.) - 112/2/119
- Louko J.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Luo M.** Exploitable magnetic anisotropy of magnetic  $\text{CrBr}_3$  monolayer. Luo M., Shen Y.H. - 112/1/68
- L’vov V. S.** (см. Eltsov V. B.) - 111/7/462  
(см. Eltsov V. B.) - 111/10/707
- Lyubutina M. V.** (см. Naumov P. G.) - 111/8/524
- Lyubutin I. S.** (см. Naumov P. G.) - 111/8/524
- Maslov V. A.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Matouguia M.** (см. Houari M.) - 112/6/387
- Matougui M.** (см. Zitouni A.) - 112/5/313
- Mavrogordatos Th. K.** Atom-field correlations in the weak-excitation limit of absorptive optical bistability. Mavrogordatos Th.K. - 112/5/304
- Medvedev S. A.** (см. Naumov P. G.) - 111/8/524
- Mikhailova O. I.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Mokaddem A.** (см. Doumi B.) - 112/9/617
- Morozov An.** (см. Kolganov N.) - 111/9/623
- Msezane A. Z.** (см. Shaginyan V. R.) - 112/10/700
- Naumov P. G.** Tuning of electronic and vibrational properties of transition metal selenides  $T\text{Se}_2$  ( $T = \text{Os}, \text{Ru}$ ) and their metallization under high pressure. Naumov P.G., Baskakov A.O., Starchikov S.S., Lyubutin I.S., Ogarkova Yu.L., Lyubutina M.V., Barkalov O.I., Medvedev S.A. - 111/8/524
- Ogarkova Yu. L.** (см. Naumov P. G.) - 111/8/524
- Ogloblin A. A.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483  
(см. Demyanova A. S.) - 112/8/499
- Panov A. V.** Optical Kerr nonlinearity of disordered all-dielectric resonant high index metasurfaces with negative refraction. Panov A.V. - 111/1/32
- Penionzhkevich Yu. E.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Petkov V. B.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Remil G.** (см. Zitouni A.) - 112/5/313
- Ricard G.** (см. Kochurin E.) - 112/12/799
- Romanenko V. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Roy A. M.** Influence of interfacial stress on microstructural evolution in NiAl alloys. Roy A.M. - 112/3/187
- Rubtsov G. I.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Semenov A. N.** (см. Subbotin A. V.) - 111/1/50
- Sepper O.** (см. Lebed A. G.) - 111/4/249
- Sergeev V. M.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Shaginyan V. R.** Universal  $T/B$  scaling behavior of heavy fermion compounds (Mini-review). Shaginyan V.R., Msezane A.Z., Clark J.W., Japaridze G.S., Leevik Y.S. - 112/10/700
- Shalin A. S.** (см. Dolinina D. A.) - 111/5/303  
(см. Dolinina D. A.) - 112/2/79
- Shen Y. H.** (см. Luo M.) - 112/1/68
- Shreter Yu. G.** (см. Inyushkin A. V.) - 112/2/112
- Skryabin Yu. N.** (см. Irkhin V. Yu.) - 111/4/242
- Sobolev Yu. G.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Soldatov A. A.** (см. Dmitriev V. V.) - 112/12/820
- Solovyev I. V.** (см. Ushakov A. V.) - 112/10/686
- Sonin E. B.** Comment on “Amplitude of waves in the Kelvin-wave cascade” (Pis’ma v ZhETF 111, 462 (2020)). Sonin E.B. - 111/10/705
- Starastin V. I.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483  
(см. Demyanova A. S.) - 112/8/499
- Starchikov S. S.** (см. Naumov P. G.) - 111/8/524
- Streltsov S. V.** (см. Ushakov A. V.) - 112/10/686
- Subbotin A. V.** Capillary-induced phase separation in ultrathin jets of rigid-chain polymer solutions. Subbotin A.V., Semenov A.N. - 111/1/50
- Surovtsev E. V.** (см. Dmitriev V. V.) - 112/12/820
- Tadjer A.** (см. Doumi B.) - 112/9/617
- Taldenkov A. N.** (см. Inyushkin A. V.) - 112/2/112
- Tan Q.** (см. Wang H.) - 111/5/301  
(см. Wang H.) - 112/3/172
- Timonina A. V.** (см. Esin V. D.) - 111/12/813
- Toneev V. D.** (см. Friesen A. V.) - 111/3/147
- Troitsky S. V.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Tronconi A.** (см. Kamenshchik A. Yu.) - 111/8/485
- Trzaska W. H.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483  
(см. Demyanova A. S.) - 112/8/499
- Tyurin G. P.** (см. Demyanova A. S.) - 111/8/483
- Unatlov I. B.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Ushakov A. V.** Can the highly symmetric  $SU(4)$  spin-orbital model be realized in  $\alpha\text{-ZrCl}_3$ ? Ushakov A.V., Solovyev I.V., Streltsov S.V. - 112/10/686

- Vardanyan T.** (см. Kamenshchik A. Yu.) - 111/6/343
- Venturi G.** (см. Kamenshchik A. Yu.) - 111/8/485
- Volovik G. E.** On dimension of tetrads in effective gravity. Volovik G.E. - 111/7/441  
Spin vortex lattice in the Landau vortex-free state of rotating superfluids. Volovik G.E. - 111/10/689  
Vielbein with mixed dimensions and gravitational global monopole in the planar phase of superfluid  $^3\text{He}$ . Volovik G.E. - 112/8/539
- Vorononkov V. V.** (см. Inyushkin A. V.) - 112/2/112
- Wang H.** Microstructural characterization of V-defects in InGaN/GaN multi-quantum wells. Wang H., Jin G., Tan Q. - 111/5/301  
Microstructure and formation mechanism of V-defects in the InGaN/GaN multiple quantum wells with a high in content. Wang H., Tan Q., He X. - 112/3/172
- Yanin A. F.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Yudin A. N.** (см. Dmitriev V. V.) - 112/12/820
- Yulin A. V.** (см. Dolinina D. A.) - 111/5/303  
(см. Dolinina D. A.) - 112/2/79
- Zakharov B. G.** Collective nuclear vibrations and initial state shape fluctuations in central Pb + Pb collisions: resolving the  $v_2$  to  $v_3$  puzzle. Zakharov B.G. - 112/7/435  
Jet quenching with  $T$ -dependent running coupling. Zakharov B.G. - 112/11/723
- Zakhvataev V. E.** Delocalization of longitudinal acoustic-like excitations in DNA due to structural effects. Zakhvataev V.E., Kompaniets L.A. - 112/7/482
- Zaoui A.** (см. Bendeddouche Z.) - 111/4/228
- Zarembo K.** Joule-Thomson cooling in graphene. Zarembo K. - 111/3/173
- Zaslavskii O. B.** Schwarzschild black hole as accelerator of accelerated particles. Zaslavskii O.B. - 111/5/300
- Zhezher Ya. V.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Zhuravleva K. V.** (см. Dzhappuev D. D.) - 112/12/797
- Zitouni A.** Insight into structural, electronic, magnetic and elastic properties of full-Heusler alloys  $\text{Co}_2\text{YPb}$  ( $Y = \text{Ti}, \text{V}, \text{Fe}$  and  $\text{Mo}$ ): A first-principles study. Zitouni A., Remil G., Bouadjemi B., Benstaali W., Lantri T., Matougui M., Houari M., Aziz Z., Bentata S. - 112/5/313
- Zubarev N.** (см. Kochurin E.) - 112/12/799
- Zverev M. V.** (см. Khodel V. A.) - 111/2/86
- Авдеев М. В.** (см. Сираев Ф. М.) - 111/3/154
- Авосопянц Г. В.** (см. Богданов Ю. И.) - 111/10/646
- Агасян Н. О.** Кварковый и глюонный конденсаты при конечном изоспиновом химическом потенциале. Агасян Н.О. - 111/4/219
- Азаревич А. Н.** (см. Красиков К. М.) - 112/7/451
- Акмаев М. А.** Неэкспоненциальная динамика фотолуминесценции неоднородного экситонного ансамбля в монослоях  $\text{WSe}_2$ . Акмаев М.А., Кочиев М.В., Дулебо А.И., Пугачев М.В., Кунцевич А.Ю., Белых В.В. - 112/10/650
- Акопян Л. А.** Оптимизация спектра нормальных частот линейных ионных кристаллов в ловушках Пауля для ЕТ-охлаждения с использованием оптической решетки. Акопян Л.А., Заливако И.В., Лахманский К.Е., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 112/9/626
- Аксенов С. В.** Коллапс резонанса Фано вследствие нелокальности майорановского состояния. Аксенов С.В., Каган М.Ю. - 111/5/321
- Алексенский А. Е.** (см. Мейлахс А. П.) - 111/6/375
- Алешкин В. Я.** (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Альшиц В. И.** Плазмон-поляритон с уникально большим пробегом. Альшиц В.И., Любимов В.Н. - 112/2/127
- Аминев Д. Ф.** (см. Кривобок В. С.) - 112/8/501
- Амусья М. Я.** Вязкое движение сферических наночастиц, рассеивающих лазерное излучение в режиме Рэлея. Амусья М.Я., Балтенков А.С. - 111/8/536
- Амусья М. Я.** Модификация эндоэдрального потенциала после мгновенной ионизации внутреннего атома. Амусья М.Я., Балтенков А.С., Чернышева Л.В. - 111/1/12  
Времена задержки в фотоионизации эндоэдралов. Амусья М.Я., Чернышева Л.В. - 112/4/233  
Недипольные эффекты во временах задержки фотоэлектронов из атомов, отрицательных ионов и эндоэдралов. Амусья М.Я., Чернышева Л.В. - 112/10/709
- Андреев А. А.** Динамика и излучение релятивистских магнитных диполей лазерной кластерной плазмы. Андреев А.А., Платонов К.Ю. - 112/9/598
- Андрианов Е. С.** (см. Юанов Ю. В.) - 112/11/725
- Андрюшечкин Б. В.** (см. Коваленко С. Л.) - 111/10/697
- Анисимов А. Н.** Высокотемпературные спиновые манипуляции на центрах окраски в ромбическом поли типе карбида кремния  $21\text{R-SiC}$ . Анисимов А.Н., Бабунц Р.А., Бреев И.Д., Солтамов В.А., Мохов Е.Н., Баранов П.Г. - 112/12/813
- Антипина Л. Ю.** (см. Чернозатонский Л. А.) - 111/4/244
- Антоненко Д. С.** Подавление сверхпроводимости в неупорядоченных пленках: конкуренция двумерной диффузии и трехмерной баллистики. Антоненко Д.С., Скворцов М.А. - 112/7/466
- Антонов Н. Н.** Скейлинговое поведение спектров протонов, дейтронов и тритонов, рождаемых с большими  $pt$  в  $p + A$  и  $^{12}\text{C} + A$  взаимодействиях. Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Галоян А.С., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Прудкогляд А.Ф., Пряников Д.С., Романовский В.А., Семак А.А., Солодовников И.П., Терехов В.И., Уханов М.Н., Шиманский С.С. - 111/5/291
- Антропов А. С.** Диффузия нанопузырей в ГЦК алюминии. Антропов А.С. - 112/5/334
- Аплеснин С. С.** Магнитоэлектрический эффект в пленках  $\text{Se}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Аплеснин С.С., Масюгин А.Н., Ситников М.Н., Кецко В.А., Смирнова М.Н., Янушкевич К.И. - 112/10/680
- Арбузов А. Б.** (см. Волков М. К.) - 112/8/493
- Арбузова Т. И.** Магнитное состояние монокристалла  $\text{GdBaCo}_{1.86}\text{O}_{5.0}$ . Арбузова Т.И., Наумов С.В. - 111/3/186
- Артемов В. В.** (см. Снегирев Н. И.) - 112/6/374

- Артемьев А. А.** О вычислении специальной геометрии для Калаби–Яу типа “петля” и двух конструкциях зеркального многообразия. Артемьев А.А., Кочергин И.В. - 112/5/291
- Артюх А. А.** Фуллерен-графеновые слоистые структуры с полимеризованными компонентами: моделирование их образования и механических свойств. Артюх А.А., Чернозатонский Л.А. - 111/2/93  
(см. Демин В. А.) - 111/7/469
- Архипов М. В.** (см. Архипов Р. М.) - 111/9/586  
Оптический эффект Ааронова–Бома. Архипов М.В., Архипов Р.М., Розанов Н.Н. - 111/12/794
- Архипов Р. М.** О возможности голографической записи в отсутствие взаимной когерентности опорного и предметного пучков. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. - 111/9/586  
(см. Архипов М. В.) - 111/12/794
- Асадчиков В. Е.** (см. Ширяев А. А.) - 111/9/597
- Афанасьев А. Е.** Спектроскопия атомов рубидия в импульсной оптической дипольной ловушке фемтосекундной длительности. Афанасьев А.Е., Машко А.М., Мейстерсон А.А., Балыкин В.И. - 111/11/757
- Афанасьева Е. Ю.** (см. Рутьков Е. В.) - 111/8/520
- Афанасьев В. П.** КР спектроскопический анализ нанополукристаллического алмаза, полученного из шунгита при 15 ГПа и 1600 °С. Афанасьев В.П., Литасов К.Д., Горяйнов С.В., Ковалевский В.В. - 111/4/230
- Афонин Г. В.** (см. Макаров А. С.) - 111/10/691
- Ахматханов А. Р.** (см. Савченков Е. Н.) - 112/10/644
- Бабиченко В. С.** Спинорный Бозе газ частиц малой плотности с произвольным спином. Бабиченко В.С., Полищук И.Я. - 112/9/618
- Бабунц Р. А.** (см. Анисимов А. Н.) - 112/12/813
- Багаев В. С.** (см. Николаев С. Н.) - 112/3/160
- Баева Э. М.** Универсальный сценарий узкого горла в тепловой релаксации разупорядоченных металлических пленок. Баева Э.М., Титова Н.А., Кардакова А.И., Петруша С.В., Храпай В.С. - 111/2/88
- Бакаров А. К.** (см. Дричко И. Л.) - 112/1/54
- Бакаров А. К. s** (см. Быков А. А.) - 112/7/475
- Бакшеев Д. Г.** (см. Ткаченко О. А.) - 112/3/196
- Балаев Д. А.** (см. Столяр С. В.) - 111/3/197
- Балдин А. А.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Балтенков А. С.** (см. Амуся М. Я.) - 111/1/12  
(см. Амуся М. Я.) - 111/8/536
- Балыкин В. И.** (см. Афанасьев А. Е.) - 111/11/757
- Банников М. И.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/3/166  
(см. Казаков А. С.) - 112/4/263
- Бантыш Б. И.** Сравнение методов томографии чистых и почти чистых квантовых состояний. Бантыш Б.И., Чернявский А.Ю., Богданов Ю.И. - 111/9/615
- Барабанов А. Л.** (см. Воробьев А. С.) - 112/6/343
- Баранов П. Г.** (см. Анисимов А. Н.) - 112/12/813
- Барецки Б.** (см. Страумал Б. Б.) - 111/10/674  
(см. Страумал Б. Б.) - 112/1/45  
(см. Страумал А. Б.) - 112/4/275
- Баркалова А. С.** (см. Дровосеков А. Б.) - 112/2/88
- Барсукова М. Г.** (см. Черняк А. М.) - 111/1/40
- Барышников К. А.** РККИ-взаимодействие в одномерном кристалле с беспорядком и температурой. Барышников К.А., Крайнов И.В. - 111/12/820
- Бахтзин Р. З.** (см. Орешкин А. И.) - 111/6/396
- Башаров А. М.** (см. Трубилко А. И.) - 111/9/632  
(см. Трубилко А. И.) - 111/12/798
- Бекиров А. Р.** Мнимое изображение в прозрачной диэлектрической сфере. Бекиров А.Р., Лукьянчук Б.С., Федянин А.А. - 112/6/361
- Белавин А.** Зеркальные пары орбифолдов квинтики. Белавин А., Еремин Б. - 112/6/388
- Белов Н. К.** (см. Книжник А. А.) - 111/5/305
- Белозеров Е. И.** (см. Кулик Л. В.) - 112/8/516
- Белотелов В. И.** (см. Буньков Ю. М.) - 111/1/52  
(см. Ветошко П. М.) - 112/5/314  
(см. Кузмичев А. Н.) - 112/11/749  
(см. Воронов А. А.) - 112/11/759
- Белых В. В.** (см. Акмаев М. А.) - 112/10/650
- Белых С. Ф.** (см. Толстогузов А. Б.) - 111/8/531
- Бельтюков Я. М.** (см. Конох Д. А.) - 112/8/547
- Бен Хамида Я.** (см. Карелина Л. Н.) - 112/11/743
- Березуцкий А. Г.** (см. Руменских М. С.) - 111/6/335
- Бишлер Л.** Разности инвариантов узлов-мутантов и их дифференциальное разложение. Бишлер Л., Сасвати Дхара, Григорьев Т., Миронов А., Морозов А., Морозов Ан., Рамадеви П., Вивек Кумар Сингх, Слепцов А. - 111/9/591
- Бовкун Л. С.** Эффекты электрон-электронного взаимодействия в спектрах магнитопоглощения квантовых ям HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой. Бовкун Л.С., Иконников А.В., Криштопенко С.С., Алешкин В.Я., Жолудев М.С., Руффенах С., Консежо К., Тепп Ф., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Потемски М., Орлита М., Гавриленко В.И. - 112/8/541
- Богацкая А. В.** (см. Щеголев А. Е.) - 111/7/443
- Богач А. В.** (см. Красиков К. М.) - 112/7/451
- Богданова Н. А.** (см. Богданов Ю. И.) - 111/10/646
- Богданов Ю. И.** (см. Бантыш Б. И.) - 111/9/615  
Гиперпуассоновская статистика фотонов. Богданов Ю.И., Богданова Н.А., Катамадзе К.Г., Авосоянц Г.В., Лукичев В.Ф. - 111/10/646
- Большингов В. В.** (см. Карелина Л. Н.) - 112/11/743
- Бордонский Г. С.** Пропускание электромагнитного излучения видимого диапазона тонким слоем льда 0, конденсированного на диэлектрическую подложку. Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Орлов А.О. - 111/5/311
- Бочкин Г. А.** Динамика Флоке в одномерной цепочке в многоимпульсном спиновом локинге ЯМР. Бочкин Г.А., Васильев С.Г., Федорова А.В., Фельдман Э.Б. - 112/11/754
- Бояринцев Э. Л.** (см. Руменских М. С.) - 111/6/335
- Брагута В. В.** Изучение перехода конфайнмент-деконфайнмент во вращающейся решеточной SU(3)-глободинамике. Брагута В.В., Котов А.Ю., Кузнецов Д.Д., Роеко А.А. - 112/1/9
- Бражкин В. В.** Кинетическая модель размягчения стекол. Бражкин В.В. - 112/11/787

- Бреев И. Д.** (см. Анисимов А. Н.) - 112/12/813
- Брысев А. П.** (см. Першин С. М.) - 111/7/464
- Бузовкин А. Б.** Когерентный вихрь в двумерном турбулентном потоке в окрестности вращающегося диска. Бузовкин А.Б., Вергелес С.С., Колоколов И.В., Лебедев В.В. - 111/8/509
- Булатов М. Ф.** (см. Страумал Б. В.) - 111/10/674
- Бункин А. Ф.** (см. Першин С. М.) - 111/7/464  
(см. Першин С. М.) - 112/7/437
- Буньков Ю. М.** Долгоживущий сигнал индукции в железо-иттриевом гранате. Буньков Ю.М., Ветошко П.М., Кузмичёв А.Н., Мамин Г.В., Орлинский С.Б., Сафин Т.Р., Белотелов В.И., Тагиров М.С. - 111/1/52  
Особенности связанной ядерно-электронной прецессии в условиях Бозе конденсации магнонов. Буньков Ю.М., Константинов Д. - 112/2/101  
(см. Ветошко П. М.) - 112/5/314  
(см. Кузмичев А. Н.) - 112/11/749
- Буриков С. А.** Определение фотофизических параметров твердых растворов  $\text{NaGdF}_4:\text{Eu}$  в суспензиях с помощью теории Джадда-Офельта. Буриков С.А., Котова О.Д., Сарманова О.Э., Кузнецов С.В., Пройдакова В.Ю., Воронов В.В., Федоров П.П., Пацаева С.В., Доленко Т.А. - 111/9/625
- Буримов Н. И.** (см. Савченков Е. Н.) - 112/10/644
- Быков А. А.** (см. Дричко И. Л.) - 112/1/54  
Зависимости транспортного времени рассеяния и квантового времени жизни от концентрации 2D электронного газа в селективно-легированных одиночных GaAs квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Быков А.А., Стрыгин И.С., Горан А.В., Номоконов Д.В., Бакаров А.К.с - 112/7/475
- Бюхнер Б.** (см. Кузьмичева Т. Е.) - 111/6/388
- Вагизов Ф. Г.** (см. Шахмуратов Р. Н.) - 111/3/181
- Вайшнине Л. А.** (см. Воробьев А. С.) - 112/6/343
- Вальков В. В.** Краевые состояния экситонного диэлектрика со спин-орбитальным взаимодействием. Вальков В.В. - 111/11/772
- Ванчо П.** (см. Демин В. А.) - 112/5/328
- Ваньков А. Б.** (см. Кайсин Б. Д.) - 112/1/62
- Васильев С. Г.** (см. Бочкин Г. А.) - 112/11/754
- Васильева О. Ф.** Нелинейная динамика оптического параметрического осциллятора на диполяритонах. Васильева О.Ф., Зинган А.П., Васильев В.В. - 111/9/579
- Васильев В. В.** (см. Васильева О. Ф.) - 111/9/579
- Васильев О. А.** (см. Карманов Д. Е.) - 111/7/435
- Введенский Н. В.** (см. Костин В. А.) - 112/2/81
- Векман А. В.** Моделирование процесса образования пор на границах зерен в алюминии. Векман А.В., Демьянов Б.Ф. - 111/11/767
- Великанов Д. А.** (см. Столяр С. В.) - 111/3/197
- Веневцев И. Д.** (см. Муслимов А. Э.) - 112/4/240
- Вергелес С. С.** (см. Бузовкин А. Б.) - 111/8/509
- Ветошко П. М.** (см. Буньков Ю. М.) - 111/1/52  
Бозе конденсация и спиновая сверхтекучесть магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната. Ветошко П.М., Князев Г.А., Кузмичев А.Н., Холин А.А., Белотелов В.И., Буньков Ю.М. - 112/5/314  
(см. Кузмичев А. Н.) - 112/11/749
- Вивек Кумар Сингх** (см. Бишлер Л.) - 111/9/591
- Викторов В. А.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Виноградов А. П.** (см. Юанов Ю. В.) - 112/11/725
- Владимирова Г. А.** (см. Ковражкин Р. А.) - 111/4/223
- Власенко В. А.** (см. Мальцев Е. И.) - 111/7/475  
(см. Кузьмичева Т. Е.) - 112/12/822
- Власов И. И.** (см. Ромшин А. М.) - 112/1/17
- Волков В. В.** Комбинированная схема восстановления функции распределения частиц по размерам с использованием данных малоуглового рассеяния. Волков В.В., Конарев П.В., Крюкова А.Е. - 112/9/632
- Волков М. К.** Процессы  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  и  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$  в киральной модели НИЛ с учетом взаимодействия пионов в конечном состоянии. Волков М.К., Арбузов А.Б., Пивоваров А.А. - 112/8/493
- Волочаев М. Н.** (см. Пашенькин И. Ю.) - 111/12/815
- Воробьев А. С.** Измерение угловых распределений осколков деления  $^{240}\text{Pu}$  нейтронами с энергиями 1–200 МэВ и их модельный анализ. Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А., Вайшнине Л.А., Барабанов А.Л. - 112/6/343
- Воробьев Н. С.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Воронин А. А.** (см. Митрофанов А. В.) - 112/1/22
- Воронин В. В.** Ограничения на новое короткодействующее взаимодействие спин-орбитального типа из данных нейтронной дифракции в нецентросимметричном кристалле. Воронин В.В., Федоров В.В., Шапиро Д.Д. - 112/10/639
- Воронов А. А.** Резонансы эффекта Фарадея в наноструктурированных пленках феррита-граната. Воронов А.А., Игнатъева Д.О., Карки Д., Кожаев М.А., Калиш А.Н., Леви М., Белотелов В.И. - 112/11/759
- Воронов В. В.** (см. Буриков С. А.) - 111/9/625
- Врубель И. И.** Исследование электронной структуры комплексов фталоцианина меди  $\text{CuPc}$  с атомом лития. Врубель И.И., Первишко А.А. - 111/5/328
- Вуколов В. А.** (см. Науменко Г. А.) - 111/5/295
- Вуль А. Я.** (см. Зегря Г. Г.) - 112/12/807
- Вурмель С.** (см. Кузьмичева Т. Е.) - 111/6/388
- Гавриленко В. И.** (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Гавриленко В. И.** (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682
- Гаврилкин С. Ю.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/3/166
- Гавричков В. А.** Механизмы перехода диэлектрик–металл и спинового кроссовера в  $\text{CoO}$  при высоких давлениях. Гавричков В.А., Орлов Ю.С., Овчинникова Т.М., Овчинников С.Г. - 112/4/258
- Гаврюшкин П. Н.** (см. Сагатова Д. Н.) - 111/3/160
- Гагарский А. М.** (см. Воробьев А. С.) - 112/6/343
- Галеева А. В.** (см. Казаков А. С.) - 112/4/263
- Галль Н. Р.** (см. Рутьков Е. В.) - 111/8/520
- Галоян А. С.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- гальперин Ю. М.** (см. Дричко И. Л.) - 112/1/54
- Гапиенко В. А.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Гапиенко Г. С.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291

- Гартман А. Д.** Эффективная интеграция однофотонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами. Гартман А.Д., Кройчук М.К., Шорохов А.С., Федянин А.А. - 112/11/730
- Гершензон М. Е.** (см. Пудалов В. М.) - 111/4/237
- Гижа С. С.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Глазков В. Н.** Антиферромагнитный резонанс в спинцелевом магнетике с сильной одноионной анизотропией. Глазков В.Н. - 112/10/688
- Глазунов А. Л.** (см. Ковражкин Р. А.) - 111/4/223
- Глек П. Б.** (см. Митрофанов А. В.) - 112/1/22
- Глушков В. В.** (см. Красиков К. М.) - 112/7/451
- Головенчиц Е. И.** Влияние оптической накачки и магнитного поля на состояния областей фазового расслоения в  $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$ . Головенчиц Е.И., Ханнанов Б.Х., Санина В.А. - 111/12/826
- Головчанский И. А.** (см. Карелина Л. Н.) - 112/11/743
- Голуб Л. Е.** Теория гиротропии полупроводниковых квантовых ям. Голуб Л.Е. - 111/1/19
- Гольшев А. А.** (см. Молодец А. М.) - 111/12/838
- Гончарова Е. В.** (см. Макаров А. С.) - 111/10/691
- Горан А. В.** (см. Быков А. А.) - 112/7/475
- Горнакова А. С.** (см. Страумал Б. Б.) - 111/10/674
- Горайнов С. В.** (см. Афанасьев В. П.) - 111/4/230
- Горячук И. О.** Точная  $\beta$ -функция в абелевых и неабелевых  $\mathcal{N} = 1$  суперсимметричных калибровочных моделях и ее аналогия с  $\beta$ -функцией КХД в C-схеме. Горячук И.О., Катаев А.Л. - 111/12/789
- Гресь В. Н.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Григорьев П. Д.** (см. Дюгаев А. М.) - 112/2/107
- Григорьев Т.** (см. Бишлер Л.) - 111/9/591
- Гришаков К. С.** Новая фаза немоллекулярного полимерного азота, устойчивая при нулевом давлении. Гришаков К.С., Дегтяренко Н.Н. - 112/10/674
- Гришин М. Я.** (см. Першин С. М.) - 111/7/464  
(см. Першин С. М.) - 112/7/437
- Губайдуллин А. Р.** Таммовские плазмоны в структурах с квазипериодическими металлическими решетками. Губайдуллин А.Р., Морозов К.М., Калитеевский М.А. - 111/11/763
- Гунбина А. А.** Отклик на субмиллиметровое излучение СИНИС приемника с электронным охлаждением. Гунбина А.А., Лемзяков С.А., Тарасов М.А., Эдельман В.С., Юсупов Р.А. - 111/10/641
- Гурулев А. А.** (см. Бордонский Г. С.) - 111/5/311
- Гусев А. И.** Сверхструктуры монооксида ниобия. Гусев А.И. - 111/3/190
- Гусев Г. М.** (см. Ярошевич А. С.) - 111/2/107
- Гусев Н. С.** (см. Мурзина Т. В.) - 111/6/370  
(см. Пашенькин И. Ю.) - 111/12/815
- Гусихин П. А.** (см. Зарезин А. М.) - 111/5/316
- Гуськов С. Ю.** Особенности и предельные характеристики нагрева вещества пучком лазерно-ускоренных быстрых электронов. Гуськов С.Ю., Зарецкий Н.П., Кучугов П.А. - 111/3/149
- Давыдов М. А.** (см. Першин С. М.) - 112/7/437
- Данилов М. В.** Комментарий к статье “Анализ результатов эксперимента Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино и сравнение с результатами других экспериментов” (Письма в ЖЭТФ 112(4), 211 (2020)). Данилов М.В., Скрябова Н.А. - 112/7/484
- Данилов П. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 112/9/579
- Дворецкий С. А.** (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682  
(см. Кунцевич А. Ю.) - 111/11/750  
(см. Казаков А. С.) - 112/4/263  
(см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Дегтяренко Н. Н.** (см. Гришаков К. С.) - 112/10/674
- Демин В. А.** Исследование гофрированных нанотрубок нового типа, вырезанных из бислойного графена с углом Муара  $\Theta = 27.8^\circ$ . Демин В.А., Артюх А.А., Сороко В.А., Чернозатонский Л.А. - 111/7/469  
Транспортные свойства перфорированных бислойных графеновых нанолент – исследование методом динамики волнового пакета. Демин В.А., Квашнин Д.Г., Ванчо П., Марк Г., Чернозатонский Л.А. - 112/5/328  
(см. Мацукатова А. Н.) - 112/6/379
- Демисhev С. В.** (см. Красиков К. М.) - 112/7/451
- Демьянов Б. Ф.** (см. Векман А. В.) - 111/11/767
- Димитриева С. Е.** (см. Кривобок В. С.) - 112/8/501
- Дмитриев А. А.** (см. Дричко И. Л.) - 112/1/54
- Доленко Т. А.** (см. Буриков С. А.) - 111/9/625
- Долженко Д. Е.** (см. Казаков А. С.) - 112/4/263
- Дорожкин С. И.** Магнетоосцилляции заряда полевого транзистора, обусловленные индуцированным микроволновым излучением неравновесным распределением электронов по энергии. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Уманский В., Смет Ю.Х. - 111/10/668
- Доронин И. В.** (см. Юанов Ю. В.) - 112/11/725
- Дричко И. Л.** Нелинейные AC и DC проводимости в двухподзонной структуре  $n$ -GaAs/AlAs. Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Бакаров А.К., Быков А.А., Дмитриев А.А., Гальперин Ю.М. - 112/1/54
- Дровосеков А. Б.** Эффект медленной ионной релаксации при ферромагнитном резонансе в металл-диэлектрическом нанокompозите CoFeB–LiNbO. Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Баркалова А.С., Николаев С.Н., Ситников А.В., Рьльков В.В. - 112/2/88
- Дроздов М. Н.** (см. Толстогузов А. Б.) - 111/8/531
- Дружинин А. В.** (см. Страумал Б. Б.) - 112/1/45
- Дубиков А. В.** (см. Савченков Е. Н.) - 112/10/644
- Дулебо А. И.** (см. Акмаев М. А.) - 112/10/650
- Дьячкова И. Г.** (см. Ширяев А. А.) - 111/9/597
- Дюгаев А. М.** Основное состояние квантовой частицы в потенциальном поле. Дюгаев А.М., Григорьев П.Д. - 112/2/107
- Егоров С. В.** (см. Карелина Л. Н.) - 112/11/743
- Екимов Е. А.** (см. Ромшин А. М.) - 112/1/17
- Екомасов Е. Г.** (см. Салимов Р. К.) - 111/3/209  
(см. Салимов Р. К.) - 112/6/357
- Ельцов К. Н.** (см. Коваленко С. Л.) - 111/10/697
- Емельянов А. В.** (см. Мацукатова А. Н.) - 112/6/379
- Еремин Б.** (см. Белавин А.) - 112/6/388
- Есин А. А.** (см. Савченков Е. Н.) - 112/10/644

- Ефимов М. А.** (см. Руменских М. С.) - 111/6/335
- Жаров А. А.** Фазовый контроль гигантского резонансного сдвига Гуса–Хенхен. Жаров А.А., Жарова Н.А., Жаров А.А., мл. - 112/2/73
- Жаров А. А. мл.** (см. Жаров А. А.) - 112/2/73
- Жарова Н. А.** (см. Жаров А. А.) - 112/2/73
- Желтиков А. М.** (см. Митрофанов А. В.) - 112/1/22
- Жигadlo Н. Д.** (см. Кузьмичева Т. Е.) - 112/8/523
- Жилияева Е. И.** (см. Любовский Р. Б.) - 112/9/623
- Жолудев М. С.** (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682  
(см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Журавлев А. С.** (см. Кулик Л. В.) - 112/8/516
- Задорожная Л. А.** (см. Муслимов А. Э.) - 112/4/240
- Зайцев-Зотов С. В.** Неквадратичное поперечное магнетосопротивление дираковского полуметалла с узловой линией InBi. Зайцев-Зотов С.В., Кон И.А. - 111/1/45  
(см. Кон И. А.) - 112/2/93  
(см. Минакова В. Е.) - 112/6/367
- Заливако И. В.** (см. Акопян Л. А.) - 112/9/626
- Зарезин А. М.** Измерение спектра двумерных “прокси” плазмонов методом стоячих волн. Зарезин А.М., Гусихин П.А., Муравьев В.М., Кукушкин И.В. - 111/5/316
- Зарецкий Н. П.** (см. Гуськов С. Ю.) - 111/3/149
- Захаров Ю. П.** (см. Руменских М. С.) - 111/6/335
- Зверев В. Н.** (см. Любовский Р. Б.) - 112/9/623
- Зегря Г. Г.** Энергетический спектр электронов глубоких примесных центров в широкозонных полупроводниках мезоскопических размеров. Зегря Г.Г., Самосват Д.М., Вуль А.Я. - 112/12/807
- Зинган А. П.** (см. Васильева О. Ф.) - 111/9/579
- Зиняков Т. А.** Спектры двумерной затухающей магнитогидродинамической турбулентности на  $\beta$ -плоскости. Зиняков Т.А., Петросян А.С. - 111/2/65
- Зиятинова М. З.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Золотов Д. А.** (см. Ширяев А. А.) - 111/9/597
- Зыбцев С. Г.** (см. Кон И. А.) - 112/2/93
- Зябловский А. А.** (см. Юанов Ю. В.) - 112/11/725
- Иванов К. Е.** (см. Яржемский В. Г.) - 111/8/487
- Ивахненко С. А.** (см. Ширяев А. А.) - 111/9/597
- Игнатъева Д. О.** (см. Воронов А. А.) - 112/11/759
- Иешкин А. Е.** (см. Толстогузов А. Б.) - 111/8/531
- Иконников А. В.** (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682  
(см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Илюшин М. А.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Ионин А. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 112/9/579
- Исхаков Р. С.** (см. Столяр С. В.) - 111/3/197
- Каган М. Ю.** (см. Аксенов С. В.) - 111/5/321
- Казаков А. С.** Радиочастотная фотопроводимость в гетероструктурах на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Казаков А.С., Галева А.В., Долженко Д.Е., Рябова Л.И., Банников М.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Хохлов Д.Р. - 112/4/263
- Казей З. А.** Фазовые переходы в фрустрированных кобальгитах  $EgBaCo_4O_{7+x}$  ( $x \approx 0, 0.03$ ) при небольшом отклонении от стехиометрии. Казей З.А., Снегирев В.В., Столяренко М.С. - 112/3/189
- Кайсин Б. Д.** Аномальный сигнал антистоксового рассеяния как индикатор макрозаполненных магнитоэкситонных уровней в режиме КЭХ. Кайсин Б.Д., Ваньков А.Б., Кукушкин И.В. - 112/1/62
- Калитеевский М. А.** (см. Губайдуллин А. Р.) - 111/11/763
- Калиш А. Н.** (см. Воронов А. А.) - 112/11/759
- Каневский В. М.** (см. Муслимов А. Э.) - 112/4/240
- Капустин А. А.** (см. Дорожкин С. И.) - 111/10/668
- Караштин Е. А.** Обменно-обусловленная генерация электромагнитного излучения в геликоидальной магнитной структуре. Караштин Е.А. - 112/2/121
- Кардакова А. И.** (см. Баева Э. М.) - 111/2/88
- Карелина Л. Н.** Магнитосопротивление микромоистиков ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe. Карелина Л.Н., Большинов В.В., Эркенев Ш.А., Егоров С.В., Головчанский И.А, Чичков В.И., Бен Хамида Я., Рязанов В.В. - 112/11/743
- Карки Д.** (см. Воронов А. А.) - 112/11/759
- Карманов Д. Е.** Спектры протонов и ядер гелия и их сравнение по данным эксперимента НУКЛОН. Карманов Д.Е., Ковалев И.М., Кудряшов И.А., Курганов А.А., Панов А.Д., Подорожный Д.М., Турундаевский А.Н., Васильев О.А. - 111/7/435
- Катаев А. Л.** (см. Горячук И. О.) - 111/12/789
- Катамадзе К. Г.** (см. Богданов Ю. И.) - 111/10/646
- Кашин А. М.** (см. Рыжкин М. И.) - 112/8/531
- Кашкаров П. К.** (см. Мацукатова А. Н.) - 112/6/379
- Квашнин А. Г.** Фазовые переходы в моноборидах вольфрама. Квашнин А.Г., Самцевич А.И. - 111/6/380
- Квашнин Д. Г.** (см. Чернозатонский Л. А.) - 111/4/244  
(см. Суханова Е. В.) - 111/11/743  
(см. Демин В. А.) - 112/5/328
- Квон З. Д.** (см. Ярошевич А. С.) - 111/2/107  
Фото- и термоэлектрические явления в двумерных топологических изоляторах и полуметаллах на основе HgTe квантовых ям (Миниобзор). Квон З.Д., Савченко М.Л., Козлов Д.А., Ольшанецкий Е.Б., Ярошевич А.С., Михайлов Н.Н. - 112/3/174
- Кецко В. А.** (см. Аплеснин С. С.) - 112/10/680
- Кившарь Ю.** (см. Тонкаев П.) - 112/10/658
- Кильмаметов А. Р.** (см. Страумал Б. Б.) - 111/10/674  
(см. Страумал Б. Б.) - 112/1/45
- Кирпичев В. Е.** (см. Кукушкин В. И.) - 112/1/38
- Кирпиченкова Н. В.** (см. Кирпиченков В. Я.) - 112/2/114
- Кирпиченков В. Я.** Влияние случайных квантовых закороток на одночастичный низкотемпературный ток в грязных SIN-контактах. Кирпиченков В.Я., Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И., Косач А.А. - 112/2/114
- Китаева Г. Х.** (см. Султанов В. Д.) - 112/5/297
- Кленов Н. В.** (см. Щеголев А. Е.) - 111/7/443
- Клопотов Р. В.** (см. Першин С. М.) - 111/7/464
- Клочкова Н. В.** (см. Лютостанский Ю. С.) - 111/11/723
- Книжник А. А.** Особенности пробоя газов в узких разрядных промежутках при высоких давлениях. Книж-

- ник А.А., Коробцев С.В., Медведев Д.Д., Потапкин Б.В., Белов Н.К. - 111/5/305
- Князев Г. А.** (см. Ветошко П. М.) - 112/5/314  
(см. Кузмичев А. Н.) - 112/11/749
- Кобелев Н. П.** (см. Макаров А. С.) - 111/10/691  
(см. Кретьова М. А.) - 111/12/806
- Ковалев И. М.** (см. Карманов Д. Е.) - 111/7/435
- Ковалевский В. В.** (см. Афанасьев В. П.) - 111/4/230
- Коваленко С. Л.** Термопрограммируемый синтез монокристаллов квазисвободного N-графена из молекул ацетонитрила. Коваленко С.Л., Павлова Т.В., Андришечкин Б.В., Ельцов К.Н. - 111/10/697
- Ковальчук О. Е.** (см. Кудряшов С. И.) - 112/9/579
- Ковражкин Р. А.** Аномальный скейлинг энергии ионных пучков в токовом слое. Ковражкин Р.А., Глазунов А.Л., Владимирова Г.А. - 111/4/223
- Кожаяев М. А.** (см. Воронов А. А.) - 112/11/759
- Козлов Д. А.** (см. Квон З. Д.) - 112/3/174
- Козлов Д. В.** (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682
- Колачевский Н. Н.** (см. Акопян Л. А.) - 112/9/626
- Колесников С. В.** Моделирование взаимодействия графена с поверхностью меди с помощью модифицированного потенциала Морзе. Колесников С.В., Сидоренков А.В., Салецкий А.М. - 111/2/101
- Колмычек И. А.** (см. Мурзина Т. В.) - 111/6/370
- Колобов А. В.** (см. Кривобок В. С.) - 112/8/501
- Колоколов И. В.** (см. Бузовкин А. Б.) - 111/8/509
- Комельков А. С.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Комиссарова М. В.** (см. Сазонов С. В.) - 111/6/355
- Компанец В. О.** Нелинейное усиление резонансного поглощения при филаментации импульса среднего инфракрасного диапазона в газах высокого давления. Компанец В.О., Шипило Д.Е., Николаева И.А., Панов Н.А., Косарева О.Г., Чекалин С.В. - 111/1/27
- Конарев П. В.** (см. Волков В. В.) - 112/9/632
- Кондорский А. Д.** Пороговый эффект при фотоэмиссии составных наноантенн под воздействием мощных фемтосекундных лазерных импульсов. Кондорский А.Д. - 112/11/736
- Кон И. А.** (см. Зайцев-Зотов С. В.) - 111/1/45  
Магнетосопротивление квазидомерного вейлевского полуметалла  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ . Кон И.А., Зыбцев С.Г., Орлов А.П., Зайцев-Зотов С.В. - 112/2/93
- Консежо К.** (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Константинова Е. А.** Наноструктурированные микросферы на основе нанооксида титана с функцией накопления заряда для пролонгированного катализа. Константинова Е.А., Миннеханов А.А., Кытина Е.В., Трусов Г.В. - 112/8/562
- Константинов Д.** (см. Буньков Ю. М.) - 112/2/101
- Кончаков Р. А.** (см. Кретьова М. А.) - 111/12/806
- Конюх Д. А.** Универсальные колебательные свойства неупорядоченных систем с точки зрения теории случайных коррелированных матриц. Конюх Д.А., Бельтюков Я.М. - 112/8/547
- Коробейщиков Н. Г.** (см. Толстогузов А. Б.) - 111/8/531
- Коробцев С. В.** (см. Книжник А. А.) - 111/5/305
- Коротеев Г. А.** (см. Лютостанский Ю. С.) - 111/11/723
- Косарева О. Г.** (см. Компанец В. О.) - 111/1/27
- Косач А. А.** (см. Кирпиченков В. Я.) - 112/2/114
- Костин В. А.** Генерация терагерцового излучения многоцветными ионизирующими импульсами. Костин В.А., Ларюшин И.Д., Введенский Н.В. - 112/2/81
- Котова О. Д.** (см. Буриков С. А.) - 111/9/625
- Котов А. Ю.** (см. Брагута В. В.) - 112/1/9
- Кочергин И. В.** (см. Артемьев А. А.) - 112/5/291
- Кочиев М. В.** (см. Акмаев М. А.) - 112/10/650
- Крайнов И. В.** (см. Барышников К. А.) - 111/12/820
- Красиков К. М.** Нарушение кубической симметрии в редкоземельных додекаборидах с динамическими зарядовыми страйпами. Красиков К.М., Азаревич А.Н., Глушков В.В., Демисhev С.В., Хорошилов А.Л., Богач А.В., Шицевалова Н.Ю., Филиппов В.Б., Случанко Н.Е. - 112/7/451
- Крейнес Н. М.** (см. Дровосоко А. Б.) - 112/2/88
- Кретьова М. А.** Точечные дефекты и их свойства в высокоэнтропийном сплаве  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{20}\text{Cr}_{20}\text{Co}_{20}\text{Cu}_{20}$ . Кретьова М.А., Кончаков Р.А., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 111/12/806
- Кривенков В. А.** (см. Крюкова И. С.) - 112/9/584
- Кривобок В. С.** (см. Николаев С. Н.) - 112/3/160  
Нестандартная кинетика низкотемпературной люминесценции микро- и нанопорошков антазной фазы диоксида титана. Кривобок В.С., Колобов А.В., Дмитриева С.Е., Аминев Д.Ф., Ченцов С.И., Николаев С.Н., Мартовицкий В.П., Онищенко Е.Е. - 112/8/501
- Кригель М. Й.** (см. Страумал Б. Б.) - 111/10/674
- Криштопенко С. С.** (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Кройчук М. К.** (см. Гартман А. Д.) - 112/11/730
- Крюкова А. Е.** (см. Волков В. В.) - 112/9/632
- Крюкова И. С.** Слабая связь между светом и веществом в фотонных кристаллах на основе пористого кремния приводит к усилению флуоресценции квантовых точек при двухфотонном возбуждении. Крюкова И.С., Кривенков В.А., Самохвалов П.С., Набиев И.Р. - 112/9/584
- Кугель К. И.** (см. Сбойчаков А. О.) - 112/10/693  
(см. Рожков А. В.) - 112/11/764
- Кудрявцев А. Г.** Точные решения стационарного аксиально симметричного уравнения Шредингера. Кудрявцев А.Г. - 111/2/112
- Кудрявцев О. С.** (см. Ромшин А. М.) - 112/1/17
- Кудряшов И. А.** (см. Карманов Д. Е.) - 111/7/435
- Кудряшов С. И.** Тонкая структура спектра фотолюминесценции в алмазе при многократной эмиссии оптического фонона в ходе автолокализации фотовозбужденных электронов. Кудряшов С.И., Левченко А.О., Данилов П.А., Смирнов Н.А., Рупасов А.Е., Хмельницкий Р.А., Ковальчук О.Е., Ионин А.А. - 112/9/579
- Кузмичев А. Н.** (см. Ветошко П. М.) - 112/5/314  
Особенности взаимодействия магнетонного Бозе конденсата с акустическими модами в пленках железотитриевого граната. Кузмичев А.Н., Ветошко П.М.,

- Князев Г.А., Белотелов В.И., Буньков Ю.М. - 112/11/749
- Кузмичёв А. Н.** (см. Буньков Ю. М.) - 111/1/52
- Кузнецов Д. Д.** (см. Брагута В. В.) - 112/1/9
- Кузнецов В. А.** (см. Кулик Л. В.) - 112/8/516
- Кузнецов К. А.** (см. Султанов В. Д.) - 112/5/297
- Кузнецов С. В.** (см. Буриков С. А.) - 111/9/625
- Кузьмичева Т. Е.** Экспериментальное свидетельство трехщелевой сверхпроводимости в  $\text{LiFeAs}$ . Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Морозов И.В., Вурмель С., Бюхнер Б. - 111/6/388  
Многозонный андреевский транспорт в сверхпроводящих оксиниктидах оптимального состава. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Жигадло Н.Д. - 112/8/523  
Спектроскопия многократных андреевских отражений сверхпроводящих пниктидов  $\text{Ba}(\text{Fe,Ni})_2\text{As}_2$  оптимального состава. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А. - 112/12/822
- Кузьмичев С. А.** (см. Кузьмичева Т. Е.) - 111/6/388  
(см. Кузьмичева Т. Е.) - 112/8/523  
(см. Кузьмичева Т. Е.) - 112/12/822
- Кукушкин В. И.** Метаструктуры для гигантского усиления рамановского рассеяния света в ближней ИК-области спектра. Кукушкин В.И., Кирпичев В.Е., Морозова Е.Н., Соловьев В.В., Федотова Я.В., Кукушкин И.В. - 112/1/38
- Кукушкин И. В.** (см. Зарезин А. М.) - 111/5/316  
(см. Кукушкин В. И.) - 112/1/38  
(см. Кайсин Б. Д.) - 112/1/62  
(см. Кулик Л. В.) - 112/8/516
- Кулеева Н. А.** Разложение Гинзбурга–Ландау и верхнее критическое поле в неупорядоченной модели Хаббарда с притяжением (Миниобзор). Кулеева Н.А., Кучинский Э.З., Садовский М.В. - 112/9/603
- Кулик Л. В.** Резонансная фотолуминесценция двумерной электронной системы в условиях формирования объемного состояния дробного квантового эффекта Холла  $1/3$ . Кулик Л.В., Журавлев А.С., Белозеров Е.И., Кузнецов В.А., Кукушкин И.В. - 112/8/516
- Куликов А. Г.** (см. Снегирев Н. И.) - 112/6/374
- Кунцевич А. Ю.** Влияние ко-допирования барием на сверхпроводимость в  $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Кунцевич А.Ю., Рыбальченко Г.В., Мартовицкий В.П., Банников М.И., Селиванов Ю.Г., Гаврилкин С.Ю., Цветков А.Ю., Чижевский Е.Г. - 111/3/166  
Измерение магнитной восприимчивости носителей в квантовых ямах  $\text{HgTe}$  в перпендикулярном поле. Кунцевич А.Ю., Тушиков Е.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Резников М. - 111/11/750  
(см. Акмаев М. А.) - 112/10/650
- Курганов А. А.** (см. Карманов Д. Е.) - 111/7/435
- Кутузов А. С.** (см. Сираев Ф. М.) - 111/3/154
- Кучинский Э. З.** (см. Кулеева Н. А.) - 112/9/603
- Кучугов П. А.** (см. Гуськов С. Ю.) - 111/3/149
- Кытина Е. В.** (см. Константинова Е. А.) - 112/8/562
- Ладыгина В. П.** (см. Столяр С. В.) - 111/3/197
- Ларюшин И. Д.** (см. Костин В. А.) - 112/2/81
- Лахманский К. Е.** (см. Акоюян Л. А.) - 112/9/626
- Лебедев В. В.** (см. Бузовкин А. Б.) - 111/8/509
- Леви М.** (см. Воронов А. А.) - 112/11/759
- Левченко А. А.** (см. Филатов С. В.) - 111/10/653
- Левченко А. О.** (см. Кудряшов С. И.) - 112/9/579
- Леднев В. Н.** (см. Першин С. М.) - 111/7/464
- Лемзяков С. А.** (см. Гунбина А. А.) - 111/10/641
- Леонтьев А. А.** (см. Султанов В. Д.) - 112/5/297
- Лерер А. М.** (см. Мазурицкий М. И.) - 112/3/152
- Лисянский А. А.** (см. Юанов Ю. В.) - 112/11/725
- Литасов К. Д.** (см. Сагапова Д. Н.) - 111/3/160  
(см. Афанасьев В. П.) - 111/4/230
- Лозин О. И.** (см. Кирпиченков В. Я.) - 112/2/114
- Лукичев В. Ф.** (см. Богданов Ю. И.) - 111/10/646
- Лукьянчук Б. С.** (см. Бекиров А. Р.) - 112/6/361
- Любимов В. Н.** (см. Альшиц В. И.) - 112/2/127
- Любовская Р. Н.** (см. Любовский Р. Б.) - 112/9/623
- Любовский Р. Б.** Восстановление гидростатическим давлением металлического состояния в квазидвумерном органическом проводнике  $\kappa\text{-(ET)}_2\text{Hg(SCN)}_2\text{Cl}$ . Любовский Р.Б., Песоцкий С.И., Зверев В.Н., Жилиева Е.И., Торунова С.А., Любовская Р.Н. - 112/9/623
- Любутин И. С.** (см. Снегирев Н. И.) - 112/6/374
- Лютостанский Ю. С.** Новые возможности йодного детектора при регистрации солнечных нейтрино. Лютостанский Ю.С., Коротеев Г.А., Клочкова Н.В., Осипенко А.П., Тихонов В.Н., Фазлиахметов А.Н. - 111/11/723
- Мазилкин А. А.** (см. Страумал Б. Б.) - 111/10/674  
(см. Страумал Б. Б.) - 112/1/45
- Мазилкин И. А.** (см. Страумал А. Б.) - 111/8/514  
(см. Страумал А. Б.) - 112/4/275
- Мазурицкий М. И.** Фокусировка длинноволнового рентгеновского излучения с использованием сферических и плоских микроканальных пластин. Мазурицкий М.И., Лерер А.М. - 112/3/152
- Маишеев В. А.** (см. Чесноков М. Ю.) - 112/1/3
- Майдыковский А. И.** (см. Мурзина Т. В.) - 111/6/370
- Макаров А. С.** Расчет температурной зависимости нерелаксированного модуля сдвига высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов на основе калориметрических данных. Макаров А.С., Гончарова Е.В., Афонин Г.В., Цзизао Ц.Ч., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 111/10/691
- Макаров Г. Н.** Изотопно-селективная лазерная ИК диссоциация молекул, имеющих небольшой изотопический сдвиг в спектрах ИК поглощения, в газодинамически охлажденном молекулярном потоке, взаимодействующем с твердой поверхностью. Макаров Г.Н., Петин А.Н. - 111/6/361  
Сильное увеличение эффективности изотопно-селективной лазерной ИК диссоциации молекул в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения за счет использования смеси с резонансно поглощающим газом. Макаров Г.Н., Петин А.Н. - 112/4/226
- Макушина В. А.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Е. И.** Верхнее критическое поле двузонного сверхпроводника  $\text{SrFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ . Мальцев Е.И., Власенко В.А., Со-

- болевыи О.А., Садаков А.В., Массалимов Б.И., Перваков К.С. - 111/7/475
- Мамин Г. В.** (см. Буньков Ю. М.) - 111/1/52
- Мамрашев А. А.** (см. Чаповский П. Л.) - 111/2/75
- Мареев Е. И.** Исследование параметров лазерно-индуцированных ударных волн для задач лазерной ударной обработки кремния. Мареев Е.И., Румянцев Б.В., Потемкин Ф.В. - 112/11/780
- Марк Г.** (см. Демин В. А.) - 112/5/328
- Мартовицкий В. П.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/3/166 (см. Кривобок В. С.) - 112/8/501
- Маслаков К. И.** (см. Яржемский В. Г.) - 111/8/487
- Массалимов Б. И.** (см. Мальцев Е. И.) - 111/7/475
- Масюгин А. Н.** (см. Аплеснин С. С.) - 112/10/680
- Ма Х.** (см. Полников В. Г.) - 111/8/501
- Махмудиан М. М.** Локализация экситонов на плоских дефектах в полупроводниковых кристаллах. Махмудиан М.М., Чаплик А.В. - 112/4/246
- Мацукатова А. Н.** Наномасштабные тепловые эффекты второго порядка в мемристорных структурах на основе поли-*n*-ксиллена. Мацукатова А.Н., Емельянов А.В., Миннеханов А.А., Демин В.А., Рыльков В.В., Форш П.А., Кашкаров П.К. - 112/6/379
- Машко А. М.** (см. Афанасьев А. Е.) - 111/11/757
- Медведев Д. Д.** (см. Книжник А. А.) - 111/5/305
- Медриш И. В.** (см. Сагатов Д. Н.) - 111/3/160
- Межев-Деглин Л. П.** (см. Филатов С. В.) - 111/10/653
- Мейлахс А. П.** Диффузия перегретых и переохлажденных частиц как механизм теплопроводности в наножидкостях. Мейлахс А.П., Алексенский А.Е. - 111/6/375
- Мейстерсон А. А.** (см. Афанасьев А. Е.) - 111/11/757
- Микушкин В. М.** Атомно-подобные незанятые состояния GaAs. Микушкин В.М. - 112/12/801
- Мильштейн А. И.** Нарушение четности в протон-протонном рассеянии при высоких энергиях. Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г. - 111/4/215  
Несохранение четности в протон-дейтронном рассеянии. Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г. - 112/6/352
- Минакова В. Е.** Вынужденная диффузия скоррелированных примесей в пайерлсовском проводнике *o*-TaS<sub>3</sub>. Минакова В.Е., Никитина А.М., Зайцев-Зотов С.В. - 112/6/367
- Минеев В. П.** Возвратная сверхпроводимость в UTe<sub>2</sub>. Минеев В.П. - 111/12/833
- Миннеханов А. А.** (см. Мацукатова А. Н.) - 112/6/379 (см. Константинова Е. А.) - 112/8/562
- Миронов А.** (см. Бишлер Л.) - 111/9/591
- Мирошниченко И. Б.** (см. Руменских М. С.) - 111/6/335
- Митрофанов А. В.** Релятивистские нелинейно-оптические явления в поле субгерваттных лазерных импульсов. Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Рожко М.В., Воронин А.А., Глек П.Б., Рябчук С.В., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Желтиков А.М. - 112/1/22
- Михайлов Н. Н.** (см. Ярошевич А. С.) - 111/2/107 (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682 (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/11/750 (см. Квон З. Д.) - 112/3/174 (см. Казаков А. С.) - 112/4/263 (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Михальков Ю. М.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Могиленец Ю. А.** (см. Снегирев Н. И.) - 112/6/374
- Моисеев С. А.** Многорезонаторная квантовая память с переключателем. Моисеев С.А., Перминов Н.С. - 111/9/602
- Молодец А. М.** Плавление ударно-сжатого карбида бора. Молодец А.М., Гольшев А.А., Шилов Г.В. - 111/12/838
- Молотков С. Н.** О побочном квантово-классическом бинарном канале утечки информации с гауссовским шумом. Молотков С.Н. - 111/9/608  
О подслушивании в квантовой криптографии через побочные каналы утечки информации. Молотков С.Н. - 111/11/778  
О новой атаке на квантовое распределение ключей: совместные измерения с определенным исходом зондирующих состояний и PNS атака на информационные состояния. Молотков С.Н. - 112/6/401
- Морозов А.** (см. Бишлер Л.) - 111/9/591
- Морозова Е. Н.** (см. Кукушкин В. И.) - 112/1/38
- Морозов Ан.** (см. Бишлер Л.) - 111/9/591
- Морозов И. В.** (см. Кузьмичева Т. Е.) - 111/6/388
- Морозов К. М.** (см. Губайдуллин А. Р.) - 111/11/763
- Морозов С. В.** (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682
- Мохов Е. Н.** (см. Анисимов А. Н.) - 112/12/813
- Музыченко Д. А.** (см. Орешкин А. И.) - 111/6/396
- Муравьев В. М.** (см. Зарезин А. М.) - 111/5/316
- Мурзина Т. В.** Гигантские магнитоиндуцированные эффекты при генерации второй гармоники в планарной анизотропной структуре Ta/Co/Pt. Мурзина Т.В., Колмычек И.А., Гусев Н.С., Майдыковский А.И. - 111/6/370
- Муслимов А. Э.** Влияние морфологии ансамбля микро-стержней ZnO на оптические и люминесцентные свойства. Муслимов А.Э., Веневцев И.Д., Задорожная Л.А., Родный П.А., Каневский В.М. - 112/4/240
- Мусорин А. И.** (см. Черняк А. М.) - 111/1/40
- Мяконьких А. В.** (см. Толстогузов А. Б.) - 111/8/531
- Набиев И. Р.** (см. Крюкова И. С.) - 112/9/584
- Надолинский А. М.** (см. Хоперский А. Н.) - 111/2/61
- Найденев М. Н.** (см. Чижов М. В.) - 112/3/147
- Науменко Г. А.** Квазичеренковский механизм излучения релятивистских электронов, пролетающих вблизи многослойной призматической мишени. Науменко Г.А., Потылицын А.П., Шевелев М.В., Шкизов Д.А., Попов К.Е., Вуколов В.А. - 111/5/295
- Наумов С. В.** (см. Арбузова Т. И.) - 111/3/186
- Некрасов А. Н.** (см. Страумал Б. Б.) - 111/10/674
- Нестеров А. И.** (см. Орлов Ю. С.) - 112/4/268
- Никитина А. М.** (см. Минакова В. Е.) - 112/6/367
- Никифорова П. М.** (см. Щеголев А. Е.) - 111/7/443
- Николаева И. А.** (см. Компанец В. О.) - 111/1/27

- Николаев И. Д.** Зондирование состояний двухзарядного акцептора в гетероструктурах на основе CdHgTe с помощью оптического затвора. Николаев И.Д., Уаман Светикова Т.А., Румянцев В.В., Жолудев М.С., Козлов Д.В., Морозов С.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И., Иконников А.В. - 111/10/682
- Николаев Н. Н.** (см. Мильштейн А. И.) - 111/4/215  
(см. Мильштейн А. И.) - 112/6/352
- Николаев С. В.** (см. Орлов Ю. С.) - 112/4/268
- Николаев С. Н.** (см. Дровосеков А. Б.) - 112/2/88  
Антистоксова люминесценция объемного  $\beta$ -InSe и его тонких пленок при оптическом ИК-возбуждении. Николаев С.Н., Чернопицкий М.А., Багаев В.С., Кривобок В.С. - 112/3/160  
(см. Кривобок В. С.) - 112/8/501
- Номоконов Д. В.** (см. Быков А. А.) - 112/7/475
- Норман Г. Э.** Полуметаллические состояния кристаллического молекулярного водорода при высоких давлениях. Норман Г.Э., Сайтов И.М. - 111/3/175  
Коллективные движения атомов в перегретом кристалле и переохлажденном расплаве простого металла. Норман Г.Э., Флейта Д.Ю. - 111/4/251
- Овчинникова Т. М.** (см. Гавричков В. А.) - 112/4/258
- Овчинников С. Г.** (см. Гавричков В. А.) - 112/4/258  
(см. Орлов Ю. С.) - 112/4/268
- Ольшанецкий Е. Б.** (см. Квон З. Д.) - 112/3/174
- Онищенко Е. Е.** (см. Кривобок В. С.) - 112/8/501
- Орешкин А. И.** Дефторирование молекул  $C_{60}F_{48}$ , адсорбированных на поверхности Cu(001). Орешкин А.И., Музыченко Д.А., Орешкин С.И., Панов В.И., Бахтизин Р.З., Петухов М.Н. - 111/6/396
- Орешкин С. И.** (см. Орешкин А. И.) - 111/6/396
- Орлинский С. Б.** (см. Буньков Ю. М.) - 111/1/52
- Орлита М.** (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Орлов А. О.** (см. Бордонский Г. С.) - 111/5/311
- Орлов А. П.** (см. Кон И. А.) - 112/2/93
- Орлов Ю. С.** (см. Гавричков В. А.) - 112/4/258  
Сверхбыстрая квантовая динамика релаксации магнитоупорядоченных систем со спиновым кроссовером в возбужденном состоянии при внезапном возмущении. Орлов Ю.С., Николаев С.В., Овчинников С.Г., Нестеров А.И. - 112/4/268
- Осипенко А. П.** (см. Лютостанский Ю. С.) - 111/11/723
- Павлова Т. В.** (см. Коваленко С. Л.) - 111/10/697
- Панкрац А. И.** (см. Столяр С. В.) - 111/3/197
- Панов А. Д.** (см. Карманов Д. Е.) - 111/7/435
- Панов В. И.** (см. Орешкин А. И.) - 111/6/396
- Панов Н. А.** (см. Компанец В. О.) - 111/1/27
- Пацаева С. В.** (см. Буриков С. А.) - 111/9/625
- Пашенькин И. Ю.** Магнитоэлектрический эффект в туннельных магниторезистивных контактах CoFeB/MgO/CoFeB. Пашенькин И.Ю., Сапожников М.В., Гусев Н.С., Рогов В.В., Татарский Д.А., Фраерман А.А., Волочаев М.Н. - 111/12/815
- Пеленович В. О.** (см. Толстогузов А. Б.) - 111/8/531
- Перваков К. С.** (см. Мальцев Е. И.) - 111/7/475  
(см. Кузьмичева Т. Е.) - 112/12/822
- Первишко А. А.** (см. Врубель И. И.) - 111/5/328
- Перминов Н. С.** (см. Моисеев С. А.) - 111/9/602
- Першин С. М.** Диагностика локального временного профиля ультразвукового пучка в воде с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния. Першин С.М., Брысев А.П., Гришин М.Я., Леднев В.Н., Бункин А.Ф., Клопотов Р.В. - 111/7/464  
Новый ВРМБ-лазер с индуцированным резонатором. Першин С.М., Бункин А.Ф., Давыдов М.А., Федоров А.Н., Гришин М.Я. - 112/7/437
- Песоцкий С. И.** (см. Любовский Р. Б.) - 112/9/623
- Петин А. Н.** (см. Макаров Г. Н.) - 111/6/361  
(см. Макаров Г. Н.) - 112/4/226
- Петров А. Г.** (см. Сандуляну Ш. В.) - 112/3/165
- Петров И. Д.** (см. Хоперский А. Н.) - 111/2/61
- Петросян А. С.** (см. Зиняков Т. А.) - 111/2/65
- Петруша С. В.** (см. Баева Э. М.) - 111/2/88
- Петухов М. Н.** (см. Орешкин А. И.) - 111/6/396
- Пех П. Л.** Электронно-дырочная жидкость в монослойных гетероструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов. Пех П.Л., Ратников П.В., Силин А.П. - 111/2/80
- Пивоваров А. А.** (см. Волков М. К.) - 112/8/493
- Пиршин И. В.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Платонов К. Ю.** (см. Андреев А. А.) - 112/9/598
- Побойко И. В.** Двумерное кулоновое стекло как модель пиннинга вихрей в сверхпроводящих пленках. Побойко И.В., Фейгельман М.В. - 112/4/251
- Подливаев А. И.** Термическая устойчивость водородных кластеров на поверхности графена и Стоун-Уэльсовского графена. Подливаев А.И. - 111/11/728
- Подорожный Д. М.** (см. Карманов Д. Е.) - 111/7/435
- Полищук И. Я.** (см. Бабиченко В. С.) - 112/9/618
- Полников В. Г.** Новые эффекты эволюции спектра волн в лотке. Полников В.Г., Цяо Ф., Ма Х., Чанг Ш. - 111/8/501
- Попов А. М.** (см. Щеголев А. Е.) - 111/7/443
- Попов Е. Н.** Управляемый источник одиночных фотонов на основе микромазера с нулевой инверсией атомного пучка. Попов Е.Н., Решетов В.А. - 111/12/846
- Попов З. И.** (см. Суханова Е. В.) - 111/11/743
- Попов К. Е.** (см. Науменко Г. А.) - 111/5/295
- Пополитова Д. В.** Квантовое перепутывание и фазовый контроль неклассических электромагнитных полей при взаимодействии с атомными системами. Пополитова Д.В., Тихонова О.В. - 112/10/702
- Посух В. Г.** (см. Руменских М. С.) - 111/6/335
- Потапкин Б. В.** (см. Книжник А. А.) - 111/5/305
- Потемкин Ф. В.** (см. Пушкин А. В.) - 112/8/508  
(см. Мареев Е. И.) - 112/11/780
- Потемски М.** (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Потылицын А. П.** (см. Науменко Г. А.) - 111/5/295
- Пресняков И. А.** (см. Яржемский В. Г.) - 111/8/487
- Пройдакова В. Ю.** (см. Буриков С. А.) - 111/9/625
- Протасова С. Г.** (см. Страумал Б. Б.) - 112/1/45
- Прохоров В. Е.** Ударное акустическое излучение при столкновении капли изменяющейся формы с поверхностью воды. Прохоров В.Е. - 112/9/591

- Прошин Ю. Н.** (см. Сираев Ф. М.) - 111/3/154
- Прудковский П. А.** Эффективная групповая скорость и форма пучков-близнецов. Прудковский П.А - 111/8/494
- Прудкогляд А. Ф.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Пряников Д. С.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Пугачев М. В.** (см. Акмаев М. А.) - 112/10/650
- Пудалов В. М.** Экспериментальное свидетельство неоднородного состояния коррелированной двумерной электронной системы вблизи перехода металл–изолятор. Пудалов В.М., Гершензон М.Е. - 111/4/237
- Пунегов В. И.** Влияние рассогласования толщин слоев на фокусировку рентгеновских лучей многослойными Лауэ линзами. Пунегов В.И. - 111/7/448
- Пухов А. А.** (см. Юанов Ю. В.) - 112/11/725
- Пушкин А. В.** Мегаваттный импульсно-периодический эрбиевый 3- мкм лазер с компенсацией сильной тепловой линзы. Пушкин А.В., Словинский И.С., Потемкин Ф.В. - 112/8/508
- Рамадеви П.** (см. Бишлер Л.) - 111/9/591
- Ратников П. В.** (см. Пех П. Л.) - 111/2/80
- Раттенбахер Д.** (см. Ромшин А. М.) - 112/1/17
- Рафайя Д.** (см. Страумал Б. Б.) - 111/10/674
- Рахлин М. В.** (см. Ромшин А. М.) - 112/1/17
- Рахманов А. Л.** (см. Сбойчаков А. О.) - 112/10/693 (см. Рожков А. В.) - 112/11/764
- Резников М.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/11/750
- Решетов В. А.** (см. Попов Е. Н.) - 111/12/846
- Рогов В. В.** (см. Пашенькин И. Ю.) - 111/12/815
- Родин А. О.** (см. Страумал А. Б.) - 111/8/514
- Родный П. А.** (см. Муслимов А. Э.) - 112/4/240
- Роенко А. А.** (см. Брагута В. В.) - 112/1/9
- Рожков А. В.** (см. Сбойчаков А. О.) - 112/10/693  
Новые полуметаллические состояния в системах с волнами спиновой и зарядовой плотности (Миниобзор). Рожков А.В., Сбойчаков А.О., Хохлов Д.А., Рахманов А.Л., Кугель К.И. - 112/11/764
- Рожко М. В.** (см. Митрофанов А. В.) - 112/1/22
- Розанов Н. Н.** (см. Архипов Р. М.) - 111/9/586 (см. Архипов М. В.) - 111/12/794
- Розенбаум В. М.** Адиабатический рэтчет-эффект в системах с дискретным изменением переменных. Розенбаум В.М., Шапочкина И.В., Трахтенберг Л.И. - 112/5/341
- Романовский В. А.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Ромшин А. М.** Фурье-ограниченная ширина линий оптических переходов одиночных SiV-центров в “адамантановых” наноалмазах. Ромшин А.М., Кудрявцев О.С., Екимов Е.А., Шкарин А.Б., Раттенбахер Д., Рахлин М.В., Торопов А.А., Власов И.И. - 112/1/17
- Рубан В. П.** Дискретные вихри в системах связанных нелинейных осцилляторов: численные результаты для электрической модели. Рубан В.П. - 111/7/455  
Вихревые нити на массивах связанных осцилляторов в режиме нелинейного резонанса. Рубан В.П. - 112/8/554
- Руменских М. С.** Лабораторное моделирование взаимодействия Солнечного ветра с Лунными магнитными аномалиями. Руменских М.С., Чибранов А.А., Ефимов М.А., Березуцкий А.Г., Посух В.Г., Захаров Ю.П., Бояринцев Э.Л., Мирошниченко И.Б., Шайхисламов И.Ф. - 111/6/335
- Румянцев Б. В.** (см. Мареев Е. И.) - 112/11/780
- Румянцев В. В.** (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682
- Рупасов А. Е.** (см. Кудряшов С. И.) - 112/9/579
- Рутьков Е. В.** Различия в равновесной и критической степени покрытия при фазовом переходе в слое углерода на металле при образовании графена. Рутьков Е.В., Афанасьева Е.Ю., Галль Н.Р. - 111/8/520
- Руффенах С.** (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Рыбальченко Г. В.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/3/166
- Рыжкин И. А.** (см. Рыжкин М. И.) - 112/8/531
- Рыжкин М. И.** Электрические свойства льда как функции давления. Рыжкин М.И., Рыжкин И.А., Кашин А.М., Сеницын В.В. - 112/8/531
- Рыльков В. В.** (см. Дровосеков А. Б.) - 112/2/88 (см. Мацукатова А. Н.) - 112/6/379
- Рябова Л. И.** (см. Казаков А. С.) - 112/4/263
- Рябчук С. В.** (см. Митрофанов А. В.) - 112/1/22
- Рязанов В. В.** (см. Карелина Л. Н.) - 112/11/743
- Савченков Е. Н.** Наблюдение фотоиндуцированной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в MgO:LiNbO<sub>3</sub> на длине волны 632.8 нм при дифракции Брэгга. Савченков Е.Н., Дубиков А.В., Шареева А.Е., Буримов Н.И., Шандаров С.М., Есин А.А., Ахматханов А.Р., Шур В.Я. - 112/10/644
- Савченко М. Л.** (см. Квон З. Д.) - 112/3/174
- Сагагова Д. Н.** Фазовые диаграммы гидридов железа при давлениях 100–400 ГПа и температурах 0–5000 К. Сагагова Д.Н., Гаврюшкин П.Н., Сагатов Н.Е., Медриш И.В., Литасов К.Д. - 111/3/160
- Сагатов Н. Е.** (см. Сагагова Д. Н.) - 111/3/160
- Садаков А. В.** (см. Мальцев Е. И.) - 111/7/475
- Садовников С. И.** Скорости продольных и поперечных упругих колебаний в суперионном сульфиде серебра. Садовников С.И. - 112/3/203
- Садовский М. В.** О планковском пределе неупругой релаксации в металлах. Садовский М.В. - 111/3/203 (см. Кулеева Н. А.) - 112/9/603
- Сазонов С. В.** Параметрические световые пули при отсутствии дисперсии групповой скорости на частоте второй гармоники. Сазонов С.В., Комиссарова М.В. - 111/6/355  
Самоиндуцированная прозрачность для терагерцовых импульсов из нескольких колебаний. Сазонов С.В., Устинов Н.В. - 112/1/30  
Изгибно-модуляционная динамика оптико-терагерцового солитона в градиентном волноводе. Сазонов С.В. - 112/5/306
- Сайтов И. М.** (см. Норман Г. Э.) - 111/3/175
- Сайфутдинова А. А.** (см. Сайфутдинов А. И.) - 112/7/443
- Сайфутдинов А. И.** Особенности переходных процессов в микроразрядах постоянного тока в молекулярных газах: от тлеющего разряда в дугу с несвободным или

- свободным режимом катода. Сайфутдинов А.И., Тимеркаев Б.А., Сайфутдинова А.А. - 112/7/443
- Салецкий А. М.** (см. Колесников С. В.) - 111/2/101
- Салимов Р. К.** О взаимодействии локализованных решений нелинейного уравнения Клейна–Гордона с переменной массой. Салимов Р.К., Екомасов Е.Г. - 111/3/209  
О лоренц-инвариантных 2D уравнениях, допускающих долгоживущие локализованные решения с нетривиальной структурой. Салимов Р.К., Салимов Т.Р., Екомасов Е.Г. - 112/6/357
- Салимов Т. Р.** (см. Салимов Р. К.) - 112/6/357
- Сальников С. Г.** (см. Мильштейн А. И.) - 111/4/215  
(см. Мильштейн А. И.) - 112/6/352
- Самойлов Р. М.** (см. Серебров А. П.) - 112/4/211  
(см. Серебров А. П.) - 112/7/487
- Самосват Д. М.** (см. Зегря Г. Г.) - 112/12/807
- Самохвалов П. С.** (см. Крюкова И. С.) - 112/9/584
- Самцевич А. И.** (см. Квашнин А. Г.) - 111/6/380
- Сандомирский Ю. Е.** (см. Чесноков М. Ю.) - 112/1/3
- Сандуляну Ш. В.** Взаимодействие двух газовых пузырьков вблизи контакта, пульсирующих в жидкости в переменном поле давления. Сандуляну Ш.В., Петров А.Г. - 112/3/165
- Санина В. А.** (см. Головенчиц Е. И.) - 111/12/826
- Сапожников М. В.** (см. Пашенькин И. Ю.) - 111/12/815
- Сарманова О. Э.** (см. Буриков С. А.) - 111/9/625
- Сасвати Дхара** (см. Бишлер Л.) - 111/9/591
- Сатунин С. Н.** (см. Франк А. Г.) - 112/10/667
- Сафин Т. Р.** (см. Буньков Ю. М.) - 111/1/52
- Сбойчаков А. О.** Фазовое расслоение в состоянии с волной спиновой плотности в подкрученном двухслойном графене при магическом угле подкрутки. Сбойчаков А.О., Рожков А.В., Кугель К.И., Рахманов А.Л. - 112/10/693  
(см. Рожков А. В.) - 112/11/764
- Селиванов Ю. Г.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/3/166
- Семак А. А.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Семенцов Д. И.** (см. Шутый А. М.) - 111/11/735
- Сенков В. М.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Серебров А. П.** Анализ результатов эксперимента Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино и сравнение с результатами других экспериментов. Серебров А.П., Самойлов Р.М. - 112/4/211  
Ответ на комментарий к статье “Анализ результатов эксперимента Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино и сравнение с результатами других экспериментов” (Письма в ЖЭТФ 112(4), 211 (2020)). Серебров А.П., Самойлов Р.М. - 112/7/487
- Серебрянников Е. Е.** (см. Митрофанов А. В.) - 112/1/22
- Сидоренков А. В.** (см. Колесников С. В.) - 111/2/101
- Сидоров-Бирюков Д. А.** (см. Митрофанов А. В.) - 112/1/22
- Силин А. П.** (см. Пех П. Л.) - 111/2/80
- Синицын В. В.** (см. Рыжкин М. И.) - 112/8/531
- Сираев Ф. М.** Конкуренция состояний БКШ и ЛОФФ в магнитных сверхпроводниках в криптоферромагнитной фазе. Сираев Ф.М., Кутузов А.С., Авдеев М.В., Прошин Ю.Н. - 111/3/154
- Ситников А. В.** (см. Дровосеков А. Б.) - 112/2/88
- Ситников М. Н.** (см. Аплеснин С. С.) - 112/10/680
- Скворцов М. А.** (см. Степанов Н. А.) - 112/6/394  
(см. Антоненко Д. С.) - 112/7/466
- Скрובה Н. А.** (см. Данилов М. В.) - 112/7/484
- Слепцов А.** (см. Бишлер Л.) - 111/9/591
- Словинский И. С.** (см. Пушкин А. В.) - 112/8/508
- Случанко Н. Е.** (см. Красиков К. М.) - 112/7/451
- Смет Ю. Х.** (см. Дорожкин С. И.) - 111/10/668
- Смирнов А. В.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Смирнова М. Н.** (см. Аплеснин С. С.) - 112/10/680
- Смирнов И. Ю.** (см. Дричко И. Л.) - 112/1/54
- Смирнов Н. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 112/9/579
- Снегирев В. В.** (см. Казей З. А.) - 112/3/189
- Снегирев Н. И.** Образование новых кристаллических фаз при высокотемпературном отжиге бората железа FeVO<sub>3</sub> в различных газовых средах. Снегирев Н.И., Любутин И.С., Ягупов С.В., Куликов А.Г., Артемов В.В., Могиленец Ю.А., Стругацкий М.Б. - 112/6/374
- Соболевский О. А.** (см. Мальцев Е. И.) - 111/7/475
- Соловьев В. В.** (см. Кукушкин В. И.) - 112/1/38
- Солодовников И. П.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Солтамов В. А.** (см. Анисимов А. Н.) - 112/12/813
- Сорокин А. О.** Фазовый переход в трехмерных неколлинеарных магнитных системах с дополнительным двукратным вырождением. Сорокин А.О. - 111/1/34
- Сороко В. А.** (см. Демин В. А.) - 111/7/469
- Стаховский И. Р.** Масштабно-инвариантная структура сейсмической кинетики в условиях сильной неравновесности среды. Стаховский И.Р. - 112/12/830
- Степанов Н. А.** Ляпуновская экспонента в задаче Уитни со случайной накачкой. Степанов Н.А., Скворцов М.А. - 112/6/394
- Столяренко М. С.** (см. Казей З. А.) - 112/3/189
- Столяр С. В.** Исследование наночастиц биогенного ферригидрита методом ферромагнитного резонанса: спин-стекольное состояние поверхностных спинов. Столяр С.В., Балаев Д.А., Ладыгина В.П., Панкрац А.И., Ярославцев Р.Н., Великанов Д.А., Исаков Р.С. - 111/3/197
- Страумал А. Б.** Сравнение спектров границ зерен, спонтанно сформированных в системах Cu–Ag и Cu–In. Страумал А.Б., Цой К.В., Мазилкин И.А., Родин А.О., Эгелер Г. - 111/8/514  
Фазовые переходы “смачивания” второй твердой фазой на линейных дефектах – тройных стыках границ зерен. Страумал А.Б., Мазилкин И.А., Цой К.В., Барецки Б., Страумал Б.Б. - 112/4/275
- Страумал Б. Б.** Формирование  $\omega$ -фазы высокого давления в системе титан–железо при сдвиговой деформации. Страумал Б.Б., Кильмаметов А.Р., Мазилкин А.А., Горнакова А.С., Фабричная О.Б., Кригель М.Й., Рафайя Д., Булатов М.Ф., Некрасов А.Н., Барецки Б. - 111/10/674

- Фазовые превращения в сплавах на основе Nd-Fe-B при кручении под высоким давлением при разных температурах. Страумал Б.Б., Мазилкин А.А., Протасова С.Г., Кильмаматов А.Р., Дружинин А.В., Барецки Б. - 112/1/45  
(см. Страумал А. Б.) - 112/4/275
- Стругацкий М. Б.** (см. Снегирев Н. И.) - 112/6/374
- Стрыгин И. С.** (см. Быков А. А.) - 112/7/475
- Султанов В. Д.** Генерация оптико-терагерцовых бифотонов и особенности детектирования терагерцовой части излучения при частотно- невырожденном параметрическом рассеянии света. Султанов В.Д., Кузнецов К.А., Леонтьев А.А., Китаева Г.Х. - 112/5/297
- Супрун Е. М.** (см. Ширяев А. А.) - 111/9/597
- Суханова Е. В.** Теоретическое исследование электронных и оптических свойств гетероструктуры на основе молекул органического полупроводника РТСДА и MoSe<sub>2</sub>. Суханова Е.В., Попов З.И., Квашнин Д.Г. - 111/11/743
- Сухорукова О. С.** Эласто-дипольный механизм формирования и коллапса резонансов Фано при прохождении поперечных фононов через слоистые магнитные гетероструктуры. Сухорукова О.С., Тарасенко А.С., Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 112/7/458
- Сушков О. П.** (см. Ткаченко О. А.) - 112/3/196
- Тагиров М. С.** (см. Буньков Ю. М.) - 111/1/52
- Тарасенко А. С.** (см. Сухорукова О. С.) - 112/7/458
- Тарасенко С. В.** Резонансные поляритонные эффекты в структуре из эквидистантных слоев однофазной гиперболической среды с пространственной дисперсией. Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 111/6/345  
(см. Сухорукова О. С.) - 112/7/458
- Тарасов М. А.** (см. Губина А. А.) - 111/10/641
- Татаринцев А. А.** (см. Толстогузов А. Б.) - 111/8/531
- Татарский Д. А.** (см. Пашенькин И. Ю.) - 111/12/815
- Тепл Ф.** (см. Бовкун Л. С.) - 112/8/541
- Терехов В. И.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Терешонок М. В.** (см. Щеголев А. Е.) - 111/7/443
- Тетерин А. Ю.** (см. Яржемский В. Г.) - 111/8/487
- Тетерин Ю. А.** (см. Яржемский В. Г.) - 111/8/487
- Тимеркаев Б. А.** (см. Сайфутдинов А. И.) - 112/7/443
- Титова Н. А.** (см. Баева Э. М.) - 111/2/88
- Тихонова О. В.** (см. Пополитова Д. В.) - 112/10/702
- Тихонов В. Н.** (см. Лютостанский Ю. С.) - 111/11/723
- Ткаченко В. А.** (см. Ткаченко О. А.) - 112/3/196
- Ткаченко О. А.** Моделирование квантового эффекта Холла в образцах с длинноволновым слабым беспорядком. Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Бакшеев Д.Г., Сушков О.П. - 112/3/196
- Толстогузов А. Б.** Влияние размерного эффекта на кластерную ионную эмиссию наноструктур кремния. Толстогузов А.Б., Дроздов М.Н., Иешкин А.Е., Татаринцев А.А., Мяконьких А.В., Белых С.Ф., Коробейщиков Н.Г., Пеленович В.О., Фу Д. - 111/8/531
- Тонкаев П.** Высокодобротные диэлектрические Миллеровские резонансные наноструктуры (Мини-обзор). Тонкаев П., Кившарь Ю. - 112/10/658
- Торопов А. А.** (см. Ромшин А. М.) - 112/1/17
- Торунова С. А.** (см. Любовский Р. Б.) - 112/9/623
- Трахтенберг Л. И.** (см. Розенбаум В. М.) - 112/5/341
- Трубилко А. И.** Иерархия времен открытых оптических квантовых систем и роль эффективного гамилтониана при применении приближения белого шума. Трубилко А.И., Башаров А.М. - 111/9/632  
Коллективная атомная динамика в резонансной флуоресценции. Трубилко А.И., Башаров А.М. - 111/12/798
- Трусов Г. В.** (см. Константинова Е. А.) - 112/8/562
- Тупиков Е. В.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/11/750
- Турундаевский А. Н.** (см. Карманов Д. Е.) - 111/7/435
- Турьянский А. Г.** О генерации интенсивного рентгеновского излучения К-серии цезия при электронном возбуждении Mo-мишени, термически обработанной в парах Cs и O<sub>2</sub>. Турьянский А.Г., Воробьев Н.С., Гижа С.С., Макушина В.А., Михальков Ю.М., Смирнов А.В., Пиршин И.В., Сенков В.М., Шашков Е.В., Фишман Р.И., Зиятдинова М.З., Комельков А.С. - 112/11/774
- Уман Светикова Т. А.** (см. Николаев И. Д.) - 111/10/682
- Уманский В.** (см. Дорожкин С. И.) - 111/10/668
- Устинов Н. В.** (см. Сазонов С. В.) - 112/1/30
- Уханов М. Н.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Фабричная О. Б.** (см. Страумал Б. Б.) - 111/10/674
- Фадин В. С.** Вклады высших порядков в амплитуды КХД в реджевской кинематике. Фадин В.С. - 111/1/3
- Фазлиахметов А. Н.** (см. Лютостанский Ю. С.) - 111/11/723
- Федорова А. В.** (см. Бочкин Г. А.) - 112/11/754
- Федоров А. Н.** (см. Першин С. М.) - 112/7/437
- Федоров В. В.** (см. Воронин В. В.) - 112/10/639
- Федоров П. П.** (см. Буриков С. А.) - 111/9/625
- Федотов А. Б.** (см. Митрофанов А. В.) - 112/1/22
- Федотова Я. В.** (см. Кукушкин В. И.) - 112/1/38
- Федянин А. А.** (см. Черняк А. М.) - 111/1/40  
(см. Бекиров А. Р.) - 112/6/361  
(см. Гартман А. Д.) - 112/11/730
- Фейгельман М. В.** (см. Побойко И. В.) - 112/4/251
- Фельдман Э. Б.** (см. Бочкин Г. А.) - 112/11/754
- Филатов С. В.** Формирование и затухание вихревого движения на поверхности жидкости (Миниобзор). Филатов С.В., Левченко А.А., Межов-Деглин Л.П. - 111/10/653
- Филиппов В. Б.** (см. Красиков К. М.) - 112/7/451
- Фишман Р. И.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Флейта Д. Ю.** (см. Норман Г. Э.) - 111/4/251
- Форш П. А.** (см. Мацукатова А. Н.) - 112/6/379
- Фраерман А. А.** (см. Пашенькин И. Ю.) - 111/12/815
- Франк А. Г.** О возбуждении токов обратного направления в токовых слоях. Франк А.Г., Сатунин С.Н. - 112/10/667
- Фу Д.** (см. Толстогузов А. Б.) - 111/8/531
- Хабарова К. Ю.** (см. Аюпян Л. А.) - 112/9/626
- Ханнанов Б. Х.** (см. Головенчик Е. И.) - 111/12/826
- Хмельницкий Р. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 112/9/579
- Холин А. А.** (см. Ветошко П. М.) - 112/5/314

- Хоник В. А.** (см. Макаров А. С.) - 111/10/691  
(см. Кротова М. А.) - 111/12/806
- Хоперский А. Н.** Эффект тормозного излучения при резонансном комптоновском рассеянии фотона многоэлектронным атомом. Хоперский А.Н., Надолинский А.М., Петров И.Д. - 111/2/61
- Хорошилов А. Л.** (см. Красиков К. М.) - 112/7/451
- Хохлов Д. А.** (см. Рожков А. В.) - 112/11/764
- Хохлов Д. Р.** (см. Казаков А. С.) - 112/4/263
- Храпай В. С.** (см. Баева Э. М.) - 111/2/88
- Цветков А. Ю.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/3/166
- Цзiao Ц. Ч.** (см. Макаров А. С.) - 111/10/691
- Цой К. В.** (см. Страумал А. Б.) - 111/8/514  
(см. Страумал А. Б.) - 112/4/275
- Цяo Ф.** (см. Полников В. Г.) - 111/8/501
- Чанг Ш.** (см. Полников В. Г.) - 111/8/501
- Чаплик А. В.** (см. Махмудиан М. М.) - 112/4/246
- Чаповский П. Л.** Аномальное орто/пара отношение ядерных спиновых изомеров  $H_2O$  при низких температурах. Чаповский П.Л., Мамрашев А.А. - 111/2/75
- Чекалин С. В.** (см. Компанец В. О.) - 111/1/27
- Ченцов С. И.** (см. Кривобок В. С.) - 112/8/501
- Чернозатонский Л. А.** (см. Артюх А. А.) - 111/2/93  
Механизм перехода от полуметаллического к полупроводниковому поведению в графеновой пленке при образовании многосвязанной структуры. Чернозатонский Л.А., Антипина Л.Ю., Квашинин Д.Г. - 111/4/244  
(см. Демин В. А.) - 111/7/469  
(см. Демин В. А.) - 112/5/328
- Чернопицкий М. А.** (см. Николаев С. Н.) - 112/3/160
- Чернышева Л. В.** (см. Амуся М. Я.) - 111/1/12  
(см. Амуся М. Я.) - 112/4/233  
(см. Амуся М. Я.) - 112/10/709
- Чернявский А. Ю.** (см. Бантыш Б. И.) - 111/9/615
- Черняк А. М.** Связанное состояние континуума магнитофотонных метаповерхностей. Черняк А.М., Барсукова М.Г., Шорохов А.С., Мусорин А.И., Федянин А.А. - 111/1/40
- Чесноков М. Ю.** Использование отражения частиц в изогнутых кристаллах для коллимации пучка в больших адронных коллайдерах. Чесноков М.Ю., Чесноков Ю.А., Маишеев В.А., Сандомирский Ю.Е., Янович А.А., Язынин И.А. - 112/1/3
- Чесноков Ю. А.** (см. Чесноков М. Ю.) - 112/1/3
- Чибранов А. А.** (см. Руменских М. С.) - 111/6/335
- Чижевский Е. Г.** (см. Кунцевич А. Ю.) - 111/3/166
- Чижов М. В.** Предсказание массы последней открытой частицы аксиально-векторного нонета с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{+-}$ . Чижов М.В., Найденов М.Н. - 112/3/147
- Чичков В. И.** (см. Карелина Л. Н.) - 112/11/743
- Шавров В. Г.** (см. Тарасенко С. В.) - 111/6/345  
(см. Сухорукова О. С.) - 112/7/458
- Шайхисламов И. Ф.** (см. Руменских М. С.) - 111/6/335
- Шандаров С. М.** (см. Савченков Е. Н.) - 112/10/644
- Шапиро Д. Д.** (см. Воронин В. В.) - 112/10/639
- Шапочкина И. В.** (см. Розенбаум В. М.) - 112/5/341
- Шараева А. Е.** (см. Савченков Е. Н.) - 112/10/644
- Шахмуратов Р. Н.** Мессбауэровский метод исследования колебаний в гранулярной среде, возбуждаемой ультразвуком. Шахмуратов Р.Н., Вагизов Ф.Г. - 111/3/181
- Шашков Е. В.** (см. Турьянский А. Г.) - 112/11/774
- Шевелев М. В.** (см. Науменко Г. А.) - 111/5/295
- Шилов Г. В.** (см. Молодец А. М.) - 111/12/838
- Шиманский С. С.** (см. Антонов Н. Н.) - 111/5/291
- Шипило Д. Е.** (см. Компанец В. О.) - 111/1/27
- Ширяев А. А.** Вклад структурных дефектов в интенсивность квазизапрещенных рентгеновских отражений алмаза: сравнение данных рентгеновской топографии и инфракрасной спектроскопии. Ширяев А.А., Золотов Д.А., Супрун Е.М., Дьячкова И.Г., Ивахненко С.А., Асадчиков В.Е. - 111/9/597
- Шицевалова Н. Ю.** (см. Красиков К. М.) - 112/7/451
- Шкарин А. Б.** (см. Ромшин А. М.) - 112/1/17
- Шкитов Д. А.** (см. Науменко Г. А.) - 111/5/295
- Шорохов А. С.** (см. Черняк А. М.) - 111/1/40  
(см. Гартман А. Д.) - 112/11/730
- Шпатаковская Г. В.** Закономерности в измеренных первых потенциалах ионизации лантанидов и актинидов. Шпатаковская Г.В. - 111/8/526
- Шур В. Я.** (см. Савченков Е. Н.) - 112/10/644
- Шутый А. М.** Мультистабильность импульсного перемагничивания наночастицы с кубической анизотропией. Шутый А.М., Семенцов Д.И. - 111/11/735
- Шеголев А. Е.** Детектирование излучения в терагерцовом, среднем и ближнем инфракрасном диапазоне многослойной гетероструктурой металл-диэлектрик. Шеголев А.Е., Попов А.М., Богацкая А.В., Никифорова П.М., Терешонок М.В., Кленов Н.В. - 111/7/443
- Щербаков О. А.** (см. Воробьев А. С.) - 112/6/343
- Эггелер Г.** (см. Страумал А. Б.) - 111/8/514
- Эдельман В. С.** (см. Гунбина А. А.) - 111/10/641
- Эркенов Ш. А.** (см. Карелина Л. Н.) - 112/11/743
- Юанов Ю. В.** Зависимость объема собственных мод одномерного случайного лазера от инверсной населенности активной среды. Юанов Ю.В., Зябловский А.А., Андрианов Е.С., Доронин И.В., Пухов А.А., Виноградов А.П., Лисянский А.А. - 112/11/725
- Юсупов Р. А.** (см. Гунбина А. А.) - 111/10/641
- Ягупов С. В.** (см. Снегирев Н. И.) - 112/6/374
- Язынин И. А.** (см. Чесноков М. Ю.) - 112/1/3
- Янович А. А.** (см. Чесноков М. Ю.) - 112/1/3
- Янушкевич К. И.** (см. Аплеснин С. С.) - 112/10/680
- Яржемский В. Г.** Многоэлектронные эффекты в  $Co_3s$  рентгеновских фотоэлектронных спектрах диамагнитного  $ScCoO_3$  и парамагнитного  $BiCoO_3$  кобальтитов. Яржемский В.Г., Тетерин Ю.А., Пресняков И.А., Маслаков К.И., Тетерин А.Ю., Иванов К.Е. - 111/8/487
- Ярославцев Р. Н.** (см. Столяр С. В.) - 111/3/197
- Ярошевич А. С.** Микроволновое фотосоппротивление двумерного топологического изолятора в  $HgTe$  квантовой яме. Ярошевич А.С., Квон З.Д., Гусев Г.М., Михайлов Н.Н. - 111/2/107  
(см. Квон З. Д.) - 112/3/174

# Предметный указатель томов 111–112 за 2020 г.

## Рубрики

1. Поля, частицы, ядра
2. Астрофизика и космология
3. Оптика, лазерная физика
  - 3.1. Нелинейная оптика
  - 3.2. Спектры, излучение
4. Плазма, гидро- и газодинамика
  - 4.1. Гидро- и газодинамика, разное
  - 4.2. Плазма
5. Конденсированное состояние
  - 5.1. Квантовые жидкости, ультрахолодные газы
  - 5.2. Жидкости и жидкие кристаллы
  - 5.3. Структура, фазовые переходы, механические свойства, дефекты
  - 5.4. Динамика решетки, тепловые эффекты
  - 5.5. Электронные свойства объемных твердых тел
  - 5.6. Магнитные свойства и спинтроника
  - 5.7. Сверхпроводимость
  - 5.8. Неоднородные, неупорядоченные и частично-упорядоченные системы
  - 5.9. Двумерные электронные системы, поверхности, интерфейсы
  - 5.10. Одномерные и квазиодномерные системы, квантовые точки
6. Методы теоретической физики
7. Нелинейные явления
8. Квантовая информатика
9. Биофизика
10. Разное

## 1. Поля, частицы, ядра

- 1.1 The onset of jet quenching phenomenon. AlFiky M.T., Elsherif O., Hamed A.M. - 111/1/10
- 1.2 Вклады высших порядков в амплитуды КХД в ре-джевской кинематике . Фадин В.С. - 111/1/3
- 1.3 Gluon evolution for the Berger–Block–Tan form of the structure function  $F_2$ . Kotikov A.V. - 111/2/59
- 1.4 The role of the chiral phase transition in modelling the kaon to pion ratio. Friesen A.V., Kalinovsky Yu.L., Toneev V.D. - 111/3/147
- 1.5 Нарушение четности в протон-протонном рассеянии при высоких энергиях. Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г. - 111/4/215
- 1.6 Кварковый и глюонный конденсаты при конечном изоспиновом химическом потенциале. Агасян Н.О. - 111/4/219
- 1.7 Скейлинговое поведение спектров протонов, дейтронов и тритонов, рождаемых с большими  $pt$  в  $p + A$  и  $^{12}\text{C} + A$  взаимодействиях. Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Галоян А.С., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Прудкогляд А.Ф., Пряников Д.С., Романовский В.А., Семак А.А., Солодовников И.П., Терехов В.И., Уханов М.Н., Шиманский С.С. - 111/5/291
- 1.8 Квазичеренковский механизм излучения релятивистских электронов, пролетающих вблизи многослойной призматической мишени. Науменко Г.А., Потылицын А.П., Шевелев М.В., Шкитов Д.А., Попов К.Е., Вуколов В.А. - 111/5/295
- 1.9 Спектры протонов и ядер гелия и их сравнение по данным эксперимента НУКЛОН. Карманов Д.Е., Ковалев И.М., Кудряшов И.А., Курганов А.А., Панов А.Д., Подорожный Д.М., Турундаевский А.Н., Васильев О.А. - 111/7/435
- 1.10 States of  $^{12}\text{N}$  with enhanced radii. Demyanova A.S., Danilov A.N., Ogloblin A.A., Starastin V.I., Dmitriev S.V., Trzaska W.H., Goncharov S.A., Belyaeva T.L., Maslov V.A., Sobolev Yu.G., Penionzhkevich Yu.E., Khlebnikov S.V., Tyurin G.P., Burtbaev N., Jansitov D., Gurov Yu.B., Louko J., Sergeev V.M. - 111/8/483
- 1.11 Новые возможности йодного детектора при регистрации солнечных нейтрино. Лютостанский Ю.С., Коротеев Г.А., Клочкова Н.В., Осипенко А.П., Тихонов В.Н., Фазлиахметов А.Н. - 111/11/723

- 1.12 Точная  $\beta$ -функция в абелевых и неабелевых  $\mathcal{N} = 1$  суперсимметричных калибровочных моделях и ее аналогия с  $\beta$ -функцией КХД в C-схеме. Горячук И.О., Катаев А.Л. - 111/12/789
- 1.13 Использование отражения частиц в изогнутых кристаллах для коллимации пучка в больших адронных коллайдерах. Чесноков М.Ю., Чесноков Ю.А., Маишеев В.А., Сандомирский Ю.Е., Янович А.А., Язынин И.А. - 112/1/3
- 1.14 Изучение перехода конфайнмент-деконфайнмент во вращающейся решеточной SU(3)-глюодинамике. Брагута В.В., Котов А.Ю., Кузнецов Д.Д., Роевко А.А. - 112/1/9
- 1.15 Предсказание массы последней открытой частицы аксиально-векторного нонета с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{+-}$ . Чижов М.В., Найденов М.Н. - 112/3/147
- 1.16 Анализ результатов эксперимента Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино и сравнение с результатами других экспериментов. Серебров А.П., Самойлов Р.М. - 112/4/211
- 1.17 О вычислении специальной геометрии для Калаби-Яу типа "петля" и двух конструкциях зеркального многообразия. Артемьев А.А., Кочергин И.В. - 112/5/291
- 1.18 Измерение угловых распределений осколков деления  $^{240}\text{Pu}$  нейтронами с энергиями 1–200 МэВ и их модельный анализ. Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А., Вайшнине Л.А., Барабанов А.Л. - 112/6/343
- 1.19 Несохранение четности в протон-дейтронном рассеянии. Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г. - 112/6/352
- 1.20 О лоренц-инвариантных 2D уравнениях, допускающих долгоживущие локализованные решения с нетривиальной структурой. Салимов Р.К., Салимов Т.Р., Екомасов Е.Г. - 112/6/357
- 1.21 Collective nuclear vibrations and initial state shape fluctuations in central Pb + Pb collisions: resolving the  $v_2$  to  $v_3$  puzzle. Zakharov B.G. - 112/7/435
- 1.22 Процессы  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  и  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$  в киральной модели НИЛ с учетом взаимодействия пионов в конечном состоянии. Волков М.К., Арбузов А.Б., Пивоваров А.А. - 112/8/493
- 1.23 Search for signs of neutron and proton halos in the isobaric analog excited states of  $A = 14$  nuclei. Demyanova A.S., Danilov A.N., Ogloblin A.A., Goncharov S.A., Belyaeva T.L., Trzaska W.H., Starastin V.I. - 112/8/499
- 1.24 Ограничения на новое короткодействующее взаимодействие спин-орбитального типа из данных нейтронной дифракции в нецентросимметричном кристалле. Воронин В.В., Федоров В.В., Шапиро Д.Д. - 112/10/639
- 1.25 Jet quenching with  $T$ -dependent running coupling. Zakharov B.G. - 112/11/723
- 1.26 Carpet-2 search for gamma rays above 100 TeV in coincidence with HAWC and IceCube alerts. Dzhappuev D.D., Afashokov Yu.Z., Dzaparova I.M., Gorbacheva E.A., Karpikov I.S., Khadzhiev M.M., Klimenko N.F., Kudzhaev A.U., Kurenaya A.N., Lidvansky A.S., Mikhailova O.I., Petkov V.B., Romanenko V.S., Rubtsov G.I., Troitsky S.V., Unatlokov I.B., Yanin A.F., Zhezher Ya.V., Zhuravleva K.V. - 112/12/797

## 2. Астрофизика и космология

- 2.1 Schwarzschild black hole as accelerator of accelerated particles. Zaslavskii O.B. - 111/5/300
- 2.2 Лабораторное моделирование взаимодействия Солнечного ветра с Лунными магнитными аномалиями. Руменских М.С., Чибранов А.А., Ефимов М.А., Березуцкий А.Г., Посух В.Г., Захаров Ю.П., Бояринцев Э.Л., Мирошниченко И.Б., Шайхисламов И.Ф. - 111/6/335
- 2.3 Spatial Kasner solution and an infinite slab with constant energy density. Kamenshchik A.Yu., Vardanyan T. - 111/6/343
- 2.4 On dimension of tetrads in effective gravity. Volovik G.E. - 111/7/441
- 2.5 Generalized unimodular gravity in Friedmann and Kantowski-Sachs universes. Kamenshchik A.Yu., Tronconi A., Venturi G. - 111/8/485

## 3. Оптика, лазерная физика

### 3.1. Нелинейная оптика

- 3.1.1 Модификация эндоэдрального потенциала после мгновенной ионизации внутреннего атома. Амусья М.Я., Балтенков А.С., Чернышева Л.В. - 111/1/12
- 3.1.2 Теория гиротропии полупроводниковых квантовых ям. Голуб Л.Е. - 111/1/19
- 3.1.3 Optical Kerr nonlinearity of disordered all-dielectric resonant high index metasurfaces with negative refraction. Panov A.V. - 111/1/32
- 3.1.4 Microstructural characterization of V-defects in InGaN/GaN multiquantum wells. Wang H., Jin G., Tan Q. - 111/5/301
- 3.1.5 Complex dynamics of optical solitons interacting with nanoparticles. Dolina D.A., Shalin A.S., Yulin A.V. - 111/5/303
- 3.1.6 Параметрические световые пули при отсутствии дисперсии групповой скорости на частоте вто-

- рой гармоника. Сазонов С.В., Комиссарова М.В. - 111/6/355
- 3.1.7 Гигантские магнитоиндуцированные эффекты при генерации второй гармоники в планарной анизотропной структуре Ta/Co/Pt. Мурзина Т.В., Колмычек И.А., Гусев Н.С., Майдыковский А.И. - 111/6/370
- 3.1.8 Влияние рассогласования толщин слоев на фокусировку рентгеновских лучей многослойными Лауэ линзами. Пунегов В.И. - 111/7/448
- 3.1.9 Эффективная групповая скорость и форма пучков-близнецов. Прудковский П.А. - 111/8/494
- 3.1.10 Нелинейная динамика оптического параметрического осциллятора на диполяритонах. Васильева О.Ф., Зинган А.П., Васильев В.В. - 111/9/579
- 3.1.11 О возможности голографической записи в отсутствие взаимной когерентности опорного и предметного пучков. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. - 111/9/586
- 3.1.12 Самоиндуцированная прозрачность для терагерцовых импульсов из нескольких колебаний. Сазонов С.В., Устинов Н.В. - 112/1/30
- 3.1.13 Метаструктуры для гигантского усиления рамановского рассеяния света в ближней ИК-области спектра. Кукушкин В.И., Кирпичев В.Е., Морозова Е.Н., Соловьев В.В., Федотова Я.В., Кукушкин И.В. - 112/1/38
- 3.1.14 Фазовый контроль гигантского резонансного сдвига Гуса–Хенхен. Жаров А.А., Жарова Н.А., Жаров А.А., мл. - 112/2/73
- 3.1.15 Dynamics of particles trapped by dissipative domain walls. Dolinina D.A., Shalin A.S., Yulin A.V. - 112/2/79
- 3.1.16 Фокусировка длинноволнового рентгеновского излучения с использованием сферических и плоских микроканальных пластин. Мазурицкий М.И., Лерер А.М. - 112/3/152
- 3.1.17 Изгибно-модуляционная динамика оптико-терагерцового солитона в градиентном волноводе. Сазонов С.В. - 112/5/306
- 3.1.18 Мнимое изображение в прозрачной диэлектрической сфере. Бекиров А.Р., Лукьянчук Б.С., Федянин А.А. - 112/6/361
- 3.1.19 Новый ВРМБ-лазер с индуцированным резонатором. Першин С.М., Бункин А.Ф., Давыдов М.А., Федоров А.Н., Гришин М.Я. - 112/7/437
- 3.1.20 Тонкая структура спектра фотолюминесценции в алмазе при многократной эмиссии оптического фотона в ходе автолокализации фотовозбужденных электронов. Кудряшов С.И., Левченко А.О., Данилов П.А., Смирнов Н.А., Рупасов А.Е., Хмельницкий Р.А., Ковальчук О.Е., Ионин А.А. - 112/9/579
- 3.1.21 Слабая связь между светом и веществом в фотонных кристаллах на основе пористого кремния приводит к усилению флуоресценции квантовых точек при двухфотонном возбуждении. Крюкова И.С., Кривенков В.А., Самохвалов П.С., Набиев И.Р. - 112/9/584
- 3.1.22 Наблюдение фотоиндуцированной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в  $\text{MgO:LiNbO}_3$  на длине волны 632.8 нм при дифракции Брэгга. Савченков Е.Н., Дубиков А.В., Шараева А.Е., Буримов Н.И., Шандаров С.М., Есин А.А., Ахматханов А.Р., Шур В.Я. - 112/10/644
- 3.1.23 Высокодобротные диэлектрические Миллеровские резонансные наноструктуры (Мини-обзор). Тонкаев П., Кившарь Ю. - 112/10/658

### 3.2. Спектры, излучение

- 3.2.1 Нелинейное усиление резонансного поглощения при филаментации импульса среднего инфракрасного диапазона в газах высокого давления. Компанец В.О., Шипило Д.Е., Николаева И.А., Панов Н.А., Косарева О.Г., Чекалин С.В. - 111/1/27
- 3.2.2 Эффект тормозного излучения при резонансном комптоновском рассеянии фотона многоэлектронным атомом. Хоперский А.Н., Надолинский А.М., Петров И.Д. - 111/2/61
- 3.2.3 Резонансные поляритонные эффекты в структуре из эквидистантных слоев однофазной гиперболической среды с пространственной дисперсией. Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 111/6/345
- 3.2.4 Изотопно-селективная лазерная ИК диссоциация молекул, имеющих небольшой изотопический сдвиг в спектрах ИК поглощения, в газодинамически охлажденном молекулярном потоке, взаимодействующем с твердой поверхностью. Макаров Г.Н., Петин А.Н. - 111/6/361
- 3.2.5 Детектирование излучения в терагерцовом, среднем и ближнем инфракрасном диапазонах многослойной гетероструктурой металл–диэлектрик. Щеголев А.Е., Попов А.М., Богацкая А.В., Никифорова П.М., Терешонок М.В., Кленов Н.В. - 111/7/443
- 3.2.6 Многоэлектронные эффекты в  $\text{Co}3s$  рентгеновских фотоэлектронных спектрах диамагнитного  $\text{ScCoO}_3$  и парамагнитного  $\text{ViCoO}_3$  кобальтитов. Яржемский В.Г., Тетерин Ю.А., Пресняков И.А., Маслаков К.И., Тетерин А.Ю., Иванов К.Е. - 111/8/487
- 3.2.7 Отклик на субмиллиметровое излучение СИНИС приемника с электронным охлаждением. Гунбина

- А.А., Лемзяков С.А., Тарасов М.А., Эдельман В.С., Юсупов Р.А. - 111/10/641
- 3.2.8 Оптический эффект Ааронова–Бома. Архипов М.В., Архипов Р.М., Розанов Н.Н. - 111/12/794
- 3.2.9 Коллективная атомная динамика в резонансной флуоресценции. Трубилко А.И., Башаров А.М. - 111/12/798
- 3.2.10 Фурье-ограниченная ширина линий оптических переходов одиночных SiV-центров в “адамантановых” наноалмазах. Ромшин А.М., Кудрявцев О.С., Екимов Е.А., Шкарин А.Б., Раттенбахер Д., Рахлин М.В., Торопов А.А., Власов И.И. - 112/1/17
- 3.2.11 Релятивистские нелинейно-оптические явления в поле субтерагерцовых лазерных импульсов. Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Рожко М.В., Воронин А.А., Глек П.Б., Рябчук С.В., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Желтиков А.М. - 112/1/22
- 3.2.12 Генерация терагерцового излучения многоцветными ионизирующими импульсами. Костин В.А., Ларюшин И.Д., Введенский Н.В. - 112/2/81
- 3.2.13 Антистоксова люминесценция объемного  $\beta$ -InSe и его тонких пленок при оптическом ИК-возбуждении. Николаев С.Н., Чернопицкий М.А., Багаев В.С., Кривобок В.С. - 112/3/160
- 3.2.14 Сильное увеличение эффективности изотопно-селективной лазерной ИК диссоциации молекул в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения за счет использования смеси с резонансно поглощающим газом. Макаров Г.Н., Петин А.Н. - 112/4/226
- 3.2.15 Времена задержки в фотоионизации эндоэдралов. Амусья М.Я., Чернышева Л.В. - 112/4/233
- 3.2.16 Влияние морфологии ансамбля микростержней ZnO на оптические и люминесцентные свойства. Муслимов А.Э., Веневцев И.Д., Задорожная Л.А., Родный П.А., Каневский В.М. - 112/4/240
- 3.2.17 Генерация оптико-терагерцовых бифотонов и особенности детектирования терагерцовой части излучения при частотно-невырожденном параметрическом рассеянии света. Султанов В.Д., Кузнецов К.А., Леонтьев А.А., Китаева Г.Х. - 112/5/297
- 3.2.18 Atom-field correlations in the weak-excitation limit of absorptive optical bistability. Mavrogordatos Th.K. - 112/5/304
- 3.2.19 Нестандартная кинетика низкотемпературной люминесценции микро- и нанопорошков антазной фазы диоксида титана. Кривобок В.С., Колобов А.В., Димитриева С.Е., Аминев Д.Ф., Ченцов С.И., Николаев С.Н., Мартовицкий В.П., Онищенко Е.Е. - 112/8/501
- 3.2.20 Мегаваттный импульсно-периодический эрбиевый 3-мкм лазер с компенсацией сильной тепловой линзы. Пушкин А.В., Словинский И.С., Потемкин Ф.В. - 112/8/508
- 3.2.21 Резонансная фотолюминесценция двумерной электронной системы в условиях формирования объемного состояния дробного квантового эффекта Холла 1/3. Кулик Л.В., Журавлев А.С., Белозеров Е.И., Кузнецов В.А., Кукушкин И.В. - 112/8/516
- 3.2.22 Неэкспоненциальная динамика фотолюминесценции неоднородного экситонного ансамбля в монослоях WSe<sub>2</sub>. Акмаев М.А., Кочиев М.В., Дулебо А.И., Пугачев М.В., Кунцевич А.Ю., Белых В.В. - 112/10/650
- 3.2.23 Зависимость объема собственных мод одномерного случайного лазера от инверсной населенности активной среды. Юанов Ю.В., Зябловский А.А., Андрианов Е.С., Доронин И.В., Пухов А.А., Виноградов А.П., Лисянский А.А. - 112/11/725
- 3.2.24 Эффективная интеграция однофотонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами. Гартман А.Д., Кройчук М.К., Шорохов А.С., Федянин А.А. - 112/11/730
- 3.2.25 Пороговый эффект при фотоэмиссии составных нанопленок под воздействием мощных фемтосекундных лазерных импульсов. Кондорский А.Д. - 112/11/736

## 4. Плазма, гидро- и газодинамика

### 4.1. Гидро- и газодинамика, разное

- 4.1.1 Спектры двумерной затухающей магнитогазодинамической турбулентности на  $\beta$ -плоскости. Зиняков Т.А., Петросян А.С. - 111/2/65
- 4.1.2 Дискретные вихри в системах связанных нелинейных осцилляторов: численные результаты для электрической модели. Рубан В.П. - 111/7/455
- 4.1.3 Amplitude of waves in the Kelvin-wave cascade. Eltsov V.B., L'vov V.S. - 111/7/462
- 4.1.4 Диагностика локального временного профиля ультразвукового пучка в воде с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния. Першин С.М., Брысев А.П., Гришин М.Я., Леднев В.Н., Бункин А.Ф., Клопотов Р.В. - 111/7/464
- 4.1.5 Новые эффекты эволюции спектра волн в лотке. Полников В.Г., Цяо Ф., Ма Х., Чанг Ш. - 111/8/501
- 4.1.6 Когерентный вихрь в двумерном турбулентном потоке в окрестности вращающегося диска. Бузовкин А.Б., Вергелес С.С., Колоколов И.В., Лебедев В.В. - 111/8/509

- 4.1.7 Гиперпуассоновская статистика фотонов. Богданов Ю.И., Богданова Н.А., Катамадзе К.Г., Авосомянц Г.В., Лукичев В.Ф. - 111/10/646
- 4.1.8 Формирование и затухание вихревого движения на поверхности жидкости (Миниобзор). Филатов С.В., Левченко А.А., Межов-Деглин Л.П. - 111/10/653
- 4.1.9 Взаимодействие двух газовых пузырьков вблизи контакта, пульсирующих в жидкости в переменном поле давления. Сандуляну Ш.В., Петров А.Г. - 112/3/165
- 4.1.10 Ударное акустическое излучение при столкновении капли изменяющейся формы с поверхностью воды. Прохоров В.Е. - 112/9/591
- 4.1.11 Numerical simulation of collinear capillary-wave turbulence. Kochurin E., Ricard G., Zubarev N., Falcon E. - 112/12/799
- 4.2. Плазма**
- 4.2.1 Особенности и предельные характеристики нагрева вещества пучком лазерно-ускоренных быстрых электронов. Гуськов С.Ю., Зарецкий Н.П., Кучугов П.А. - 111/3/149
- 4.2.2 Аномальный скейлинг энергии ионных пучков в токовом слое. Ковражкин Р.А., Глазунов А.Л., Владимирова Г.А. - 111/4/223
- 4.2.3 Особенности пробоя газов в узких разрядных промежутках при высоких давлениях. Книжник А.А., Коробцев С.В., Медведев Д.Д., Потапкин Б.В., Белов Н.К. - 111/5/305
- 4.2.4 Особенности переходных процессов в микроразрядах постоянного тока в молекулярных газах: от тлеющего разряда в дугу с несвободным или свободным режимом катода. Сайфутдинов А.И., Тимеркаев Б.А., Сайфутдинова А.А. - 112/7/443
- 4.2.5 Динамика и излучение релятивистских магнитных диполей лазерной кластерной плазмы. Андреев А.А., Платонов К.Ю. - 112/9/598
- 4.2.6 О возбуждении токов обратного направления в токовых слоях. Франк А.Г., Сатунин С.Н. - 112/10/667
- 5. Конденсированное состояние**
- 5.1. Квантовые жидкости, ультрахолодные газы**
- 5.1.1 Аномальное орто/пара отношение ядерных спиновых изомеров  $\text{H}_2\text{O}$  при низких температурах. Чаповский П.Л., Мамрашев А.А. - 111/2/75
- 5.1.2 Spin vortex lattice in the Landau vortex-free state of rotating superfluids. Volovik G.E. - 111/10/689
- 5.1.3 Спектроскопия атомов рубидия в импульсной оптической дипольной ловушке фемтосекундной длительности. Афанасьев А.Е., Машко А.М., Мейстерсон А.А., Балыкин В.И. - 111/11/757
- 5.1.4 Спинорный Бозе газ частиц малой плотности с произвольным спином. Бабиченко В.С., Полищук И.Я. - 112/9/618
- 5.1.5 Оптимизация спектра нормальных частот линейных ионных кристаллов в ловушках Пауля для ЕИТ-охлаждения с использованием оптической решетки. Акоюн Л.А., Заливако И.В., Лахманский К.Е., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 112/9/626
- 5.1.6 Особенности взаимодействия магнного Бозе конденсата с акустическими модами в пленках железиттриевого граната. Кузмичев А.Н., Ветошко П.М., Князев Г.А., Белотелов В.И., Буньков Ю.М. - 112/11/749
- 5.1.7 Oscillating nematic aerogel in superfluid  $^3\text{He}$ . Dmitriev V.V., Kutuzov M.S., Soldatov A.A., Surovtsev E.V., Yudin A.N. - 112/12/820
- 5.2. Жидкости и жидкие кристаллы**
- 5.2.1 Capillary-induced phase separation in ultrathin jets of rigid-chain polymer solutions. Subbotin A.V., Semenov A.N. - 111/1/50
- 5.2.2 Диффузия перегретых и переохлажденных частиц как механизм теплопроводности в наножидкостях. Мейлахс А.П., Алексенский А.Е. - 111/6/375
- 5.2.3 Vielbein with mixed dimensions and gravitational global monopole in the planar phase of superfluid  $^3\text{He}$ . Volovik G.E. - 112/8/539
- 5.3. Структура, фазовые переходы, механические свойства, дефекты**
- 5.3.1 Фазовые диаграммы гидридов железа при давлениях 100–400 ГПа и температурах 0–5000 К. Сагатов Д.Н., Гаврюшкин П.Н., Сагатов Н.Е., Медриш И.В., Литасов К.Д. - 111/3/160
- 5.3.2 Сверхструктуры монооксида ниобия. Гусев А.И. - 111/3/190
- 5.3.3 КР спектроскопический анализ нанополикристаллического алмаза, полученного из шунгита при 15 ГПа и 1600 °С. Афанасьев В.П., Литасов К.Д., Горяинов С.В., Ковалевский В.В. - 111/4/230
- 5.3.4 Коллективные движения атомов в перегретом кристалле и переохлажденном расплаве простого металла. Норман Г.Э., Флейта Д.Ю. - 111/4/251
- 5.3.5 Пропускание электромагнитного излучения видимого диапазона тонким слоем льда 0, конденсированного на диэлектрическую подложку. Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Орлов А.О. - 111/5/311
- 5.3.6 Фазовые переходы в моноборидах вольфрама. Квашнин А.Г., Самцевич А.И. - 111/6/380

- 5.3.7 Сравнение спектров границ зерен, спонтанно сформированных в системах Cu–Ag и Cu–In. Страумал А.Б., Цой К.В., Мазилкин И.А., Родин А.О., Эггелер Г. - 111/8/514
- 5.3.8 Вклад структурных дефектов в интенсивность квазизапрещенных рентгеновских отражений алмаза: сравнение данных рентгеновской топографии и инфракрасной спектроскопии. Ширяев А.А., Золотов Д.А., Супрун Е.М., Дьячкова И.Г., Ивахненко С.А., Асадчиков В.Е. - 111/9/597
- 5.3.9 Формирование  $\omega$ -фазы высокого давления в системе титан–железо при сдвиговой деформации. Страумал Б.Б., Кильмаметов А.Р., Мазилкин А.А., Горнакова А.С., Фабричная О.Б., Кригель М.И., Рафайя Д., Булатов М.Ф., Некрасов А.Н., Барецки Б. - 111/10/674
- 5.3.10 Расчет температурной зависимости нерелаксированного модуля сдвига высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов на основе калориметрических данных. Макаров А.С., Гончарова Е.В., Афонин Г.В., Цзиао Ц.Ч., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 111/10/691
- 5.3.11 Термическая устойчивость водородных кластеров на поверхности графена и Стоун–Уэльсовского графена. Подливаев А.И. - 111/11/728
- 5.3.12 Моделирование процесса образования пор на границах зерен в алюминии. Векман А.В., Демьянов Б.Ф. - 111/11/767
- 5.3.13 Точечные дефекты и их свойства в высокоэнтропийном сплаве  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{20}\text{Cr}_{20}\text{Co}_{20}\text{Cu}_{20}$ . Кретова М.А., Кончаков Р.А., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 111/12/806
- 5.3.14 Плавление ударно-сжатого карбида бора. Молодец А.М., Гольшев А.А., Шилов Г.В. - 111/12/838
- 5.3.15 Фазовые превращения в сплавах на основе Nd–Fe–B при кручении под высоким давлением при разных температурах. Страумал Б.Б., Мазилкин А.А., Протасова С.Г., Кильмаметов А.Р., Дружинин А.В., Барецки Б. - 112/1/45
- 5.3.16 Microstructure and formation mechanism of V-defects in the InGaN/GaN multiple quantum wells with a high In content. Wang H., Tan Q., He X. - 112/3/172
- 5.3.17 Influence of interfacial stress on microstructural evolution in NiAl alloys. Roy A.M. - 112/3/187
- 5.3.18 Фазовые переходы в фрустрированных кобальтатах  $\text{ErBaCo}_4\text{O}_{7+x}$  ( $x \approx 0, 0.03$ ) при небольшом отклонении от стехиометрии. Казей З.А., Снегирев В.В., Столяренко М.С. - 112/3/189
- 5.3.19 Фазовые переходы “смачивания” второй твердой фазой на линейных дефектах – тройных стыках границ зерен. Страумал А.Б., Мазилкин И.А., Цой К.В., Барецки Б., Страумал Б.Б. - 112/4/275
- 5.3.20 Insight into structural, electronic, magnetic and elastic properties of full-Heusler alloys  $\text{Co}_2\text{YPb}$  ( $Y = \text{Ti, V, Fe and Mo}$ ): A first-principles study. Zitouni A., Remil G., Bouadjemi B., Benstaali W., Lantri T., Matougui M., Houari M., Aziz Z., Bentata S. - 112/5/313
- 5.3.21 Диффузия нанопузрырей в ГЦК алюминии. Антропов А.С. - 112/5/334
- 5.3.22 Вынужденная диффузия скоррелированных примесей в пайерлсовском проводнике  $\alpha\text{-TaS}_3$ . Минакова В.Е., Никитина А.М., Зайцев-Зотов С.В. - 112/6/367
- 5.3.23 Образование новых кристаллических фаз при высокотемпературном отжиге бората железа  $\text{FeBO}_3$  в различных газовых средах. Снегирев Н.И., Любутин И.С., Ягунов С.В., Куликов А.Г., Артемов В.В., Могиленец Ю.А., Стругацкий М.Б. - 112/6/374
- 5.3.24 Нарушение кубической симметрии в редкоземельных додекаборидах с динамическими зарядовыми страйпами. Красиков К.М., Азаревич А.Н., Глушков В.В., Демишев С.В., Хорошилов А.Л., Богач А.В., Шицевалова Н.Ю., Филиппов В.Б., Случанко Н.Е. - 112/7/451
- 5.3.25 Новая фаза немолекулярного полимерного азота, устойчивая при нулевом давлении. Гришаков К.С., Дегтяренко Н.Н. - 112/10/674

#### 5.4. Динамика решетки, тепловые эффекты

- 5.4.1 High thermal conductivity of bulk GaN single crystal: An accurate experimental determination. Inyushkin A.V., Taldenkov A.N., Chernodubov D.A., Voronenkov V.V., Shreter Yu.G. - 112/2/112
- 5.4.2 Скорости продольных и поперечных упругих колебаний в суперионном сульфиде серебра. Садовников С.И. - 112/3/203
- 5.4.3 Универсальные колебательные свойства неупорядоченных систем с точки зрения теории случайных коррелированных матриц. Колюх Д.А., Бельтюков Я.М. - 112/8/547

#### 5.5. Электронные свойства объемных твердых тел

- 5.5.1 Полуметаллические состояния кристаллического молекулярного водорода при высоких давлениях. Норман Г.Э., Саитов И.М. - 111/3/175
- 5.5.2 О планковском пределе неупругой релаксации в металлах. Садовский М.В. - 111/3/203
- 5.5.3 Исследование электронной структуры комплексов фталоцианина меди  $\text{CuPc}$  с атомом лития. Врубель И.И., Первишко А.А. - 111/5/328
- 5.5.4 Исследование гофрированных нанотрубок нового типа, вырезанных из бислойного графена с углом

- Муара  $\Theta = 27.8^\circ$ . Демин В.А., Артюх А.А., Сороко В.А., Чернозатонский Л.А. - 111/7/469
- 5.5.5 Tuning of electronic and vibrational properties of transition metal selenides  $TSe_2$  ( $T = Os, Ru$ ) and their metallization under high pressure. Naumov P.G., Baskakov A.O., Starchikov S.S., Lyubutin I.S., Ogarkova Yu.L., Lyubutina M.V., Barkalov O.I., Medvedev S.A. - 111/8/524
- 5.5.6 Закономерности в измеренных первых потенциалах ионизации лантанидов и актинидов. Шпатаковская Г.В. - 111/8/526
- 5.5.7 Измерение магнитной восприимчивости носителей в квантовых ямах HgTe в перпендикулярном поле. Кунцевич А.Ю., Тупилов Е.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Резников М. - 111/11/750
- 5.5.8 Локализация экситонов на плоских дефектах в полупроводниковых кристаллах. Махмудиан М.М., Чаплик А.В. - 112/4/246
- 5.5.9 Механизмы перехода диэлектрик–металл и спинового кроссовера в CoO при высоких давлениях. Гавричков В.А., Орлов Ю.С., Овчинникова Т.М., Овчинников С.Г. - 112/4/258
- 5.5.10 Наномасштабные тепловые эффекты второго порядка в мемристорных структурах на основе поли-*n*-ксилена. Мацукатова А.Н., Емельянов А.В., Миннеханов А.А., Демин В.А., Рыльков В.В., Форш П.А., Кашкаров П.К. - 112/6/379
- 5.5.11 Lead-free semiconductors with high absorption: insight into the optical properties of  $K_2GeSnBr_6$  and  $K_2GeSnI_6$  halide double perovskites. Houari M., Bouadjemi B., Abbad A., Lantri T., Haid S., Benstaali W., Matouguia M., Bentata S. - 112/6/387
- 5.5.12 Электрические свойства льда как функции давления. Рыжкин М.И., Рыжкин И.А., Кашин А.М., Сеницын В.В. - 112/8/531
- 5.5.13 Can the highly symmetric  $SU(4)$  spin-orbital model be realized in  $\alpha$ - $ZrCl_3$ ? Ushakov A. V., Solovyev I.V., Streltsov S.V. - 112/10/686
- 5.5.14 Universal  $T/B$  scaling behavior of heavy fermion compounds (Mini-review). Shaginyan V.R., Msezane A.Z., Clark J.W., Japaridze G.S., Leevik Y.S. - 112/10/700
- 5.5.15 Новые полуметаллические состояния в системах с волнами спиновой и зарядовой плотности (Мини-обзор). Рожков А.В., Сбойчаков А.О., Хохлов Д.А., Рахманов А.Л., Кугель К.И. - 112/11/764
- 5.5.16 Атомно-подобные незанятые состояния GaAs. Микучкин В.М. - 112/12/801
- 5.5.17 Энергетический спектр электронов глубоких примесных центров в широкозонных полупроводниках мезоскопических размеров. Зегря Г.Г., Самосват Д.М., Вуль А.Я. - 112/12/807
- 5.6. Магнитные свойства и спинтроника**
- 5.6.1 Фазовый переход в трехмерных неколлинеарных магнитных системах с дополнительным двукратным вырождением. Сорокин А.О. - 111/1/34
- 5.6.2 Связанное состояние континуума магнитофотонных метаповерхностей. Черняк А.М., Барсукова М.Г., Шорохов А.С., Мусорин А.И., Федянин А.А. - 111/1/40
- 5.6.3 Долгоживущий сигнал индукции в железиттриевом гранате. Буньков Ю.М., Ветошко П.М., Кузмичёв А.Н., Мамин Г.В., Орлинский С.Б., Сафин Т.Р., Белотелов В.И., Тагиров М.С. - 111/1/52
- 5.6.4 Metamorphoses of electron systems hosting a fermion condensate. Khodel V.A., Clark J.W., Zverev M.V. - 111/2/86
- 5.6.5 Магнитное состояние монокристалла  $GdBaCo_{1.86}O_{5.0}$ . Арбузова Т.И., Наумов С.В. - 111/3/186
- 5.6.6 Исследование наночастиц биогенного ферригидрита методом ферромагнитного резонанса: спинстекольное состояние поверхностных спинов. Столяр С.В., Балаев Д.А., Ладыгина В.П., Панкрац А.И., Ярославцев Р.Н., Великанов Д.А., Исааков Р.С. - 111/3/197
- 5.6.7 Мультистабильность импульсного перемагничивания наночастицы с кубической анизотропией. Шутый А.М., Семенов Д.И. - 111/11/735
- 5.6.8 Second-harmonic voltage response for the magnetic Weyl semimetal  $Co_3Sn_2S_2$ . Esin V.D., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 111/12/813
- 5.6.9 Магнитоэлектрический эффект в туннельных магниторезистивных контактах  $CoFeB/MgO/CoFeB$ . Пашенькин И.Ю., Сапожников М.В., Гусев Н.С., Рогов В.В., Татарский Д.А., Фраерман А.А., Волочаев М.Н. - 111/12/815
- 5.6.10 First-Principles study of magnetism and half-metallic properties of the  $d^0$  quaternary heusler alloys  $BaNYO$  ( $Y = K, Rb$  and  $Cs$ ). Benatmane S., Cherid S. - 111/12/819
- 5.6.11 РККИ-взаимодействие в одномерном кристалле с беспорядком и температурой. Барышников К.А., Крайнов И.В. - 111/12/820
- 5.6.12 Влияние оптической накачки и магнитного поля на состояния областей фазового расслоения в  $Eu_{0.8}Ce_{0.2}Mn_2O_5$ . Головенчик Е.И., Ханнанов Б.Х., Санина В.А. - 111/12/826
- 5.6.13 Exploitable magnetic anisotropy of magnetic  $CrBr_3$  monolayer. Luo M., Shen Y.H. - 112/1/68

- 5.6.14 Особенности связанной ядерно-электронной прецессии в условиях Бозе конденсации магнонов. Буньков Ю.М., Константинов Д. - 112/2/101
- 5.6.15 Обменно-обусловленная генерация электромагнитного излучения в геликоидальной магнитной структуре. Караштин Е.А. - 112/2/121
- 5.6.16 Эффект медленной ионной релаксации при ферромагнитном резонансе в металл-диэлектрическом нанокompозите  $\text{CoFeV-LiNbO}_3$ . Дровосеков А.Б., Крейнс Н.М., Баркалова А.С., Николаев С.Н., Ситников А.В., Рыльков В.В. - 112/2/88
- 5.6.17 Сверхбыстрая квантовая динамика релаксации магнитоупорядоченных систем со спиновым кроссовером в возбужденном состоянии при внезапном возмущении. Орлов Ю.С., Николаев С.В., Овчинников С.Г., Нестеров А.И. - 112/4/268
- 5.6.18 Бозе конденсация и спиновая сверхтекучесть магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната. Ветошко П.М., Князев Г.А., Кузмичев А.Н., Холин А.А., Белотелов В.И., Буньков Ю.М. - 112/5/314
- 5.6.19 Эласто-дипольный механизм формирования и коллапса резонансов Фано при прохождении поперечных фононов через слоистые магнитные гетероструктуры. Сухорукова О.С., Тарасенко А.С., Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 112/7/458
- 5.6.20 Investigation insights into electronic structures, exchange splittings, induced ferromagnetism and half-metallic feature in new Ti-doped  $\text{BaS}$ . Doumi B., Mokaddem A., Tadjer A. - 112/9/617
- 5.6.21 Магнитоэлектрический эффект в пленках  $\text{Ce}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Аплеснин С.С., Масюгин А.Н., Ситников М.Н., Кецко В.А., Смирнова М.Н., Янушкевич К.И. - 112/10/680
- 5.6.22 Антиферромагнитный резонанс в спин-щелевом магнетике с сильной одноионной анизотропией. Глазков В.Н. - 112/10/688
- 5.6.23 Магнитосопротивление микромостиков ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава  $\text{PdFe}$ . Карелина Л.Н., Больгинов В.В., Эркенов Ш.А., Егоров С.В., Головчанский И.А., Чичков В.И., Бен Хамида Я., Рязанов В.В. - 112/11/743
- 5.6.24 Динамика Флоке в одномерной цепочке в многоимпульсном спиновом локинге ЯМР. Бочкин Г.А., Васильев С.Г., Федорова А.В., Фельдман Э.Б. - 112/11/754
- 5.6.25 Резонансы эффекта Фарадея в наноструктурированных пленках феррита-граната. Воронов А.А., Игнатьева Д.О., Карки Д., Кожаев М.А., Калиш А.Н., Леви М., Белотелов В.И. - 112/11/759
- 5.6.26 Высокотемпературные спиновые манипуляции на центрах окраски в ромбическом политипе карбида кремния  $21\text{R-SiC}$ . Анисимов А.Н., Бабунц Р.А., Бреев И.Д., Солтамов В.А., Мохов Е.Н., Баранов П.Г. - 112/12/813

## 5.7. Сверхпроводимость

- 5.7.1 Конкуренция состояний БКШ и ЛОФФ в магнитных сверхпроводниках в криптоферромагнитной фазе. Сираев Ф.М., Кутузов А.С., Авдеев М.В., Прошин Ю.Н. - 111/3/154
- 5.7.2 Влияние ко-допирования барием на сверхпроводимость в  $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Кунцевич А.Ю., Рыбальченко Г.В., Марговицкий В.П., Банников М.И., Селиванов Ю.Г., Гаврилкин С.Ю., Цветков А.Ю., Чижевский Е.Г. - 111/3/166
- 5.7.3 Electronic structure of transition-metal pnictides oxides  $\text{La}_3\text{T}_4\text{As}_4\text{O}_2$  phase ( $\text{T} = \text{Ni}, \text{Cu}$ ) from *ab-initio* calculations. Bendeddouche Z., Zaoui A., Kacimi S., Abbaoui S., Kadiri A., Boukortt A. - 111/4/228
- 5.7.4 Four-fold anisotropy of the parallel upper critical magnetic field in a pure layered *d*-wave superconductor at  $T = 0$ . Lebed A.G., Sepper O. - 111/4/249
- 5.7.5 Коллапс резонанса Фано вследствие нелокальности майорановского состояния. Аксенов С.В., Каган М.Ю. - 111/5/321
- 5.7.6 Экспериментальное свидетельство трехщелевой сверхпроводимости в  $\text{LiFeAs}$ . Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Морозов И.В., Вурмель С., Бюхнер Б. - 111/6/388
- 5.7.7 Верхнее критическое поле двузонного сверхпроводника  $\text{SrFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ . Мальцев Е.И., Власенко В.А., Соболевский О.А., Садаков А.В., Массалимов Б.И., Перваков К.С. - 111/7/475
- 5.7.8 Возвратная сверхпроводимость в  $\text{UTe}_2$ . Минеев В.П. - 111/12/833
- 5.7.9 Влияние случайных квантовых закороток на одночастичный низкотемпературный ток в грязных SIN-контактах. Кирпиченков В.Я., Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И., Косач А.А. - 112/2/114
- 5.7.10 Двумерное кулоновское стекло как модель пиннинга вихрей в сверхпроводящих пленках. Побойко И.В., Фейгельман М.В. - 112/4/251
- 5.7.11 Подавление сверхпроводимости в неупорядоченных пленках: конкуренция двумерной диффузии и трехмерной баллистики. Антоненко Д.С., Скворцов М.А. - 112/7/466
- 5.7.12 Многозонный андреевский транспорт в сверхпроводящих оксипниктидах оптимального состава. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Жигадло Н.Д. - 112/8/523

- 5.7.13 Разложение Гинзбурга–Ландау и верхнее критическое поле в неупорядоченной модели Хаббарда с притяжением (Миниобзор). Кулеева Н.А., Кучинский Э.З., Садовский М.В. - 112/9/603
- 5.7.14 Спектроскопия многократных андреевских отражений сверхпроводящих пниктидов  $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$  оптимального состава. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А. - 112/12/822
- 5.8. Неоднородные, неупорядоченные и частично-упорядоченные системы**
- 5.8.1 Мессбауэровский метод исследования колебаний в гранулярной среде, возбуждаемой ультразвуком. Шахмуратов Р.Н., Вагизов Ф.Г. - 111/3/181
- 5.8.2 Комбинированная схема восстановления функции распределения частиц по размерам с использованием данных малоуглового рассеяния. Волков В.В., Конарев П.В., Крюкова А.Е. - 112/9/632
- 5.9. Двумерные электронные системы, поверхности, интерфейсы**
- 5.9.1 Неквадратичное поперечное магнетосопротивление дираковского полуметалла с узловой линией  $\text{InBi}$ . Зайцев-Зотов С.В., Кон И.А. - 111/1/45
- 5.9.2 Моделирование взаимодействия графена с поверхностью меди с помощью модифицированного потенциала Морзе. Колесников С.В., Сидоренков А.В., Салецкий А.М. - 111/2/101
- 5.9.3 Микроволновое фотосопротивление двумерного топологического изолятора в  $\text{HgTe}$  квантовой яме. Ярошевич А.С., Квон З.Д., Гусев Г.М., Михайлов Н.Н. - 111/2/107
- 5.9.4 Электронно-дырочная жидкость в монослойных гетероструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов. Пех П.Л., Ратников П.В., Силин А.П. - 111/2/80
- 5.9.5 Универсальный сценарий узкого горла в тепловой релаксации разупорядоченных металлических пленок. Баева Э.М., Титова Н.А., Кардакова А.И., Петруша С.В., Храпай В.С. - 111/2/88
- 5.9.6 Фуллерен-графеновые слоистые структуры с полимеризованными компонентами: моделирование их образования и механических свойств. Артюх А.А., Чернозатонский Л.А. - 111/2/93
- 5.9.7 Экспериментальное свидетельство неоднородного состояния коррелированной двумерной электронной системы вблизи перехода металл–изолятор. Пудалов В.М., Гершензон М.Е. - 111/4/237
- 5.9.8 Bilayer, hydrogenated and fluorinated graphene: QED vs  $\text{SU}(2)$  QCD theory. Irkhin V.Yu., Skryabin Yu.N. - 111/4/242
- 5.9.9 Механизм перехода от полуметаллического к полупроводниковому поведению в графеновой пленке при образовании многосвязанной структуры. Чернозатонский Л.А., Антипина Л.Ю., Квашнин Д.Г. - 111/4/244
- 5.9.10 Измерение спектра двумерных “прокси” плазмон методом стоячих волн. Зарезин А.М., Гусихин П.А., Муравьев В.М., Кукушкин И.В. - 111/5/316
- 5.9.11 Различия в равновесной и критической степени покрытия при фазовом переходе в слое углерода на металле при образовании графена. Рутьков Е.В., Афанасьева Е.Ю., Галль Н.Р. - 111/8/520
- 5.9.12 Магнетоосцилляции заряда полевого транзистора, обусловленные индуцированным микроволновым излучением неравновесным распределением электронов по энергии. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Уманский В., Смет Ю.Х. - 111/10/668
- 5.9.13 Зондирование состояний двухзарядного акцептора в гетероструктурах на основе  $\text{CdHgTe}$  с помощью оптического затвора. Николаев И.Д., Уман Светикова Т.А., Румянцев В.В., Жолудев М.С., Козлов Д.В., Морозов С.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И., Иконников А.В. - 111/10/682
- 5.9.14 Теоретическое исследование электронных и оптических свойств гетероструктуры на основе молекул органического полупроводника  $\text{PTCDA}$  и  $\text{MoSe}_2$ . Суханова Е.В., Попов З.И., Квашнин Д.Г. - 111/11/743
- 5.9.15 Таммовские плазмоны в структурах с квазипериодическими металлическими решетками. Губайдуллин А.Р., Морозов К.М., Калитеевский М.А. - 111/11/763
- 5.9.16 Краевые состояния экситонного диэлектрика со спин-орбитальным взаимодействием. Вальков В.В. - 111/11/772
- 5.9.17 Нелинейные AC и DC проводимости в двухподзонной структуре  $n\text{-GaAs}/\text{AlAs}$ . Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Бакаров А.К., Быков А.А., Дмитриев А.А., Гальперин Ю.М. - 112/1/54
- 5.9.18 Аномальный сигнал антистоксового рассеяния как индикатор макрозаполненных магнитоэкситонных уровней в режиме КЭХ. Кайсин Б.Д., Ваньков А.Б., Кукушкин И.В. - 112/1/62
- 5.9.19 Thermal conductivity of graphene oxide: A molecular dynamics study. Chen J., Li L. - 112/2/119
- 5.9.20 Плазмон-поляритон с уникально большим пробегом. Альшиц В.И., Любимов В.Н. - 112/2/127
- 5.9.21 Фото- и термоэлектрические явления в двумерных топологических изоляторах и полуметаллах на основе  $\text{HgTe}$  квантовых ям (Миниобзор). Квон З.Д.,

- Савченко М.Л., Козлов Д.А., Ольшанецкий Е.Б., Ярошевич А.С., Михайлов Н.Н. - 112/3/174
- 5.9.22 Моделирование квантового эффекта Холла в образцах с длинноволновым слабым беспорядком. Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Бакшеев Д.Г., Сушков О.П. - 112/3/196
- 5.9.23 Радиочастотная фотопроводимость в гетероструктурах на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Казаков А.С., Галеева А.В., Долженко Д.Е., Рябова Л.И., Банников М.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Хохлов Д.Р. - 112/4/263
- 5.9.24 Транспортные свойства перфорированных бислойных графеновых нанолент – исследование методом динамики волнового пакета. Демин В.А., Квашнин Д.Г., Ванчо П., Марк Г., Чернозатонский Л.А. - 112/5/328
- 5.9.25 Зависимости транспортного времени рассеяния и квантового времени жизни от концентрации 2D электронного газа в селективно-легированных одиночных GaAs квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Быков А.А., Стрыгин И.С., Горан А.В., Номоконов Д.В., Бакаров А.К. - 112/7/475
- 5.9.26 Эффекты электрон-электронного взаимодействия в спектрах магнитопоглощения квантовых ям HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой. Бовкун Л.С., Иконников А.В., Криштопенко С.С., Алешкин В.Я., Жолудев М.С., Руффенан С., Консежо К., Тепл Ф., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Потемски М., Орлита М., Гавриленко В.И. - 112/8/541
- 5.9.27 Фазовое расслоение в состоянии с волной спиновой плотности в подкрученном двухслойном графене при магическом угле подкрутки. Сбойчаков А.О., Рожков А.В., Кугель К.И., Рахманов А.Л. - 112/10/693
- 5.10. Одномерные и квазиодномерные системы, квантовые точки**
- 5.10.1 Joule–Thomson cooling in graphene. Zarembo K. - 111/3/173
- 5.10.2 Дефторирование молекул  $C_{60}F_{48}$ , адсорбированных на поверхности Cu(001). Орешкин А.И., Музыченко Д.А., Орешкин С.И., Панов В.И., Бахтизин Р.З., Петухов М.Н. - 111/6/396
- 5.10.3 Основное состояние квантовой частицы в потенциальном поле. Дюгаев А.М., Григорьев П.Д. - 112/2/107
- 5.10.4 Магнетосопротивление квазиодномерного вейлевского полуметалла  $(TaSe_4)_2I$ . Кон И.А., Зыбцев С.Г., Орлов А.П., Зайцев-Зотов С.В. - 112/2/93
- 5.10.5 Восстановление гидростатическим давлением металлического состояния в квазидвумерном органическом проводнике  $\kappa$ - $(ET)_2Hg(SCN)_2Cl$ . Любовский Р.Б., Песоцкий С.И., Зверев В.Н., Жилиева Е.И., Торунова С.А., Любовская Р.Н. - 112/9/623
- 6. Методы теоретической физики**
- 6.1 Точные решения стационарного аксиально симметричного уравнения Шредингера. Кудрявцев А.Г. - 111/2/112
- 6.2 О взаимодействии локализованных решений нелинейного уравнения Клейна–Гордона с переменной массой. Салимов Р.К., Екомасов Е.Г. - 111/3/209
- 6.3 Разности инвариантов узлов-мутантов и их дифференциальное разложение. Бишлер Л., Сасвати Дхара, Григорьев Т., Миронов А., Морозов А., Морозов Ан., Рамадеви П., Вивек Кумар Сингх, Слепцов А. - 111/9/591
- 6.4 Зеркальные пары орбифолдов квинтики. Белавин А., Еремин Б. - 112/6/388
- 7. Нелинейные явления**
- 7.1 Ляпуновская экспонента в задаче Уитни со случайной накачкой. Степанов Н.А., Скворцов М.А. - 112/6/394
- 7.2 Вихревые нити на массивах связанных осцилляторов в режиме нелинейного резонанса. Рубан В.П. - 112/8/554
- 8. Квантовая информатика**
- 8.1 Многорезонаторная квантовая память с переключателем. Моисеев С.А., Перминов Н.С. - 111/9/602
- 8.2 О побочном квантово-классическом бинарном канале утечки информации с гауссовским шумом. Молотков С.Н. - 111/9/608
- 8.3 Сравнение методов томографии чистых и почти чистых квантовых состояний. Бантыш Б.И., Чернявский А.Ю., Богданов Ю.И. - 111/9/615
- 8.4 Quantum  $\mathcal{R}$ -matrices as universal qubit gates. Kolganov N., Morozov An. - 111/9/623
- 8.5 О подслушивании в квантовой криптографии через побочные каналы утечки информации. Молотков С.Н. - 111/11/778
- 8.6 О новой атаке на квантовое распределение ключей: совместные измерения с определенным исходом зондирующих состояний и PNS атака на информационные состояния. Молотков С.Н. - 112/6/401
- 8.7 Квантовое перепутывание и фазовый контроль неклассических электромагнитных полей при взаимодействии с атомными системами. Пополитова Д.В., Тихонова О.В. - 112/10/702

## 9. Биофизика

- 9.1 Delocalization of longitudinal acoustic-like excitations in DNA due to structural effects. Zakhvataev V.E., Kompaniets L.A. - 112/7/482

## 10. Разное

- 10.1 Влияние размерного эффекта на кластерную ионную эмиссию наноструктур кремния. Толстогузов А.Б., Дроздов М.Н., Иешкин А.Е., Татаринцев А.А., Мяконьких А.В., Белых С.Ф., Коробейщиков Н.Г., Пеленович В.О., Фу Д. - 111/8/531
- 10.2 Вязкое движение сферических наночастиц, рассеивающих лазерное излучение в режиме Рэлея. Амусья М.Я., Балтенков А.С. - 111/8/536
- 10.3 Определение фотофизических параметров твердых растворов  $\text{NaGdF}_4:\text{Eu}$  в суспензиях с помощью теории Джадда–Офельта. Буриков С.А., Котова О.Д., Сарманова О.Э., Кузнецов С.В., Пройдакова В.Ю., Воронов В.В., Федоров П.П., Пацаева С.В., Доленко Т.А. - 111/9/625
- 10.4 Иерархия времен открытых оптических квантовых систем и роль эффективного гамильтониана при применении приближения белого шума. Трубилко А.И., Башаров А.М. - 111/9/632
- 10.5 Термопрограммируемый синтез монокристаллов квазисвободного N-графена из молекул ацетонитрила. Коваленко С.Л., Павлова Т.В., Андрюшечкин Б.В., Ельцов К.Н. - 111/10/697
- 10.6 Comment on “Amplitude of waves in the Kelvin-wave cascade” (Pis'ma v ZhETF 111, 462 (2020)). Sonin E.B. - 111/10/705
- 10.7 Reply to Comment on “Amplitude of waves in the Kelvin-wave cascade” (Pis'ma v ZhETF 111, 462 (2020)). Eltsov V.B., L'vov V.S. - 111/10/707
- 10.8 Управляемый источник одиночных фотонов на основе микромазера с нулевой инверсией атомного пучка. Попов Е.Н., Решетов В.А. - 111/12/846
- 10.9 Адиабатический рэтчет-эффект в системах с дискретным изменением переменных. Розенбаум В.М., Шапочкина И.В., Трахтенберг Л.И. - 112/5/341
- 10.10 Комментарий к статье “Анализ результатов эксперимента Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино и сравнение с результатами других экспериментов” (Письма в ЖЭТФ 112(4), 211 (2020)). Данилов М.В., Скорова Н.А. - 112/7/484
- 10.11 Ответ на комментарий к статье “Анализ результатов эксперимента Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино и сравнение с результатами других экспериментов” (Письма в ЖЭТФ 112(4), 211 (2020)). Серебров А.П., Самойлов Р.М. - 112/7/487
- 10.12 Наноструктурированные микросферы на основе наноксида титана с функцией накопления заряда для пролонгированного катализа. Константинова Е.А., Миннеханов А.А., Кытина Е.В., Трусов Г.В. - 112/8/562
- 10.13 Недипольные эффекты во временах задержки фотоэлектронов из атомов, отрицательных ионов и эндоэдралов. Амусья М.Я., Чернышева Л.В. - 112/10/709
- 10.14 О генерации интенсивного рентгеновского излучения К-серии цезия при электронном возбуждении Мо-мишени, термически обработанной в парах Cs и  $\text{O}_2$ . Турьянский А.Г., Воробьев Н.С., Гижа С.С., Макушина В.А., Михальков Ю.М., Смирнов А.В., Пиршин И.В., Сенков В.М., Шашков Е.В., Фишман Р.И., Зиятдинова М.З., Комельков А.С. - 112/11/774
- 10.15 Исследование параметров лазерно-индуцированных ударных волн для задач лазерной ударной обработки кремния. Мареев Е.И., Румянцев Б.В., Потемкин Ф.В. - 112/11/780
- 10.16 Кинетическая модель размягчения стекол. Бражкин В.В. - 112/11/787
- 10.17 Масштабно-инвариантная структура сейсмической кинетики в условиях сильной неравновесности среды. Стаховский И.Р. - 112/12/830

# Содержание

## Том 112, выпуск 11

### Поля, частицы, ядра

Zakharov B.G. Jet quenching with  $T$ -dependent running coupling ..... 723

### Оптика, лазерная физика

Юанов Ю.В., Зябловский А.А., Андрианов Е.С., Доронин И.В., Пухов А.А., Виноградов А.П., Лисянский А.А. Зависимость объема собственных мод одномерного случайного лазера от инверсной населенности активной среды ..... 725

Гартман А.Д., Кройчук М.К., Шорохов А.С., Федянин А.А. Эффективная интеграция однофотонных излучателей в тонких пленках InSe с резонансными кремниевыми волноводами ... 730

Кондорский А.Д. Пороговый эффект при фотоэмиссии составных наноантенн под воздействием мощных фемтосекундных лазерных импульсов ..... 736

### Конденсированное состояние

Карелина Л.Н., Больгинов В.В., Эркенов Ш.А., Егоров С.В., Головчанский И.А, Чичков В.И., Бен Хамида Я., Рязанов В.В. Магнитосопротивление микромостиков ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe ..... 743

Кузмичев А.Н., Ветошко П.М., Князев Г.А., Белотелов В.И., Буньков Ю.М. Особенности взаимодействия магнетонного Бозе конденсата с акустическими модами в пленках железо-иттриевого граната ..... 749

Бочкин Г.А., Васильев С.Г., Федорова А.В., Фельдман Э.Б. Динамика Флоке в одномерной цепочке в многоимпульсном спиновом локинге ЯМР ..... 754

Воронов А.А., Игнатьева Д.О., Карки Д., Кожаев М.А., Калиш А.Н., Леви М., Белотелов В.И. Резонансы эффекта Фарадея в наноструктурированных пленках феррита-граната ... 759

Рожков А.В., Сбойчаков А.О., Хохлов Д.А., Рахманов А.Л., Кугель К.И. Новые полуметаллические состояния в системах с волнами спиновой и зарядовой плотности (Миниобзор) ..... 764

### Разное

Турьянский А.Г., Воробьев Н.С., Гижа С.С., Макушина В.А., Михальков Ю.М., Смирнов А.В., Пиршин И.В., Сенков В.М., Шашков Е.В., Фишман Р.И., Зиятдинова М.З., Комельков А.С. О генерации интенсивного рентгеновского излучения К-серии цезия при электронном возбуждении Мо-мишени, термически обработанной в парах Cs и O<sub>2</sub> ..... 774

Мареев Е.И., Румянцев Б.В., Потемкин Ф.В. Исследование параметров лазерно-индуцированных ударных волн для задач лазерной ударной обработки кремния ..... 780

**Дискуссия**

**Бражкин В.В.** Кинетическая модель размягчения стекол ..... 787

**Содержание**  
**Том 112, выпуск 12**  
**Поля, частицы, ядра**

**Dzhappuev D.D., Afashokov Yu.Z., Dzaparova I.M., Gorbacheva E.A., Karpikov I.S., Khadzhiev M.M., Klimenko N.F., Kudzhaev A.U., Kurenya A.N., Lidvansky A.S., Mikhailova O.I., Petkov V.B., Romanenko V.S., Rubtsov G.I., Troitsky S.V., Unatlov I.B., Yanin A.F., Zhezher Ya.V., Zhuravleva K.V.** Carpet-2 search for gamma rays above 100 TeV in coincidence with HAWC and IceCube alerts ..... 797

**Плазма, гидро- и газодинамика**

**Kochurin E., Ricard G., Zubarev N., Falcon E.** Numerical simulation of collinear capillary-wave turbulence ..... 799

**Конденсированное состояние**

**Микушкин В.М.** Атомно-подобные незанятые состояния GaAs ..... 801

**Зегря Г.Г., Самосват Д.М., Вуль А.Я.** Энергетический спектр электронов глубоких примесных центров в широкозонных полупроводниках мезоскопических размеров ..... 807

**Анисимов А.Н., Бабунц Р.А., Бреев И.Д., Солтамов В.А., Мохов Е.Н., Баранов П.Г.** Высокотемпературные спиновые манипуляции на центрах окраски в ромбическом поли типе карбида кремния 21R-SiC ..... 813

**Dmitriev V.V., Kutuzov M.S., Soldatov A.A., Surovtsev E.V., Yudin A.N.** Oscillating nematic aerogel in superfluid <sup>3</sup>He ..... 820

**Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А.** Спектроскопия многократных андреевских отражений сверхпроводящих пниктидов Ba(Fe,Ni)<sub>2</sub>As<sub>2</sub> оптимального состава ..... 822

**Разное**

**Стаховский И.Р.** Масштабно-инвариантная структура сейсмической кинетики в условиях сильной неравновесности среды ..... 830

Авторский указатель томов 111–112 за 2020 г. .... 836

Предметный указатель томов 111–112 за 2020 г. .... 851