

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

том 114

Выпуск 11

10 декабря 2021

*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.ru>

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

© Российская академия наук, 2021

© Редколлегия журнала “Письма в ЖЭТФ” (составитель), 2021

Численное исследование многочастичного рождения в теории ϕ^4 : сравнение с аналитическими результатами

С. В. Демидов^{+,*}, Д. Г. Левков^{+,×}, Б. Р. Фархтдинов^{+,*1)}

⁺Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

^{*}Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

[×]Институт теоретической и математической физики, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2021 г.

После переработки 8 ноября 2021 г.

Принята к публикации 9 ноября 2021 г.

Разработан численный метод для вычисления вероятностей многочастичного рождения в слабо связанных скалярных теориях поля. Метод основан на квазиклассическом подходе Д. Т. Шона, использующем сингулярные классические решения. Мы применяем метод к процессам $1 \rightarrow n$ в теории $\lambda\phi^4$ с ненарушенной симметрией и воспроизводим известные в литературе результаты при $1 \ll n \ll \lambda^{-1}$.

DOI: 10.31857/S1234567821230014

1. Введение. Как известно, теория возмущений не применима для вычисления амплитуд с большим количеством внешних ног $n \gtrsim \lambda^{-1}$, где λ – малая константа связи [1, 2]. Действительно, пересуммирование ряда теории возмущений в теории $\lambda\phi^4$ [3, 4] показывает [5], что вероятность многочастичного рождения экспоненциально подавлена при больших n . К примеру, инклюзивная вероятность рождения $n \gg 1$ частиц из одной виртуальной частицы имеет вид

$$\mathcal{P}_{1 \rightarrow n}(E) \equiv \sum_f |\langle f; E, n | \hat{S} \hat{\phi}(0) | 0 \rangle|^2 \propto e^{F_{1 \rightarrow n}/\lambda}, \quad (1)$$

где $\hat{\phi}(0)$ создает виртуальное начальное состояние, \hat{S} обозначает S-матрицу, суммирование производится по всем n -частичным конечным состояниям с энергией E , и мы опускаем все несущественные префакторы. При этом экспонента подавления $F_{1 \rightarrow n} < 0$ в правой части выражения (1) является функцией комбинаций λn и λE .

В последнее время значительно возрос интерес к изучению многочастичных процессов [6–11]. Это произошло из-за высказанной в статье [12] гипотезы о том, что, вопреки выражению (1), сечение множественного рождения бозонов Хиггса растет факториально при высоких энергиях. Данный механизм “Хиггсовского взрыва” впоследствии критиковался в работах [8, 13–15], и сейчас ситуация все еще далека от разрешения. Таким образом, представляется важ-

ным дальнейшее развитие надежных методов вычисления амплитуд многочастичного рождения.

Некоторое время назад Д. Т. Шон предложил [16] общий квазиклассический метод вычисления вероятностей многочастичных процессов при $\lambda n \sim O(1)$. Метод основан на нахождении комплексных сингулярных решений классических уравнений поля с определенными граничными условиями, см. также [17, 18]. Несмотря на то, что этот метод является достаточно общим, он до настоящего времени с успехом применялся только при $\lambda n \ll 1$, когда квазиклассические конфигурации можно найти с помощью полуаналитических соображений.

В данной работе мы впервые разрабатываем полную численную реализацию квазиклассического метода сингулярных решений Д. Т. Шона. Наш алгоритм позволяет вычислять вероятность процессов $1 \rightarrow n$ в ненарушенной четырехмерной теории $\lambda\phi^4$ при произвольных $\lambda n \sim O(1)$ и $\lambda E \sim O(m)$, где m – масса частиц в модели. В качестве первого этапа мы приводим здесь численные результаты при $\lambda n \ll 1$ и демонстрируем, что они согласуются с предсказаниями теории возмущений.

2. Квазиклассическое описание многочастичного рождения. В данном разделе мы описываем метод работы [16], рассматривая слабосвязную $(3+1)$ -мерную теорию скалярного поля с действием

$$S = \frac{1}{2\lambda} \int d^4x (-\phi \square \phi - \phi^2 - \phi^4/2), \quad (2)$$

где $\lambda \ll 1$ – константа связи, которая одновременно играет роль параметра квазиклассического разложе-

¹⁾e-mail: farkhtdinov@phystech.edu

ния. Здесь и далее мы используем единицы массы: $m = 1$.

Удобно ввести источник J следующим образом:

$$\mathcal{P}_J(E, n) = \sum_f |\langle f; n, E | \hat{S} e^{-J\hat{\phi}(0)/\lambda} | 0 \rangle|^2. \quad (3)$$

Тогда вероятность (1) равна

$$\mathcal{P}_{1 \rightarrow n} = \lambda^2 \lim_{J \rightarrow 0} \mathcal{P}_J / J^2. \quad (4)$$

В работе [16] величина (3) была представлена в виде функционального интеграла, который при малых λ вычислялся с помощью комплексной седловой конфигурации $\phi(t, \mathbf{x})$. Седловые условия на ϕ включают в себя классическое уравнение поля с источником,

$$\square \phi(x) + \phi(x) + \phi^3(x) = iJ\delta^{(4)}(x), \quad (5)$$

и определенные граничные условия. А именно, квазиклассическая конфигурация должна быть положительно-частотной в далеком прошлом:

$$\phi \rightarrow \int d^3\mathbf{k} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x} + i\omega_{\mathbf{k}}t} a_{\mathbf{k}} \quad \text{при} \quad t \rightarrow -\infty, \quad (6)$$

где $a_{\mathbf{k}}$ произвольны, а $\omega_{\mathbf{k}} = (\mathbf{k}^2 + 1)^{1/2}$. Кроме того, ожидается, что решение линеаризуется также в бесконечном будущем, т.е. при $t \rightarrow +\infty$:

$$\phi \rightarrow \int \frac{d^3\mathbf{k} e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2\omega_{\mathbf{k}}}} (f_{\mathbf{k}} e^{-i\omega_{\mathbf{k}}t} + g_{-\mathbf{k}}^* e^{i\omega_{\mathbf{k}}t}). \quad (7)$$

Седловые условия в этом случае связывают друг с другом положительно- и отрицательно-частотные части поля ϕ :

$$f_{\mathbf{k}} = e^{-\theta + 2\omega_{\mathbf{k}}T} g_{\mathbf{k}}, \quad (8)$$

где T и θ представляют собой множители Лагранжа, возникающие из-за фиксации энергии E и числа частиц n в конечном состоянии. Значения этих величин можно вычислить по стандартным формулам:

$$\lambda E = \int d^3\mathbf{k} \omega_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}}^*, \quad \lambda n = \int d^3\mathbf{k} f_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}}^*. \quad (9)$$

В дальнейшем мы будем параметризовать решения с помощью перемасштабированного числа родившихся частиц λn и средней кинетической энергии на частицу $\varepsilon \equiv E/n - 1$.

После получения седловых конфигураций вероятность (1) может быть вычислена как предел

$$\mathcal{P}_{1 \rightarrow n} \approx \lim_{J \rightarrow 0} \mathcal{P}_J \approx \lim_{J \rightarrow 0} e^{F_J/\lambda}, \quad (10)$$

где мы опустили предэкспоненциальные множители и ввели F_J , равный значению функционала

$$F_J/\lambda = 2ET - n\theta - 2\text{Im} S - 2J \text{Re} \phi(0)/\lambda \quad (11)$$

на конфигурации $\phi(t, \mathbf{x})$.

Следует отметить, что в методе Д.Т. Шона используется нетривиальное предположение о том, что экспонента подавления в формуле (1) *универсальна*, т.е. не зависит от детальной структуры начального состояния, если последнее содержит малое число частиц $n \ll \lambda^{-1}$ [19–22]. В частности, эта экспонента не чувствительна к выбору источника в выражении (3). При любом определении J , однако, квазиклассическое решение должно стать сингулярным в точке $t = 0$ при $J \rightarrow 0$, поскольку его энергия равна нулю при $t < 0$ и равна E при $t > 0$, — см. формулы (6), (9), и работу [23].

В статьях [16, 24, 25] квазиклассические решения были получены аналитически при малых λn и ε . Было продемонстрировано, что в этой области квазиклассическая экспонента $F_{1 \rightarrow n}$ согласуется с однопетлевым пертурбативным результатом, полученным в работах [4, 26].

3. Численные результаты. Кратко опишем численный метод решения граничной задачи (5)–(9), позволяющий найти седловые конфигурации при произвольных λn и ε . Мы аналитически продолжаем решение на контур комплексного времени, изображенный на рис. 1. Вдоль этого контура фейнма-

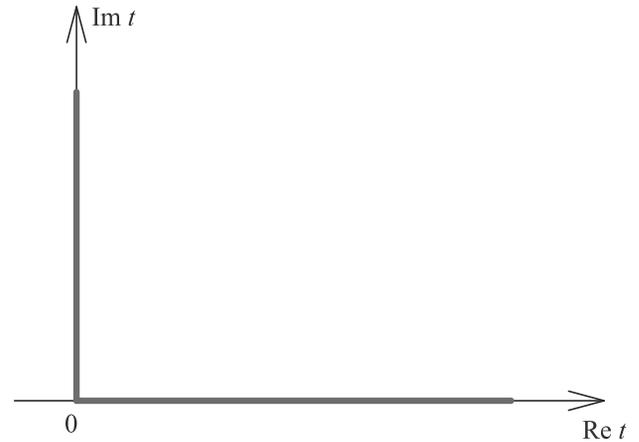


Рис. 1. (Цветной онлайн) Контур в комплексном времени для решения квазиклассической граничной задачи (5)–(9)

новское начальное условие (6) имеет вид:

$$\phi(t, \mathbf{x}) \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad \text{Im} t \rightarrow +\infty. \quad (12)$$

Кроме того, мы регуляризуем источник, заменяя

$$J\delta^{(4)}(x) \rightarrow j e^{-x^2/2\sigma^2} \delta(t). \quad (13)$$

В дальнейшем мы будем устремлять j и σ к нулю одновременно. Мы подставляем сферически-симметричный анзац $\phi = \phi(t, r)$ в ур. (5) и в граничные условия (6)–(8), после чего дискретизуем полученную систему на прямоугольной пространственно-временной решетке с узлами (t_j, r_k) . Полученная дискретная задача решается с помощью метода Ньютона–Рафсона [27].

Изменяя малыми шагами значения T, θ, j и σ , мы находим все регуляризованные численные решения. Соответствующие им экспоненты подавления $F_j(\varepsilon, \lambda n)$ вычисляются по формуле (11). Пример квазиклассической конфигурации $\phi(t, r)$ представлен на рис. 2. На графике виден высокий острый

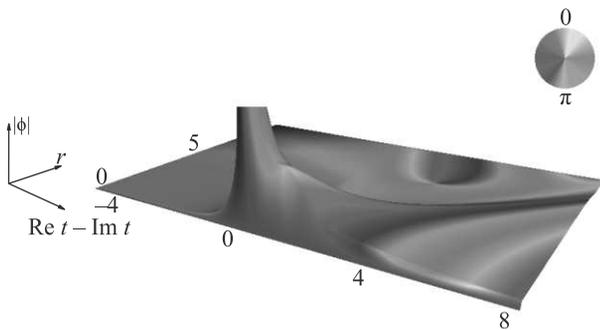


Рис. 2. (Цветной онлайн) Квазиклассическое решение $\phi(t, r)$ с параметрами $\varepsilon \approx 1.35, \lambda n \approx 0.38, j = 0.3$, и $\sigma \approx 0.1$. Цвет обозначает комплексную фазу поля ϕ

пик в окрестности точки $t = r = 0$, где находится источник. Решение становится сингулярным в этой точке при $j, \sigma \rightarrow 0$. Вылетающие из источника волны описывают рожденные частицы конечного состояния.

Вероятность $\mathcal{P}_{1 \rightarrow n} \approx \exp\{F_{1 \rightarrow n}/\lambda\}$ получается в квазиклассическом выражении (10) в результате предельного перехода $j, \sigma \rightarrow 0$. Однако седловые конфигурации не могут быть вычислены непосредственно при $j = 0$, так как в этом случае они сингулярны. Поэтому мы находим экспоненту подавления, экстраполируя значения F_j полиномами в точку $j = \sigma = 0$ при $j/\sigma = \text{const}$. Технические детали этой процедуры будут опубликованы в отдельной работе.

Для проверки нового алгоритма мы сравнили полученную численно вероятность многочастичного рождения $\mathcal{P}_{1 \rightarrow n}$ с уже известными пертурбативными результатами при малых λn . В этой области квазиклассическая экспонента $F_{1 \rightarrow n}$ имеет вид

$$F_{1 \rightarrow n} = \lambda n \ln \left(\frac{\lambda n}{16} \right) - \lambda n + \lambda n f(\varepsilon) + O(\lambda^2 n^2), \quad (14)$$

где $\varepsilon \approx O(1)$ и функция $f(\varepsilon)$ неизвестна. Первые три члена в выражении (14) и, в частности, $f(\varepsilon)$, могут быть найдены с помощью древесных диаграмм. Такое вычисление было проделано в работе [25] численно при произвольном ε . При $\varepsilon \leq 10$ полученный ответ совпал с более простой оценкой снизу, основанной на $O(4)$ -симметричных решениях [28]. Ниже мы используем $O(4)$ оценку для сравнения.

Наши результаты для $f(\varepsilon)$ показаны на рис. 3 кругами с погрешностями, которые оценивают величину ошибки при экстраполяции $j \rightarrow 0$. Численные данные покрывают ограниченный интервал энергий $0.3 \leq \varepsilon \leq 6$. При меньших ε седловые решения становятся нерелятивистскими и не помещаются в доступный для вычислений пространственно-временной объем. При $\varepsilon \geq 6$ решение содержит высокочастотные волны, которые не удастся разрешить на имеющейся решетке.

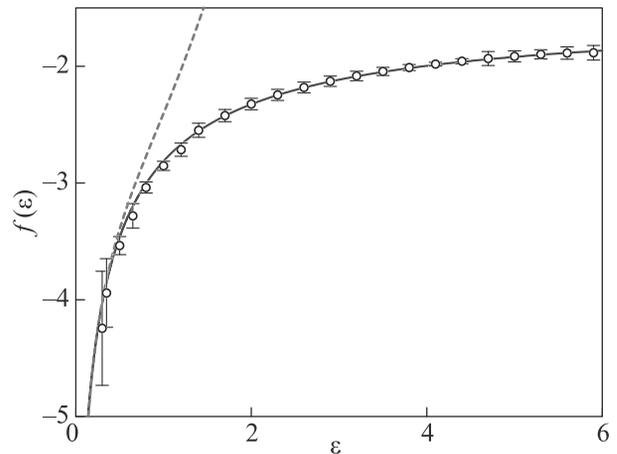


Рис. 3. (Цветной онлайн) Численные значения $f(\varepsilon)$ (круги с погрешностями) и древесные результаты: $O(4)$ -симметричная оценка из работ [28, 25] (сплошная линия) и разложение (15) при малых ε (пунктирная линия)

Примечательно, что численные данные, представленные на рис. 3, согласуются с древесными результатами, полученными ранее в литературе. В частности, они совпадают с результатом, полученным с помощью $O(4)$ -симметричных седловых конфигураций в работе [28] (сплошная кривая). Кроме того, наши результаты приближаются к асимптотике $f(\varepsilon)$ при малых ε (пунктирная линия),

$$f = \frac{3}{2} \ln \frac{\varepsilon}{3\pi} + \frac{3}{2} - \frac{17}{12} \varepsilon + \frac{1327 - 96\pi^2}{432} \varepsilon^2 + O(\varepsilon^3), \quad (15)$$

которая была вычислена в работе [24].

4. Заключение. В данной работе разработан численный метод для квазиклассического вычисления вероятностей процессов рождения n частиц при $n \rightarrow +\infty$ и фиксированном λn , где λ – малая константа связи. Мы проиллюстрировали метод с помощью явного вычисления вероятности процесса $1 \rightarrow n$ в четырехмерной теории $\lambda\phi^4$ с ненарушенной симметрией. При $\lambda n \ll 1$ наши численные данные согласуются с древесными результатами, полученными ранее в литературе. Стоит подчеркнуть, что наш метод также применим при $\lambda n \sim O(1)$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 20-32-90013.

Численные вычисления были проведены на Вычислительном кластере Теоретического Отдела ИЯИ РАН.

1. J. M. Cornwall, Phys. Lett. B **243**, 271 (1990).
2. H. Goldberg, Phys. Lett. B **246**, 445 (1990).
3. L. S. Brown, Phys. Rev. D **46**, R4125 (1992); arXiv:hep-ph/9209203.
4. M. B. Voloshin, Nucl. Phys. B **383**, 233 (1992).
5. M. V. Libanov, V. A. Rubakov, D. T. Son, and S. V. Troitsky, Phys. Rev. D **50**, 7553 (1994); arXiv:hep-ph/9407381.
6. M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **95**, 113003 (2017); arXiv:1704.07320.
7. J. Jaeckel and S. Schenk, Phys. Rev. D **98**, 096007 (2018); arXiv:1806.01857.
8. S. V. Demidov and B. R. Farkhtdinov, JHEP **11**, 068 (2018); arXiv:1806.10996.
9. V. V. Khoze and J. Reiness, Phys. Rept. **822**, 1 (2019); arXiv:1810.01722.
10. J. Jaeckel and S. Schenk, Phys. Rev. D **99**, 056010 (2019); arXiv:1811.12116.
11. S. Schenk, arXiv:2109.00549.
12. V. V. Khoze and M. Spannowsky, Nucl. Phys. B **926**, 95 (2018); arXiv:1704.03447.
13. A. Belyaev, F. Bezrukov, C. Shepherd, and D. Ross, Phys. Rev. D **98**, 113001 (2018); arXiv:1808.05641.
14. A. Monin, arXiv:1808.05810.
15. M. Dine, H. H. Patel, and J. F. Ulbricht, arXiv:2002.12449.
16. D. T. Son, Nucl. Phys. B **477**, 378 (1996); arXiv:hep-ph/9505338.
17. S. Y. Khlebnikov, Phys. Lett. B **282**, 459 (1992).
18. D. Diakonov and V. Petrov, Phys. Rev. D **50**, 266 (1994); arXiv:hep-ph/9307356.
19. V. A. Rubakov, D. T. Son, and P. G. Tinyakov, Phys. Lett. B **287**, 342 (1992).
20. P. G. Tinyakov, Phys. Lett. B **284**, 410 (1992).
21. G. F. Bonini, A. G. Cohen, C. Rebbi, and V. A. Rubakov, Phys. Rev. D **60**, 076004 (1999); arXiv:hep-ph/9901226.
22. D. G. Levkov, A. G. Panin, and S. M. Sibiryakov, J. Phys. A **42**, 205102 (2009); arXiv:0811.3391.
23. M. V. Libanov, V. A. Rubakov, and S. V. Troitsky, Phys. Part. Nucl. **28**, 217 (1997).
24. F. L. Bezrukov, M. V. Libanov, D. T. Son, and S. V. Troitsky, in *10th International Workshop on High-energy Physics and Quantum Field Theory (NPI MSU 95)*, Moscow, MSU (1996), p. 228; arXiv:hep-ph/9512342.
25. F. L. Bezrukov, Theor. Math. Phys. **115**, 647 (1998); arXiv:hep-ph/9901270.
26. M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **47**, R357 (1993); arXiv:hep-ph/9209240.
27. W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling, and B. Flannery, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, 3rd ed., Cambridge University Press (2007).
28. F. L. Bezrukov, M. V. Libanov, and S. V. Troitsky, Mod. Phys. Lett. A **10**, 2135 (1995); arXiv:hep-ph/9508220.

Оптические свойства гиперболических метаматериалов (Миниобзор)

И. А. Колмычек¹⁾, И. В. Малышева, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, А. П. Леонтьев,
К. С. Напольский, Т. В. Мурзина

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

Поступила в редакцию 19 октября 2021 г.

После переработки 19 октября 2021 г.

Принята к публикации 21 октября 2021 г.

В работе представлен обзор недавних исследований оптических, магнитооптических и нелинейно-оптических эффектов в гиперболических метаматериалах (ГММ) на основе металлических наностержней в диэлектрической матрице. Обнаружено увеличение эффективности генерации второй оптической гармоники в спектральной окрестности нуля эффективной диэлектрической проницаемости ГММ, а также скачок фазы квадратичного нелинейно-оптического сигнала при переходе между режимами эллиптической и гиперболической дисперсий. Продемонстрировано резонансное усиление магнитооптических эффектов в композитных магнитных гиперболических метаматериалах в спектральной окрестности режима близкого к нулю значения диэлектрической проницаемости. Экспериментально обнаружены эффекты быстрого и медленного света при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с ГММ.

DOI: 10.31857/S1234567821230026

1. Введение. Гиперболическими метаматериалами (ГММ) называют композитные наноструктурированные материалы, обладающие одноосной оптической анизотропией, в которых главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, соответствующие направлениям вдоль и поперек оптической оси, имеют противоположные знаки, $\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp} < 0$ [1–3]. В представленном миниобзоре мы ограничимся рассмотрением структур, магнитная проницаемость которых равна единице. Изочастотная поверхность в ГММ для p -поляризованного света является одноили двуполостным гиперболоидом, а соответствующий вид дисперсии называют гиперболическим [4]. В этом режиме в метаматериале могут распространяться волны с большими волновыми векторами, “high- k waves” [5], что важно для многих приложений и было использовано для получения сверхразрешения в оптических системах на основе ГММ [6, 7]. Оптика гиперболических сред сейчас находится на пике развития, что связано с широкими возможностями применения таких структур в нанофотонике и биосенсорике [8–10].

Оптические спектры ГММ демонстрируют две выраженные особенности, связанные с возникновением полюса эффективной диэлектрической проницаемости (Epsilon Near Pole, ENP), а также сменой знака ее действительной части (Epsilon Near Zero,

ENZ) [11, 12]. В спектральной окрестности этих точек наблюдается усиление оптических и нелинейно-оптических эффектов, о которых пойдет речь ниже. Возникновение этих особенностей связано с анизотропией ГММ. Гиперболические дисперсионные свойства в оптическом диапазоне проявляют, например, пленки с чередующимися металлическими и диэлектрическими слоями, или массивы металлических наностержней в диэлектрической матрице; структуры второго типа могут быть сформированы электрохимическими методами [13, 14]. Наиболее эффективным способом получения массивов упорядоченных металлических наностержней является темплатное электроосаждение с использованием пористых пленок анодного оксида алюминия (АОА), формируемых с помощью электрохимического окисления (анодирования) алюминия. Такие структуры являются сильно анизотропными, демонстрируя противоположные знаки компонент тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\perp} < 0$, а два наблюдаемых резонанса имеют плазмонную природу. Первый из них соответствует возбуждению локального поверхностного плазмона в направлении, перпендикулярном наностержням, что приводит к появлению полюса диэлектрической проницаемости ГММ (ENP). Его спектральное положение определяется, преимущественно, типом металла, которым обычно выступают золото или серебро. Второй резонанс соответствует коллективным продольным колебаниям элек-

¹⁾e-mail: irisha@shg.ru

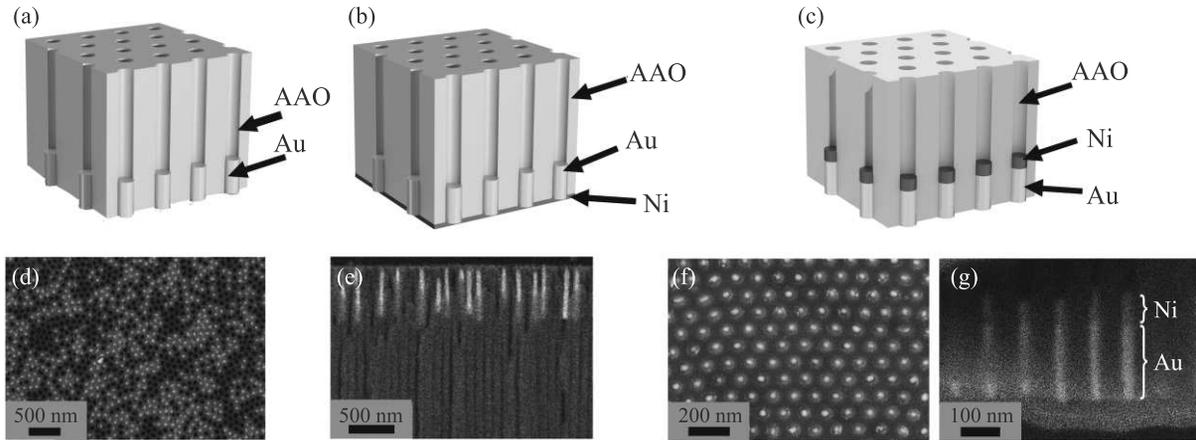


Рис. 1. (Цветной онлайн) Типы ГММ структур: (а) – массив золотых наностержней в матрице анодного оксида алюминия; (б) – аналогичный ГММ, дополненный сплошной пленкой никеля; (с) – массив бисегментированных наностержней Au/Ni. РЭМ-изображения: (d) – поверхности образца (а); (е) – поперечного среза образца (б); (f), (g) – поверхности и поперечного среза образца (с), соответственно

тронов в наностержнях (ENZ-режиму ГММ), когда $\text{Re}(\epsilon_{\parallel}) \approx 0$. Спектральное положение точки ENZ может контролироваться путем задания объемной доли металла и длины наностержней [15].

Перспективным направлением исследований является магнитооптика ГММ, содержащих ферромагнитный материал. Ранее в магнитоплазмонных структурах различного дизайна, содержащих благородный металл и ферромагнетик, было продемонстрировано многократное резонансное усиление магнитооптических эффектов [16–22], что позволяет ожидать в ГММ, сочетающих плазмонные, магнитные свойства и гиперболическую дисперсию, появление новых эффектов, которые могут найти применение в нанофотонике и сенсорике.

Нелинейная оптика ГММ интересна по двум причинам. Во-первых, такие структуры поддерживают резонансное усиление нормальной компоненты электрического поля в спектральной окрестности ENZ [23], что приводит к усилению генерации оптических гармоник и самовоздействия света [24–29]. Такие эффекты уже были экспериментально исследованы в природных изотропных ENZ материалах (CaF_2 , TiN, ITO, SiC и др.). Основное преимущество наноструктурированных ГММ состоит в возможности подбора спектрального положения ENZ под решаемую научную или практическую задачу путем варьирования геометрии структуры. Во-вторых, сильная дисперсия света в ГММ, в особенности вблизи точек ENP и ENZ, позволяет путем выбора геометрии эксперимента добиться выполнения условия фазового синхронизма, а, следовательно, эффективной генерации второй и третьей оптических гармоник [30–33].

В последнее время предметом интенсивных исследований является процесс распространения сверхкоротких лазерных импульсов в ГММ средах, сопровождающийся необычными динамическими эффектами. Так, особенности дисперсии света в многослойных металл-диэлектрических средах, проявляющих ENZ режим, приводят к солитонно-подобному распространению импульсов света [34], а индуцированное высокоинтенсивной световой накачкой изменение диэлектрической проницаемости ГММ дает возможность контролируемо изменять профиль лазерных импульсов [35]. Экспериментально и теоретически показано, что в волноводах из ГММ на основе металлических наностержней возможно в широких пределах управлять величиной групповой скорости излучения, достигая как эффектов медленного света, так и его сверхсветового распространения [10, 36–38].

В данном миниобзоре представлены результаты последних исследований в области оптики, магнитооптики, нелинейной оптики и динамики сверхкоротких импульсов света в ГММ на основе массивов металлических наностержней в диэлектрической матрице.

2. Изучаемые структуры ГММ. Были исследованы четыре типа структур ГММ, изготовленных методом темплатного электроосаждения металлов в матрицу анодного оксида алюминия (АОА или Anodic Aluminium Oxide, AAO):

“1”: Массивы золотых наностержней в матрице анодного оксида алюминия (схема на рис. 1а). Длина наностержней составляла 580 ± 40 нм, диаметр – 40 ± 4 нм, расстояние между центрами пор темплата – 100 ± 8 нм. Структура пористой матрицы АОА

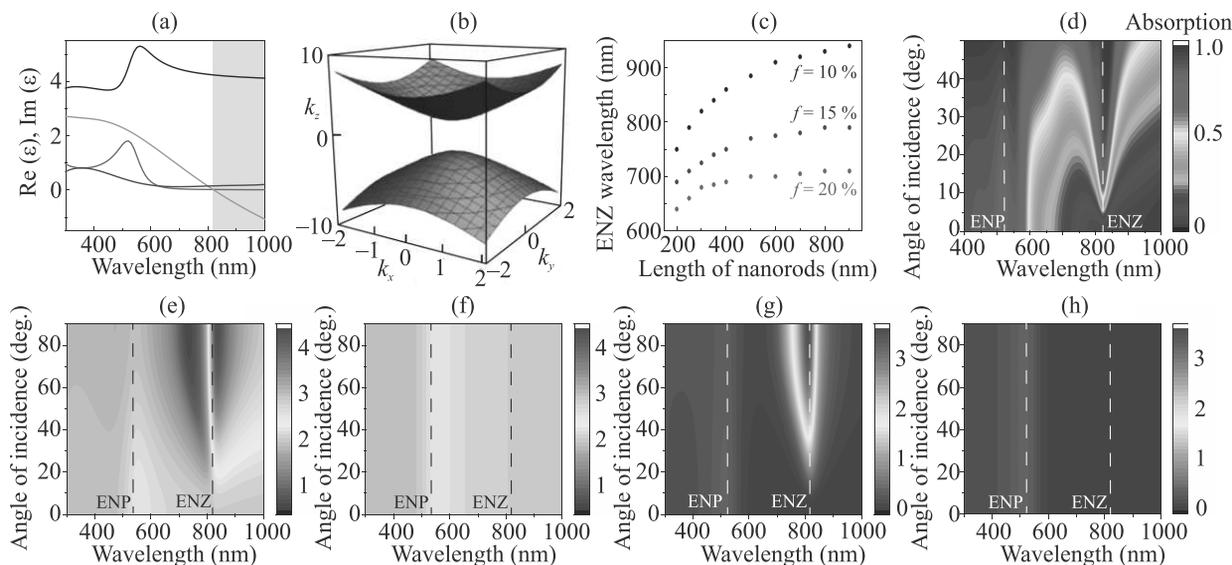


Рис. 2. (Цветной онлайн) Расчеты оптических свойств массива золотых наностержней диаметром 40 нм в модели двухкомпонентной анизотропной эффективной среды: (a) – спектры компонент эффективной диэлектрической проницаемости $Re(\epsilon_{\perp})$ (черная кривая), $Im(\epsilon_{\perp})$ (красная кривая), $Re(\epsilon_{\parallel})$ (зеленая кривая), $Im(\epsilon_{\parallel})$ (синяя кривая), область гиперболической дисперсии выделена серым; (b) – изочастотная поверхность при $\lambda = 900$ нм, компоненты волнового вектора указаны в единицах $2\pi/\lambda$; (c) – зависимости спектрального положения ENZ от длины наностержней при различных значениях объемной доли металла f ; (d)–(h) – частотно-угловые спектры поглощения, $Re(n_e)$, $Re(n_o)$, $Im(n_e)$ и $Im(n_o)$, соответственно. Во всех расчетах, кроме (c), длина наностержней 580 нм, объемная доля золота $f = 12\%$

при анодировании алюминия была изготовлена с частичной блокировкой пор, методика которой подробно описана в работе [15]. Этот подход позволил снизить объемную долю золота при его последующем электроосаждении до 8% вместо 20% пористости исходной матрицы АОА. Рисунок 1е демонстрирует скол полученной структуры, на котором видно, что не все поры заполнены металлом.

“2”: Образцы ГММ, аналогичные “1”, на которые методом магнетронного напыления была нанесена сплошная пленка никеля толщиной 15 ± 3 нм (рис. 1б, е).

“3”: Массивы бисегментированных наностержней Au + Ni в матрице АОА с пористостью 7%. В этой серии структур объемная доля металла совпадает с пористостью темплата (рис. 1с); диаметр наностержней и расстояние между их центрами составляли 27 ± 6 нм и 102 ± 5 нм, соответственно. Стержни Au и Ni одинакового диаметра имели среднюю длину 188 ± 8 нм и 70 ± 3 нм, соответственно (рис. 1г), что задавалось зарядом, затрачиваемым на электроосаждение металла. Процесс изготовления подробно рассмотрен в работах [39, 40].

“4”: Массив серебряных наностержней в матрице АОА. Длина наностержней составляла около 570 нм, диаметр – 34 нм, а объемная доля металла оценивалась в 14%.

3. Оптические эффекты в ГММ.

3.1. Расчеты оптических свойств ГММ. В силу малости поперечных размеров наностержней и их плотного расположения оптические свойства полученных композитов можно описывать в рамках модели анизотропной двухкомпонентной (металл и АОА) эффективной среды [13]. Этот подход является приближенным и справедлив, если длина волны света в среде много больше размеров включений. Поэтому данная модель может давать неточные результаты при скользких углах падения света в области гиперболической дисперсии метаматериала, когда волновой вектор волны в ГММ становится велик. Тем не менее, в большинстве практических случаев расчеты в рамках модели эффективной среды достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [1–3, 13]. Для ГММ с пористостью пленки АОА, не совпадающей с объемной долей металла, возможно проводить расчеты в рамках модели Бругемана трехкомпонентной среды (воздух, металл и АОА) [15].

Типичные спектры компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости ГММ представлены на рис. 2а. При их расчете были использованы параметры структуры, полученные в ходе статистического анализа РЭМ-изображений и спектров диэлектрической проницаемости золота и оксида алю-

миния [41]. Резонансное поведение действительной и мнимой частей ϵ_{\perp} в окрестности длины волны 540 нм соответствует полюсу (т.е. режиму ENP). Зависимость $\text{Re}(\epsilon_{\parallel}(\lambda))$ обращается в нуль и меняет знак при $\lambda = 820$ нм (ENZ). В результате в красной области спектра, при $\lambda > 820$ нм, имеет место гиперболический закон дисперсии света; соответствующая изочастотная поверхность приведена на рис. 2b для излучения с $\lambda = 900$ нм [42] (система координат указана на рис. 4a). Рассчитано и экспериментально подтверждено, что спектральное положение длины волны ENZ определяется длиной наностержней и объемной долей металла f . Так, рост f сдвигает ENZ в коротковолновую область спектра, что отражает возрастание роли коллективных плазмонных эффектов в формировании оптического отклика (рис. 2c) [15]. Положение ENP слабо зависит от геометрических параметров ГММ и определяется типом металла: например, в массиве серебряных наностержней ENP соответствует длине волны 400–420 нм [43].

Обе особенности ГММ, ENZ и ENP, сопровождаются резонансным поглощением света. Спектр поглощения, рассчитанный методом матриц распространения с использованием полученных спектров компонент эффективной диэлектрической проницаемости, приведенных на рис. 2a, демонстрирует два максимума на длинах волн ENZ и ENP (рис. 2d) [44].

Сильная анизотропия оптических свойств ГММ приводит к существенному различию коэффициентов преломления и поглощения для обыкновенной (s -поляризованной) и необыкновенной (p -поляризованной) волн. Так, для обыкновенной волны показатель преломления $n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ и для необыкновенной $n_e = \sqrt{\epsilon_{\perp} + \sin^2 \theta (1 - \epsilon_{\perp}/\epsilon_{\parallel})}$, где θ – угол падения света на ГММ [13], их спектры представлены на рис. 2e–h. Величины $\text{Re}(n_o)$ и $\text{Im}(n_o)$ демонстрируют особенности вблизи ENP, $\text{Re}(n_e)$ и $\text{Im}(n_e)$ резонансно увеличиваются вблизи ENP и ENZ. При длинах волн $\lambda > \lambda_{\text{ENZ}}$ $\text{Re}(n_e - n_o) > 0$, для $\lambda < \lambda_{\text{ENZ}}$ $\text{Re}(n_e - n_o) < 0$. По абсолютному значению разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей достигает 2 вблизи $\lambda = 820$ нм, что нереализуемо в традиционных природных материалах в оптическом диапазоне. Для сравнения в кристаллическом кварце, используемом для изготовления полуволновых и четвертьволновых пластинок, $\text{Re}(n_e) - \text{Re}(n_o) \sim 0.01$ при $\lambda = 820$ нм [41].

ENZ-режим ГММ также сопровождается сильным дихроизмом. В окрестности ENZ $\text{Im}(n_e) > \text{Im}(n_o)$, что соответствует преимуще-

ственному поглощению p -поляризованного света, возбуждающему плазмон вдоль металлических наностержней (рис. 2f, h). Таким образом, сочетание высокой анизотропии и дихроизма ГММ обуславливает перспективы их применения в нанопотонике как сверхтонких преобразователей поляризации.

3.2. Экспериментальное исследование оптического отклика ГММ. Оптические частотно-угловые спектры пропускания ГММ были измерены с использованием коллимированного пучка света галогенной лампы. Типичный спектр пропускания ГММ для массива золотых наностержней демонстрирует два минимума (рис. 3): коротковолновый наблюдается при длине волны 540 нм, не зависит от угла падения излучения и соответствует ENP-резонансу, вызванному возбуждением плазмона в направлении, перпендикулярном осям наностержней. Второй минимум на длине волны около 820 нм соответствует области ENZ, возникающей при возбуждении продольного плазмонного резонанса только при наклонном падении p -поляризованного излучения, когда есть ненулевая компонента оптического поля вдоль наностержней. В ГММ с другими геометрическими параметрами и материалами вид частотно-углового спектра пропускания аналогичен, хотя спектральное положение резонансов может меняться. Наличие в структуре ГММ никеля, как в виде сегментов, так и сплошной пленки, обычно качественно не меняет вид спектра пропускания и не приводит к существенному спектральному сдвигу резонансов, вызывая уменьшение пропускания структуры во всем видимом спектральном диапазоне.

Сравнение экспериментальных спектров пропускания с рассчитанными спектрами поглощения и компонент тензора диэлектрической проницаемости позволяет сделать вывод, что ENP и ENZ соответствуют возбуждению поперечного и продольного плазмонов, соответственно. Следует также отметить, что при расчетах добротность длинноволнового резонанса обычно больше, чем в эксперименте, что связано с дисперсией длины наностержней и расстояния между ними в реальных структурах.

Для экспериментального исследования преобразования поляризации в ГММ нами использовалась методика эллисометрии [45]. Результаты измерений компонент матрицы Джонса были пересчитаны в спектры (i) разности фаз p - и s -поляризованного света, $\delta_p - \delta_s$, и (ii) угла поворота главных осей поляризационного эллипса, α , на выходе из ГММ (угол α отсчитывается от плоскости падения) (рис. 4a). Результаты измерений спектров этих величин при угле между плоскостью падения и плоскостью поля-

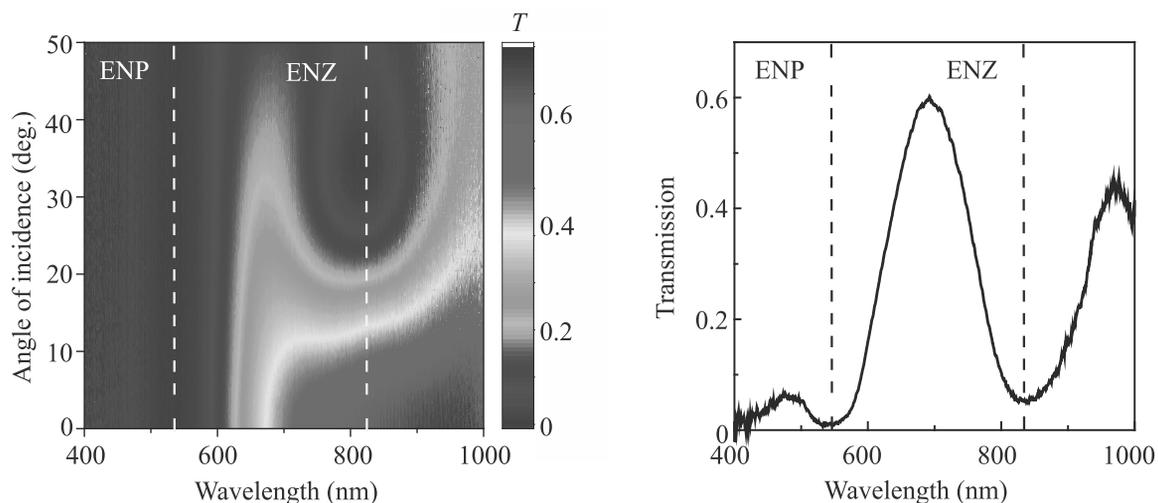


Рис. 3. (Цветной онлайн) Частотно-угловой спектр пропускания массива золотых наностержней (образец “1”) и его срез при угле падения $\theta = 45^\circ$ для p -поляризованного света

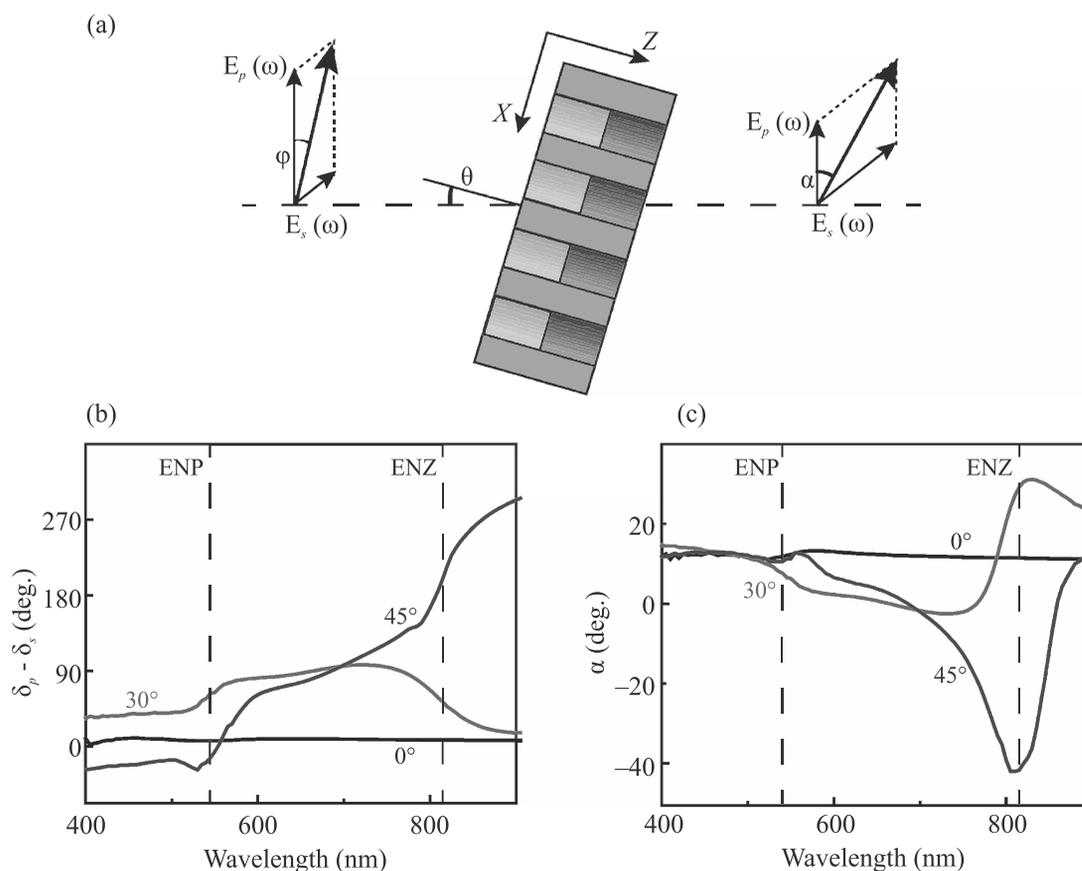


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Схема для анализа результатов эллисометрии в ГММ “1”; (б) – спектр разности фаз $\delta_p - \delta_s$ при $\phi = 10^\circ$; (с) – спектр угла поворота осей поляризационного эллипса, α , при $\phi = 10^\circ$

ризации падающего света $\phi = 10^\circ$ представлены на рис. 4б, с для углов падения $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$. При нормальном падении обыкновенной волны на структуру

изменения поляризации не происходит (черная кривая на рис. 4). В случае наклонного падения света на ГММ при поляризации в плоскости, занимающей

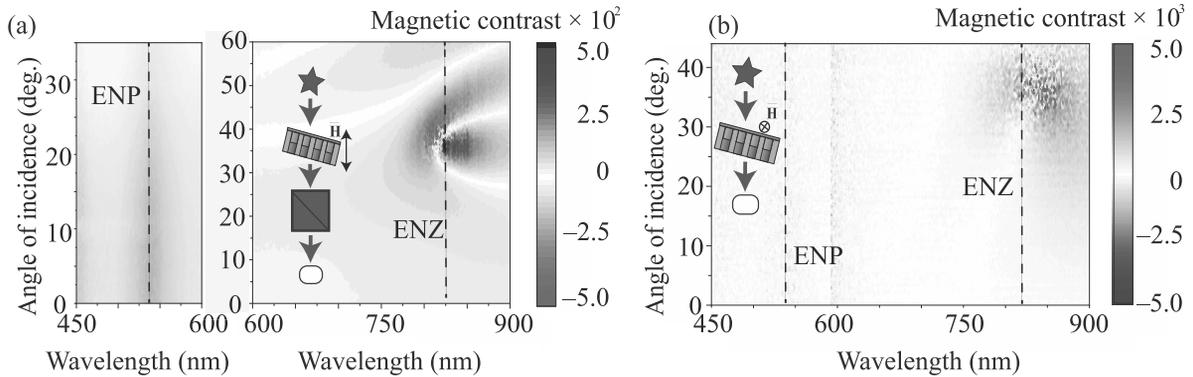


Рис. 5. (Цветной онлайн) Экспериментальные спектры магнитного контраста для ГММ “2”: (а) – в геометрии Фарадея, когда луч падает со стороны никелевой пленки; (б) – в геометрии Войта

промежуточное положение между p - и s -, в ГММ распространяется как обыкновенная (s -), так и необыкновенная (p -) волны, у которых, как было показано с помощью расчетов (рис. 2е–h), коэффициенты поглощения и преломления различны. Наиболее сильно это различие проявляется вблизи режимов ENZ и ENP. Так, значительная разница показателей преломления, $\text{Re}(n_e) - \text{Re}(n_o)$, приводит к большой разности фаз p - и s -поляризованного света на выходе из ГММ, сопровождаемой резкими изменениями разности $\delta_p - \delta_s$, наблюдаемыми вблизи особых точек при $\lambda \sim 540$ и 820 нм (рис. 4б). Доминирующее поглощение необыкновенной волны вызывает поворот плоскости поляризации света, а возникшая после прохождения ГММ разность фаз $\delta_p - \delta_s$ приводит к появлению эллиптичности. Спектры угла поворота главных осей поляризационного эллипса демонстрируют сложное знакопеременное поведение в спектральной окрестности ENZ, при этом величина α достигает десятков градусов (рис. 4с). Отметим, что сходные результаты были получены для отраженного от ГММ света [46].

4. Магнитооптические эффекты в ГММ. В экспериментах по исследованию магнитооптического отклика (МО) структур ГММ, содержащих никель, образцы “2” и “3” были помещены в насыщающее поле постоянных магнитов, использовалась p -поляризация падающего света. В геометрии эффекта Фарадея, когда прикладываемое к структуре магнитное поле направлено вдоль волнового вектора падающего излучения (см. схему на рис. 5а), регистрировалось изменение интенсивности света, прошедшего через анализатор, ориентированный под углом 45° относительно плоскости падения света. Используя этот подход, были измерены частотно-угловые спектры магнитного контраста пропускания, $\rho(\lambda, \theta) = \frac{T_+(\lambda, \theta) - T_-(\lambda, \theta)}{T_+(\lambda, \theta) + T_-(\lambda, \theta)}$, где $T_+(\lambda, \theta)$ и $T_-(\lambda, \theta)$ – коэффициен-

ты пропускания, измеренные при противоположных значениях приложенного магнитного поля. Следует отметить, что величина ρ характеризует эффект магнитоиндуцированного поворота плоскости поляризации в ГММ, однако не дает возможность однозначно сделать вывод о его величине, поскольку, как пояснялось выше, проходящий свет, кроме магнитоиндуцированного поворота поляризации, приобретает эллиптичность из-за высокой анизотропии рассматриваемого ГММ. Сходные МО исследования были проведены в геометрии Войта, при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости падения. В таком случае анализировалась полная интенсивность прошедшего излучения при отсутствии анализатора перед спектрометром.

Отметим, что в магнитооптическом отклике реперной структуры (сплошной пленки никеля на поверхности АОА без наностержней Au) не наблюдаются особенностей в исследуемом спектральном диапазоне [44], следовательно, нижеприведенные эффекты характерны именно для композитных структур Ni + ГММ.

Частотно-угловые спектры магнитного контраста образца “2” в геометрии Фарадея (рис. 5а), полученные при падении излучения накладки со стороны пленки никеля, демонстрируют усиление МО отклика в спектральной окрестности ENP ($\lambda = 540$ нм). Максимальное значение ρ наблюдается при нормальном падении света на структуру и достигает 1.5%, что в несколько раз превосходит значение контраста для реперной пленки. По-видимому, это связано с сильной локализацией электромагнитного поля в структуре при возбуждении поперечного плазмона и соответствующим увеличением эффективности взаимодействия света с веществом. Вблизи ENZ наблюдается сложное знакопеременное поведение магнитного контраста, достигающего по абсолютной ве-

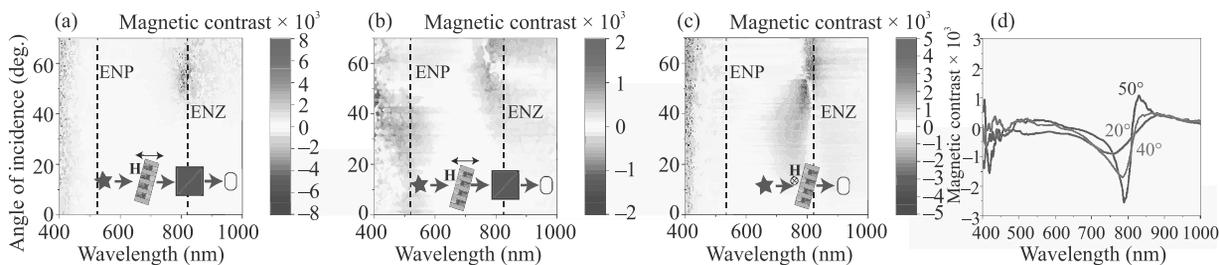


Рис. 6. (Цветной онлайн) Экспериментальные спектры магнитного контраста в ГММ “3”: (а) – в геометрии Фарадея, когда луч падает со стороны никелевых сегментов; (б) – в геометрии Фарадея, когда луч падает со стороны золотых сегментов; (с) – в геометрии Войта; (д) – срезы частотно-углового спектра (с) при различных углах падения излучения накачки

личине нескольких процентов (рис. 5а) [47]. При падении зондирующего излучения на структуру с другой стороны, т.е. при его прохождении сначала через ГММ, а затем через никелевую пленку, картина качественно не меняется, однако по абсолютной величине магнитный контраст примерно в 3 раза меньше.

Было обнаружено, что в геометрии Войта ненулевой магнитный контраст наблюдается только в окрестности ENZ (770–900 нм) и исключительно при наклонном падении зондирующего излучения (рис. 5б). Важно отметить, что вблизи ENZ-режима величина $\rho(\lambda, \theta)$ меняет знак и по абсолютной величине достигает $5 \cdot 10^{-3}$, тогда как для сплошной никелевой пленки магнитный контраст по крайней мере на порядок меньше.

Рассмотрим магнитооптические свойства массива бисегментированных Ni/Au наностержней в матрице оксида алюминия (образец “3”). Такой композитный метаматериал демонстрирует режимы ENZ и ENP при длинах волн света 540 и 790 нм, соответственно [39]. Экспериментальные результаты исследования МО отклика этой структуры в геометрии Фарадея приведены на рис. 6а, б. При падении света со стороны никелевых сегментов и последующего его прохождения через область с золотыми наностержнями в спектре магнитного контраста наблюдается единственная особенность – изменение знака $\rho(\lambda, \theta)$ при $\lambda \sim 800$ нм (рис. 6а), что сопровождается усилением магнитооптического эффекта $\rho = \pm 6 \cdot 10^{-3}$ при угле падения $\theta \sim 55^\circ$. Напротив, в случае падения света со стороны золотых наностержней (рис. 6б), $\rho(\lambda, \theta)$ мал везде, кроме спектральных областей ENP и ENZ, где магнитный контраст усиливается и меняет знак (рис. 6б). Так, вблизи ENP $\rho(\lambda_{\text{ENP}}, \pm 45^\circ) \approx \pm 1 \cdot 10^{-3}$. Вблизи ENZ при $\theta > 20^\circ$ наблюдается возрастание магнитного контраста, его величина достигает $\rho \approx \pm 2 \cdot 10^{-3}$; вместе с тем наблюдается смена знака ρ при $\theta = 65^\circ$.

В геометрии Войта наблюдается усиление магнитного контраста только в спектральной окрестности точки ENZ безотносительно направления следования зондирующего излучения (рис. 6с). Вблизи $\lambda = 800$ нм меняет знак $\rho(\lambda, \theta)$, его максимальное абсолютное значение составляет $\pm 2.5 \cdot 10^{-3}$ при угле падения $\theta \approx 50^\circ$. Для большей наглядности на рис. 6д приведены срезы спектров, представленных на рис. 6с, при нескольких углах падения.

В силу разного дизайна, структуры “2” и “3” имеют разные магнитные и МО свойства, однако, анализируя вид частотно-угловых спектров магнитного контраста в геометрии Фарадея, можно выделить общие черты: усиление МО эффекта вблизи λ_{ENZ} и смена знака ρ в этой области. Рассмотрим возможный механизм этих эффектов. Будем считать образец “3” состоящим из двух последовательных эффективных оптических слоев: (1) анизотропного ГММ, состоящего из наностержней золота в матрице АОА, и (2) композита никелевых наносегментов в той же диэлектрической матрице, причем двулучепреломляющие свойства последнего слоя пренебрежимо малы [39]. Тогда обе структуры представимы как последовательность двулучепреломляющего ГММ и изотропного магнитного слоя. В геометрии Фарадея при падении p -поляризованного излучения на магнитный слой плоскость поляризации света поворачивается за счет гиротропии никеля, поэтому в следующем слое ГММ распространяются две волны, обыкновенная и необыкновенная. В силу оптического дихроизма ГММ вблизи ENZ необыкновенная волна поглощается сильнее, чем обыкновенная, в результате ГММ эффективно “доворачивает” плоскость поляризации света, усиливая эффект Фарадея. В свою очередь, двулучепреломление в ГММ (рис. 2е, ф) приводит к появлению эллиптичности проходящего света, вызывая смену знака магнитного контраста вблизи ENZ. Следует отметить, что в отсутствие намаг-

ниченности слоя с никелевыми наностержнями падающее p -поляризованное излучение не будет испытывать изменения поляризации. Направление магнитного поля задает знак фарадеевского вращения в исследуемых композитных структурах, позволяя управлять поляризационным состоянием света. Вызванное ENZ-режимом усиление эффекта Фарадея делает такое управление более эффективным, чем при использовании структур только на основе никеля. Этот результат перспективен для применения в нанопотонике при создании магнитоуправляемых конвертеров поляризации.

В геометрии Войта спектры $\rho(\lambda, \theta)$ для ГММ “2” и “3” похожи и качественно, и количественно (рис. 6с и рис. 5b). Основной механизм усиления магнитооптического отклика и смены знака $\rho(\lambda, \theta)$ вблизи ENZ в этом случае заключается в том, что магнитоиндуцированное изменение показателя преломления никеля приводит к изменению граничных условий на концах наностержней, вызывающее спектральный сдвиг продольного плазмонного резонанса, нечетный по внешнему магнитному полю. Это приводит к наблюдаемой форме спектра $\rho(\lambda, \theta)$. Следует отметить, что подобное спектральное поведение магнитного контраста наблюдалось ранее в различных магнито-плазмонных структурах [18, 21, 22].

Подводя итог, следует отметить, что сочетание особых дисперсионных свойств ГММ с гиротропными свойствами ферромагнетика может привести к значительному усилению магнитооптических эффектов в спектральной окрестности особых точек ENP и ENZ, что перспективно для управления параметрами света (поляризацией и интенсивностью) путем приложения к среде статического магнитного поля.

5. Генерация второй гармоники в ГММ. При проведении нелинейно-оптических экспериментов в качестве источника излучения использовался импульсный фемтосекундный титан-сапфировый лазер, перестраиваемый в диапазоне длин волн 730–900 нм, генерирующий световые импульсы со спектральной шириной около 10 нм и длительностью 60 фс. Линейно поляризованное лазерное излучение фокусировалось на поверхность структуры в область с диаметром около 30 мкм, детектировалась интенсивность p -поляризованной компоненты второй гармоники (ВГ) в направлении прошедшего через ГММ луча.

Для образца “1” экспериментальный частотно-угловой спектр интенсивности ВГ при p -поляризованном излучении накачки демонстрирует максимум с центром при $\lambda = 820$ нм (т.е., вблизи ENZ) и угле падения $\theta = 15^\circ$ (рис. 7а).

Спектроскопия фазы ВГ была проведена методом однолучевой интерферометрии, впервые представленным в работе [48]. В качестве референсного источника ВГ использовали однородную тонкую пленку ИТО, помещенную в фокус двух сферических металлических зеркал, установленных на трансляторе (рис. 7b). В процессе измерения менялось относительное расстояние между гиперболической структурой и референсной пленкой ИТО, т.е. варьировалась разность оптических путей для волн накачки и ВГ, обусловленная дисперсией воздуха. Для различных значений длины волны накачки с шагом 10 нм были измерены интерферограммы, т.е. зависимости интенсивности ВГ от координаты транслятора $I_{2\omega}(Z)$; полученные зависимости аппроксимировались функцией вида $I_{2\omega}(Z) \propto A + I_0 \cos(2\pi Z/d(\lambda) + \varphi_S(\lambda))$, в результате были получены спектры фазы $\varphi_S(\lambda)$. Для выделения эффекта, специфичного для ГММ, полученные зависимости сравнивались с эталонными $\varphi_R(\lambda)$, измеренными аналогичным образом с заменой ГММ на вторую пленку ИТО. Следует отметить, что физический смысл имеет не абсолютное значение фазы, а его изменение при варьировании длины волны накачки вблизи особых точек ГММ.

На основе экспериментально полученных интерферограмм был вычислен спектр разности фаз $\Delta\Phi(\lambda) = \varphi_S(\lambda) - \varphi_R(\lambda) = \Delta\Phi^{\text{ГММ}} - \Delta\Phi^{\text{ИТО}}$, где $\Delta\Phi^\alpha = \Phi_{2\omega}^\alpha - 2\Phi_\omega^\alpha$, α – НММ или ИТО, $\Phi_\omega^{\text{ГММ}}$, $\Phi_\omega^{\text{ИТО}}$ – фаза волны накачки после ГММ и пленки ИТО, $\Phi_{2\omega}^{\text{ГММ}}$ и $\Phi_{2\omega}^{\text{ИТО}}$ – фазы волны ВГ от ГММ и ИТО. Поскольку у референсной пленки отсутствуют резонансы в исследуемом диапазоне, то спектральные особенности $\Delta\Phi(\lambda)$ связаны с ГММ. Обнаружено, что спектры $\Delta\Phi(\lambda)$ (рис. 7с) демонстрируют скачок фазы вблизи ENZ $\lambda = 820$ нм, величина которого зависит от угла падения θ .

Для анализа этого эффекта были проведены расчеты квадратичного нелинейно-оптического отклика ГММ путем решения уравнений Максвелла с использованием метода матриц распространения, адаптированного для процесса генерации ВГ. При моделировании структура рассматривалась как эффективная среда со спектральными зависимостями компонент тензора диэлектрической проницаемости, приведенными на рис. 2а, и не зависящей от длины волны квадратичной восприимчивостью, $\hat{\chi}^{(2)}$. Рассчитанный спектр интенсивности ВГ (рис. 8а) демонстрирует усиление квадратичного нелинейно-оптического отклика вблизи ENZ, что качественно согласуется с экспериментальными данными (рис. 7а). Следует отметить, что в мультислойных металл/диэлектрических ГММ расчеты демонстрируют аналогичное поведение спектра интенсивности ВГ [49].

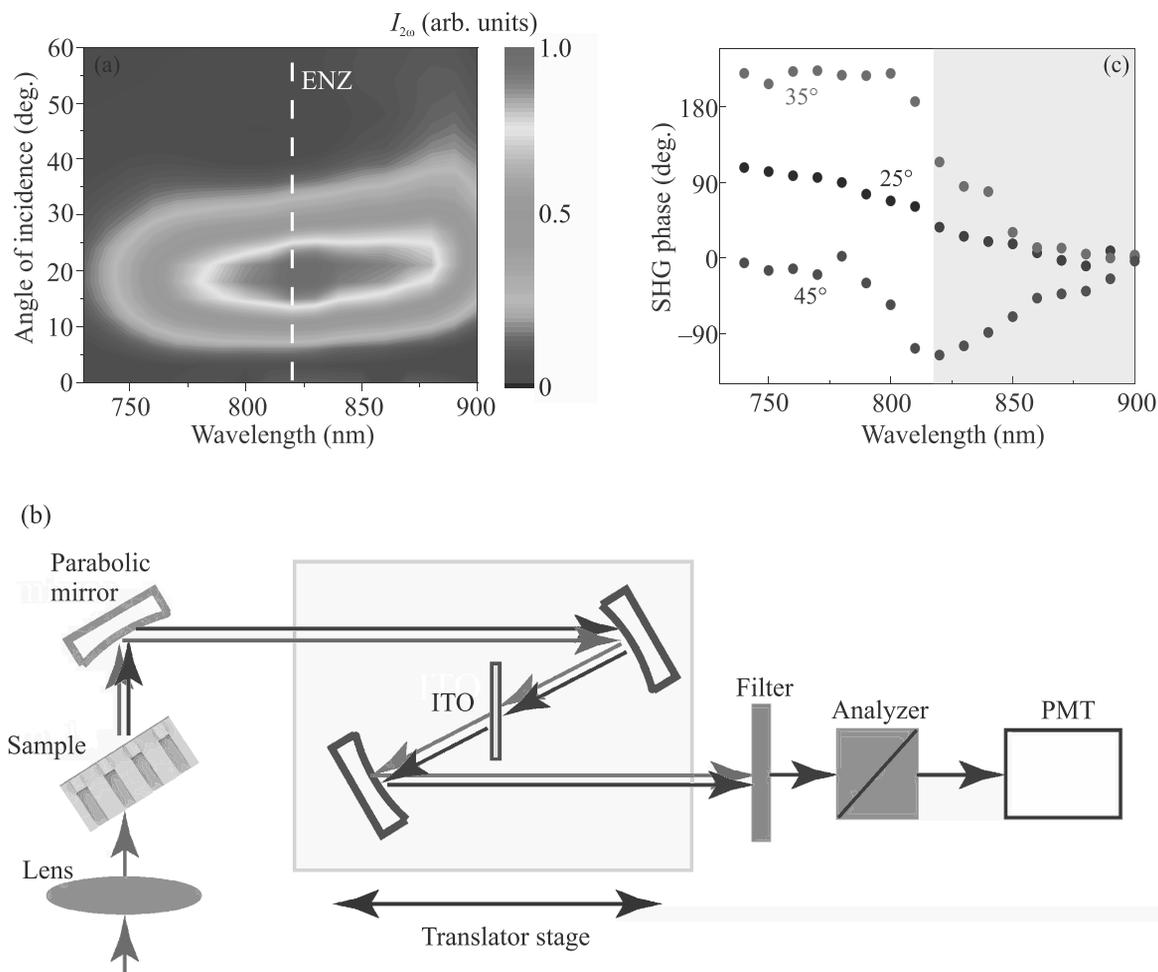


Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальный частотно-угловой спектр интенсивности генерации ВГ в ГММ “1”; (b) – схема однолучевой интерферометрии для измерения спектров фазы ВГ; (c) – экспериментальные спектры фазы ВГ, $\Delta\Phi(\lambda)$, при различных углах падения p -поляризованного излучения. Серым выделена область гиперболической дисперсии

Усиление нелинейно-оптических эффектов вблизи ENZ в ГММ может быть вызвано рядом механизмов, главным из которых является усиление поля накачки внутри структуры. Это свойство ГММ обусловлено тем, что на границе воздух/ГММ нормальная компонента вектора электрической индукции должна быть непрерывна, т.е. $E_{\omega,z}^{\text{air}} = \epsilon_{\parallel} E_{\omega,z}^{\text{HMM}}$, где $E_{\omega,z}^{\text{air}}$ и $E_{\omega,z}^{\text{HMM}}$ – нормальные компоненты поля накачки в воздухе и в ГММ соответственно (система координат указана на рис. 4). В режиме ENZ, когда $\text{Re}(\epsilon_{\parallel}) = 0$, резонансно возрастает z -компонента поля накачки $E_{\omega,z}^{\text{HMM}}$. Рассматривая ГММ как изотропную в плоскости пленки центросимметричную эффективную среду, в которой генерация ВГ происходит преимущественно на поверхности, можно записать нелинейную поляризацию в ГММ как $\mathbf{P}^{\text{NL}} = \mathbf{e}_x 2\chi_{xxx}^{(2)} E_{\omega,x}^{\text{HMM}} E_{\omega,z}^{\text{HMM}} +$

$+\mathbf{e}_z \left(\chi_{zzz}^{(2)} E_{\omega,z}^{\text{HMM}} E_{\omega,z}^{\text{HMM}} + \chi_{zxx}^{(2)} E_{\omega,x}^{\text{HMM}} E_{\omega,x}^{\text{HMM}} \right)$, где первый индекс $\chi_{ijk}^{(2)}$ соответствует компоненте \mathbf{P}^{NL} , а второй и третий – компонентам волны накачки. Поскольку вблизи ENZ резонансно возрастает поле $E_{\omega,z}^{\text{HMM}}$, то наибольший вклад в интенсивность второй гармоники дает слагаемое с $\chi_{zzz}^{(2)}$: $I_{2\omega} \propto |\mathbf{P}_p^{\text{NL}}|^2 T^2(\lambda, \theta) T(\lambda/2, \theta) \propto T^2(\lambda, \theta) T(\lambda/2, \theta) |E_{\omega,z}^{\text{HMM}}|^4$, где T – коэффициент пропускания света ГММ, λ – длина волны накачки. Отметим, что в рассматриваемом диапазоне длин волн накачки величина $T(\lambda/2, \theta)$ на частоте ВГ не имеет спектральных особенностей, а наблюдаемая частотно-угловая зависимость интенсивности ВГ является результатом совместного действия двух вкладов: (i) уменьшения пропускания на частоте накачки вблизи ENZ (рис. 3а); (ii) усиления внутри

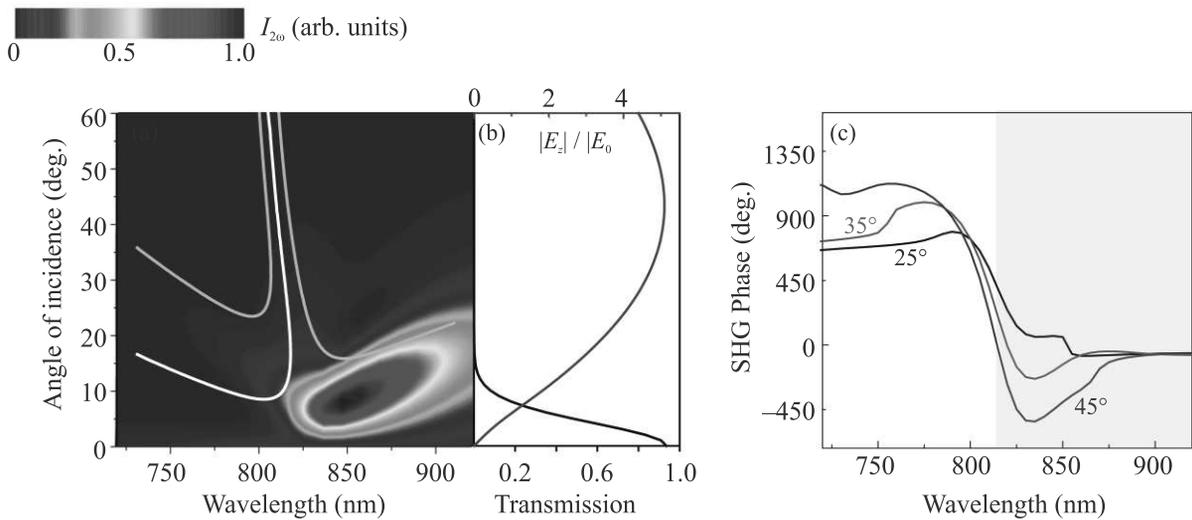


Рис. 8. (Цветной онлайн) Результаты расчетов квадратичного нелинейно-оптического отклика в ГММ: (a) – Частотно-угловой спектр интенсивности ВГ, белая кривая соответствует условию $\text{Re}(n_e(\lambda, \theta)) = \text{Re}(n_e(\lambda/2, \theta))$, серые кривые соответствуют условию $L = L_c = \lambda/4 * (\text{Re}(n_e(\lambda, \theta)) - \text{Re}(n_e(\lambda/2, \theta)))$; (b) – зависимость пропускания (черная кривая) и нормальной компоненты электрического поля в структуре (синяя кривая) от угла падения при $\lambda = 820$ нм; (c) – спектры фазы ВГ при различных углах падения излучения накачки. Серым выделена область гиперболической дисперсии

ГММ z -компоненты поля $E_{\omega,z}^{\text{HMM}}$, возрастающей в окрестности ENZ и имеющей угловую зависимость, представленную фиолетовой кривой на рис. 8b. Кроме того, за счет сильной дисперсии необыкновенного показателя преломления на частоте накачки вблизи ENZ в исследуемом спектральном диапазоне выполняется условие фазового синхронизма типа eee : $\text{Re}(n_e(\lambda, \theta)) = \text{Re}(n_e(\lambda/2, \theta))$ (вдоль белой кривой на рис. 8a). Этот дополнительный фактор может оказывать существенное влияние на генерацию ВГ. Границы области усиления ВГ за счет выполнения условия квазисинхронизма определяются соотношением $L = L_c$, где когерентная длина $L_c = \lambda/4 \cdot |\text{Re}(n_e(\lambda, \theta)) - \text{Re}(n_e(\lambda/2, \theta))|$ и L – длина наностержней, т.е. толщина ГММ. Серые кривые на рис. 8a демонстрируют эти границы. Совокупность перечисленных эффектов определяет спектр $I_{2\omega}(\lambda, \theta)$.

Рассчитанный спектр фазы ВГ, аналогично экспериментальному, демонстрирует скачок вблизи ENZ. Это связано с существенным изменением закона дисперсии волны накачки в ГММ вблизи λ_{ENZ} . В окрестности именно этой длины волны эллиптическая дисперсия трансформируется в гиперболическую, что сопровождается скачком $\text{Re}(n_e)$ (рис. 2e). Следует также отметить, что экспериментальная величина скачка $\Delta\Phi^{\text{HMM}}(\lambda)$ составляет около 200° , что намного меньше расчетных величин (800 – 1200°). Это, по-видимому, связано с

большим шагом по длине волны, использованным при проведении измерений $\Delta\Phi^{\text{HMM}}(\lambda)$, что обусловлено сопоставимой с ним шириной спектра лазерного излучения. Если сдвиг фаз между соседними спектральными точками превышает 360° , это невозможно разрешить с помощью данной экспериментальной методики. Более плавный скачок в экспериментальной зависимости $\Delta\Phi^{\text{HMM}}(\lambda)$ по сравнению с теоретической объясняется поглощением ГММ и рассеянием света на боковых стенках наностержней [50]. Таким образом, скачок фазы ВГ может играть роль индикатора перехода от эллиптического к гиперболическому режиму дисперсии.

Аналогичные эксперименты и расчеты параметров нелинейно-оптического отклика ГММ “1” были проведены и для s -поляризованного излучения накачки. В этом случае, однако, не возникает резонансного усиления нормальной компоненты электрического поля в структуре, поэтому не наблюдается значительного усиления интенсивности ВГ вблизи ENZ, а фаза нелинейного сигнала почти не зависит от длины волны $\Delta\Phi^{\text{HMM}}(\lambda) \approx \text{const}$ [50]. Расчеты показали, что в исследуемом частотно-угловом диапазоне выполнение ooo -синхронизма невозможно.

Таким образом, формирование нелинейно-оптического отклика ГММ в спектральной окрестности ENZ является сложным процессом и определяется несколькими факторами – усилением

нормальной компоненты поля накачки, изменением закона дисперсии, фазовым квазисинхронизмом и поглощением света в среде. Фундаментальные исследования таких эффектов важны для понимания механизмов взаимодействия света с наноструктурированными материалами.

6. Динамика лазерных импульсов в ГММ.

Экспериментальные исследования особенностей распространения сверхкоротких лазерных импульсов света в ГММ проводились с использованием излучения фемтосекундного лазера, генерирующего импульсы света с длительностью около 80 фс [37, 38]. Их запаздывание в структуре “4” определялось при помощи нелинейной кросс-корреляционной методики, основанной на измерении мощности излучения ВГ, возникающего при неколлинеарном взаимодействии сигнального и опорного лазерных импульсов в нелинейном кристалле ВВО в зависимости от задержки опорного импульса, вносимой управляемой линией задержки. Этот подход позволил измерить кросс-корреляционные функции интенсивности *p*-поляризованных импульсов света, прошедших через ГММ, для различных углов падения излучения θ в диапазоне длин волн света $\lambda = 720\text{--}900$ нм. Отмеченный спектральный диапазон “накрывает” области эллиптической и гиперболической дисперсий, а также ENZ-режим, имеющий место для структуры “4” при длине волны света 760 нм.

Обнаружена сильная зависимость величины задержки импульсов в структуре от угла падения света с центральной длиной волны 760 нм. Это проиллюстрировано на рис. 9а, где показаны кросс-

области положительных величин временной шкалы указывает на задержку света в ГММ. Напротив, максимум, наблюдаемый при отрицательных значениях шкалы, говорит о сверхсветовом распространении, т.е. о прохождении импульса через ГММ со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Этот режим прохождения лазерного импульса через ГММ обнаружен при наклонном падении излучения для $\theta < 11^\circ$ и в окрестности $\theta = 22^\circ$ (рис. 9а). Так при нормальном падении лазерного импульса его задержка в ГММ пренебрежимо мала (красная кривая на рис. 9а), а увеличение угла падения вызывает отрицательную задержку импульса в метаматериале, достигающую $\tau = -29$ фс при $\theta = 10.5^\circ$ (зеленая кривая на рис. 9а). Кроме этого, обнаружено, что при указанном угле падения происходит переход к эффекту усиленного запаздывания импульса в ГММ, достигающего $\tau = 42$ фс (синяя кривая на рис. 9а). Полученные значения опережения и задержки света в ГММ можно сопоставить групповым показателям преломления $n_g = -14$ и $n_g = 24$ соответственно, которые существенно отличаются от значений n_g для традиционных оптических сред. Примечательно, что трансформация одного эффекта в другой происходит в очень узком диапазоне углов падения света $\Delta\theta \approx 0.75^\circ$. Аналогичное поведение импульсов в ГММ возникает в окрестности другого угла падения света, $\theta = 22^\circ$. Следует отметить, что выявленный эффект сверхсветового распространения лазерных импульсов, конечно, не нарушает теорию относительности; сходные явления наблюдались ранее для света, взаимодействующего с резонансными атомными системами [51].

Обнаружено, что выявленные динамические эффекты связаны именно с ENZ особенностью ГММ. Это продемонстрировано на рис. 9б, где приведена измеренная частотно-угловая карта задержки импульса τ в ГММ. Хорошо видно, что временные эффекты резонансно усиливаются в окрестности длины $\lambda = 760$ нм, соответствующей ENZ. При этом спектральная ширина резонанса мала и составляет около $\Delta\lambda \approx 17$ нм.

Анализ и проведенные расчеты показывают, что обнаруженные эффекты быстрого и медленного света связаны с возникновением внутриимпульсных биеений поля в ГММ [37, 38]. При согласовании центральной длины волны падающего импульса с ENZ-режимом ГММ высокое поглощение света в этом метаматериале вблизи λ_{ENZ} “вырезает” центральную часть спектра импульса, формируя две разнесенные частотные компоненты, приводя тем самым к биениям оптического поля внутри импульса. При этом

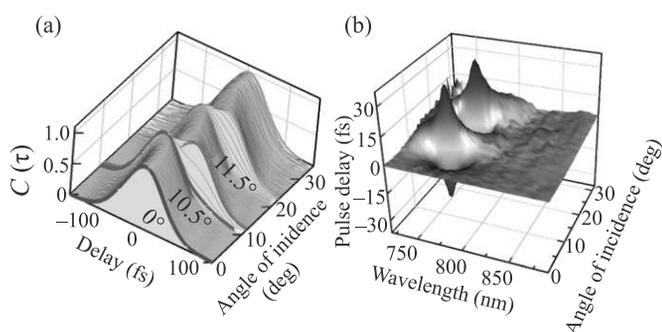


Рис. 9. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальная угловая зависимость кросс-корреляционной функции (C) импульсов света с $\lambda = 760$ нм, прошедших через ГММ. Цветом указаны несколько углов падения излучения на ГММ. (б) – Частотно-угловая зависимость времени задержки импульсов в ГММ

корреляционные функции импульсов, прошедших ГММ. Расположение максимума этой функции в

имеет место необычная ситуация, заключающаяся в том, что одна спектральная половина импульса испытывает эллиптическую дисперсию, а вторая половина – гиперболическую. Эта особенность приводит к отрицательной величине скорости огибающей внутриимпульсных биений и влечет за собой возникновение эффекта “быстрого” света. Точные расчеты, выполненные с использованием комбинации метода матриц распространения, адаптированного для анизотропных сред, фурье-преобразования временной зависимости поля лазерного импульса и модели эффективной среды для композитных гиперболических сред, дают хорошее согласие с результатами эксперимента [37, 38].

Обнаруженный эффект может быть полезен в системах оптической передачи данных для реализации перестраиваемой линии задержки и синхронизации данных, а также приложений сенсорики. Важность выявленной динамики лазерного импульса в ГММ связана с перспективой применения этих сред в области фотоники сверхкоротких лазерных импульсов в качестве оптических переключателей и модуляторов лазерных импульсов света [52].

7. Заключение. Проведенные в течение последних нескольких лет экспериментальные и численные исследования демонстрируют уникальные оптические, магнито- и нелинейно-оптические свойства ГММ на основе массивов золотых и серебряных наностержней в матрице анодного оксида алюминия. Гигантское двулучепреломление этих сред открывает перспективы для создания на базе ГММ миниатюрных преобразователей поляризации электромагнитного излучения, а сочетание с ГММ сред с ферромагнитными материалами дает возможность сделать такие устройства магнитоуправляемыми. Обнаруженные эффекты “быстрого” и “медленного” света в ГММ перспективны для управления сверхкороткими лазерными импульсами. Резонансное усиление генерации второй гармоники, связанное с выполнением условия квазисинхронизма, перспективно для преобразователей частоты света.

Дальнейшие исследования могут быть связаны с оптимизацией параметров структур, в частности, изготовление и исследование ГММ на основе серебряных наностержней, где подбором объемной доли металла можно добиться выполнения условия $2\lambda_{\text{ENP}} = \lambda_{\text{ENZ}}$, разработкой других дизайнов композитов “ГММ + ферромагнетик”, исследованием самотождественности света в ГММ и прочие.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант # 18-73-10151) и Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

1. A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, *Nat. Photonics* **7**, 948 (2013).
2. P. Huo, S. Zhang, Y. Liang, Y. Lu, and T. Xu, *Adv. Opt. Mater.* **7**(14), 1801616 (2019).
3. Zh. Guo, H. Jiang, and H. Chen, *J. Appl. Phys.* **127**(7), 071101 (2020).
4. Н. А. Жарова, А. А. Жаров, А. А. Жаров, м. л., *ЖЭТФ* **156** 3(9), 396 (2019).
5. L. Ferrari, J. Stephen, Th. Smalley, Y. Fainman, and Zh. Liu, *Nanoscale* **9**, 9034 (2017).
6. T. Li, V. Nagal, D. H. Gracias, and J. B. Khurgin, *Opt. Express* **25**(12), 13588 (2017).
7. D. Lee, Y. D. Kim, M. Kim, S. So, H.-J. Choi, J. Mun, D. M. Nguyen, T. Badloe, J. D. Ok, K. Kim, H. Lee, and J. Rho, *ACS Photonics* **5**(7), 2549 (2018).
8. K. V. Sreekanth, M. ElKabbash, Y. Alapan, E. Ilker, M. Hinczewski, U. A. Gurkan, and G. Strangi, *EPJ Appl. Metamat.* **4**, 1 (2017).
9. A. V. Kabashin, P. Evans, S. Pastkovsky, W. Hendren, G. A. Wurtz, R. Atkinson, R. Pollard, V. A. Podolskiy, and A. V. Zayats, *Nat. Mater.* **8**, 867 (2009).
10. N. Vasilantonakis, M. E. Nasir, W. Dickson, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats, *Laser Photonics Rev.* **9**(3), 345 (2015).
11. L. Ferrari, Ch. Wu, D. Lepage, X. Zhang, and Zh. Liu, *Progress in Quantum Electron.* **40**, 1 (2015).
12. P. Shekhar, J. Atkinson, and Z. Jacob, *Nano Convergence* **1**(14), 1 (2014).
13. R. Atkinson, W. R. Hendren, G. A. Wurtz, W. Dickson, A. V. Zayats, P. Evans, and R. J. Pollard, *Phys. Rev. B* **73**, 235402 (2006).
14. P. Evans, W. R. Hendren, R. Atkinson, G. A. Wurtz, W. Dickson, A. V. Zayats, and R. J. Pollard, *Nanotechnology* **17**, 5746 (2006).
15. A. P. Leontiev, O. Yu. Volkova, I. A. Kolmychek, A. V. Venets, A. P. Pomezov, V. S. Stolyarov, T. V. Murzina, and K. S. Napolskii, *Nanomaterials* **9**(5), 739 (2019).
16. S. A. Dyakov, I. M. Fradkin, N. A. Gippius, L. Klompaker, F. Spitzer, E. Yalcin, I. A. Akimov, M. Bayer, D. A. Yavsin, S. I. Pavlov, A. B. Pevtsov, S. Y. Verbin, and S. G. Tikhodeev, *Phys. Rev. B* **100**, 214411 (2019).
17. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, and A. K. Zvezdin, *J. Opt. Soc. Am. B* **26**(8), 1594 (2009).
18. G. Armelles, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J. M. Garcia-Martin, M. U. Gonzales, J. B. Gonzalez-Diaz, E. Ferreiro-Vila, and J. F. Torrado, *J. Opt. A.: Pure Appl. Opt.* **11**, 114023 (2009).
19. I. A. Kolmychek, K. A. Lazareva, E. A. Mamonov, E. V. Skorokhodov, M. V. Sapozhnikov, V. G. Golubev, and T. V. Murzina, *Materials* **14**(13), 3481 (2021).

20. I. A. Kolmychek, T. V. Murzina, A. A. Nikulin, E. A. Gan'shina, and O. A. Aktsipetrov, *JETP Lett.* **90** (7), 552 (2009).
21. J. B. Gonzalez-Diaz, A. Garcia-Martin, G. Armelles, J. M. Garcia-Martin, C. Clavero, A. Cebollada, R. A. Lukaszew, J. R. Skuza, D. P. Kumah, and R. Clarke, *Phys. Rev. B* **76**, 153402 (2007).
22. И. А. Колмычек, А. Н. Шайманов, А. В. Барышев, Т. В. Мурзина, *Письма в ЖЭТФ* **102**(1), 50 (2015).
23. А. Р. Газизов, А. В. Харитонов, С. С. Харинцев, *Письма в ЖЭТФ* **113**(3), 152 (2021).
24. O. Reshef, I. de Leon, M. Z. Alam, and R. W. Boyd, *Nat. Rev. Mater.* **4**, 535 (2019).
25. M. Z. Alam, I. De Leon, and R. W. Boyd, *Science* **352**(6287), 795 (2016).
26. M. A. Vincenti, D. de Ceglia, A. Ciattoni, and M. Scalora, *Phys. Rev. A* **84**, 063826 (2011).
27. X. Wen, G. Li, Ch. Gu, J. Zhao, Sh. Wang, Ch. Jiang, S. Palomba, C. Martijn de Sterke, and Q. Xiong, *ACS Photonics* **5**(6), 2087 (2018).
28. A. Capretti, Y. Wang, N. Engheta, and L. Dal Negro, *ACS Photonics* **2**, 1584 (2015).
29. L. Caspani, R. P. M. Kaipurath, M. Clerici, M. Ferrera, T. Roger, J. Kim, N. Kinsey, M. Pietrzyk, A. DiFalco, V. M. Shalaev, A. Boltasseva, and D. Faccio, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 233901 (2016).
30. B. Duncan, L. Perret, S. Palomba, M. Lapine, B. T. Kuhlmey, and C. Martijn de Sterke, *Sci. Rep.* **5**, 8983 (2015).
31. Y. Sun, Zh. Zheng, J. Cheng, G. Sun, and G. Qiao, *Opt. Express* **23**(5), 6370 (2015).
32. S. Wicharn, S. Plaipichita, Th. Seesamb, and P. Buranasiri, *Proc. SPIE* **10516**, 10516M (2018).
33. S. Wicharn and P. Buranasiri, *Proc. SPIE* **10714**, 107140H (2018).
34. P. Kelly and L. Kuznetsova, *Applied Physics B* **124**(4), 1 (2018).
35. P. Kelly and L. Kuznetsova, *OSA Continuum* **3**(11), 3225 (2020).
36. A. D. Neira, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats, *Sci. Rep.* **5**(1), 1(2015).
37. V. B. Novikov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *Opt. Lett.* **46**(10), 2276 (2021).
38. V. Novikov, *Proc. SPIE* **11769**, 117690G (2021).
39. I. V. Malysheva, I. A. Kolmychek, A. M. Romashkina, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *Nanotechnology* **32**(30), 305710 (2021).
40. А. Р. Помозов, И. А. Колмычек, Е. А. Ганьшина, О. Ю. Волкова, А. Л. Леонтьев, К. С. Напольский, Т. В. Мурзина, *Физика твердого тела* **60** (11), 2224 (2018).
41. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic, N.Y. (2012).
42. I. A. Kolmychek, A. R. Pomozov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *Physics of Metals and Metallography* **120**(13), 1266 (2019).
43. I. A. Kolmychek, I. V. Malysheva, V. B. Novikov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *Phys. Rev. B* **102**(24), 241405 (2020).
44. I. A. Kolmychek, A. R. Pomozov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *Opt. Lett.* **43**(16), 3917 (2018).
45. I. A. Kolmychek, A. R. Pomozov, V. B. Novikov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *Opt. Express* **27**(22), 32069 (2019).
46. P. Ginzburg, F. G. Rodriguez Fortuno, G. A. Wurtz, W. Dickson, A. Murphy, F. Morgan, R. J. Pollard, I. Iorsh, A. Atrashchenko, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, A. Nevet, G. Ankonina, M. Orenstein, and A. V. Zayats, *Opt. Express* **21** (12), 14907 (2013).
47. A. R. Pomozov, I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *J. Phys. Conf. Ser.* **1092**(1), 012058 (2018).
48. R. Stolle, G. Marowsky, E. Schwarzberg, and G. Berkovic, *Appl. Phys. B* **63**, 491 (1996).
49. M. A. Vincenti, M. Kamandi, D. de Ceglia, C. Guclu, M. Scalora, and F. Capolino, *Phys. Rev. B* **96**, 045438 (2017).
50. I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, I. V. Malysheva, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *Opt. Lett.* **45**(7), 1866 (2020).
51. M. D. Stenner, D. J. Gauthier, and M. A. Neifeld, *Nature* **425**, 695 (2003).
52. L. H. Nicholls, F. J. Rodríguez-Fortuño, M. E. Nasir, R. M. Córdova-Castro, N. Olivier, G. A. Wurtz, and A. V. Zayats, *Nat. Photonics* **11**(10), 628 (2017).

Enhanced nonlinear photoluminescence of Au-carbon dot nano hybrids produced by photocatalytic reduction of Au(III) ions

A. A. Astafiev^{+×1)}, A. M. Shakhov^{+×}, S. A. Minayeva^{*}, V. A. Nadtochenko^{+×}

⁺N. N. Semenov Federal Research Center for Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia

^{*}Federal Research Center “Crystallography and Photonics”, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia

[×]Chemistry Department, Moscow State University, 119991 Moscow, Russia

Submitted 24 October 2021

Resubmitted 27 October 2021

Accepted 27 October 2021

DOI: 10.31857/S1234567821230038

Nanoscale luminescent carbonaceous particles or carbon dots (CD) are a promising class of nanomaterials for applications in bioimaging, photocatalysis, light emitting devices and chemical sensing. Combination with gold or silver nanoparticles enhance and modulate optical properties of carbon dots due to effects of localized surface plasmon resonance (LSPR) [1]. Nonlinear optical effects are especially strongly affected by local field enhancement due to LSPR [2] and can be tailored by dimensions, shape and surface density of plasmonic particles bound to the carbon dot.

We describe production of Au-CD nano hybrids by photoreduction of Au(III) ions, where CD operate as both a photoreducing agent and a platform for controlled deposition of Au nanoparticles [1]. Carbon dots produced from acetonitrile by femtosecond laser synthesis [3] were mixed with gold precursor (HAuCl₄) in aqueous solution and irradiated with continuous wave light of a blue diode. Upon light absorption CD donated photoexcited electrons to Au(III) ions, which were reduced to Au⁰ and assembled into Au nanoparticles decorating CD surface (Fig. 1a). Raman and energy-dispersive X-Ray spectroscopy confirmed that Au particles formed by photoreduction were bound to carbon dots. We produced a series of Au-CD hybrids with a different ratio of gold to CD volume. Analysis of extinction spectra of Au-CDs demonstrates that the mean diameters of Au nanoparticles deposited on CD are within nanometers range and their size and surface density are tuned by the ratio of concentrations of gold precursors and carbon dots.

Uncovered CD exhibited blue photoluminescence when excited by near-ultraviolet light, which was quenched upon photoreduction of gold and formation

of Au-CD hybrids due to energy transfer from CD to metal. By contrast, Au-CD hybrids had strongly enhanced nonlinear photoluminescence (NPL) excited by near-infrared femtosecond laser pulses. NPL integral intensity could be two orders of magnitude larger than intensity of NPL of uncovered CD of the same concentration in aqueous solution (Fig. 1b). Integral intensity of Au-CD NPL depended nonlinearly on the volume of photodeposited gold and increased by 150 times with 6-fold increase of the gold volume.

Owing to broadband emission spectrum and very short luminescence lifetime (smaller than 50 ps) NPL of Au-CD hybrids is attributed to photoluminescence of metallic gold nanoparticles. The NPL emission spectrum of Au-CD hybrids broadened and shifted to shorter wavelengths with increase of the excitation laser power (Fig. 1c). The NPL integral intensity was approximated as a power function of the excitation power $I \sim P^\alpha$, where the power parameter α was non-integer and varied from 2.2 to 2.45. Similarly, NPL spectral intensity $I(\lambda)$ could be also described as power function of the excitation power $P^{\alpha(\lambda)}$, where the power parameter $\alpha(\lambda)$ monotonically increased with increase of the emitted photon energy. Peculiarities of the Au-CD NPL can be explained by a model of thermal emission of hot electrons in gold [4, 5]. Photons are emitted when electrons, excited by laser pulses above the Fermi level, relax to unoccupied levels in the conduction band. Intraband transitions within the conduction band of gold are promoted by enhanced and strongly localized electrical fields in and near plasmonic nanoparticles.

In conclusion, we demonstrated a method for controlled growth of Au nanoparticles on carbon dots and formation of Au-CD nano hybrids. These nano hybrids emit photoluminescence all over the visible range upon excitation with near-infrared ultrashort laser pulses.

¹⁾e-mail: astafiev.artiom@gmail.com

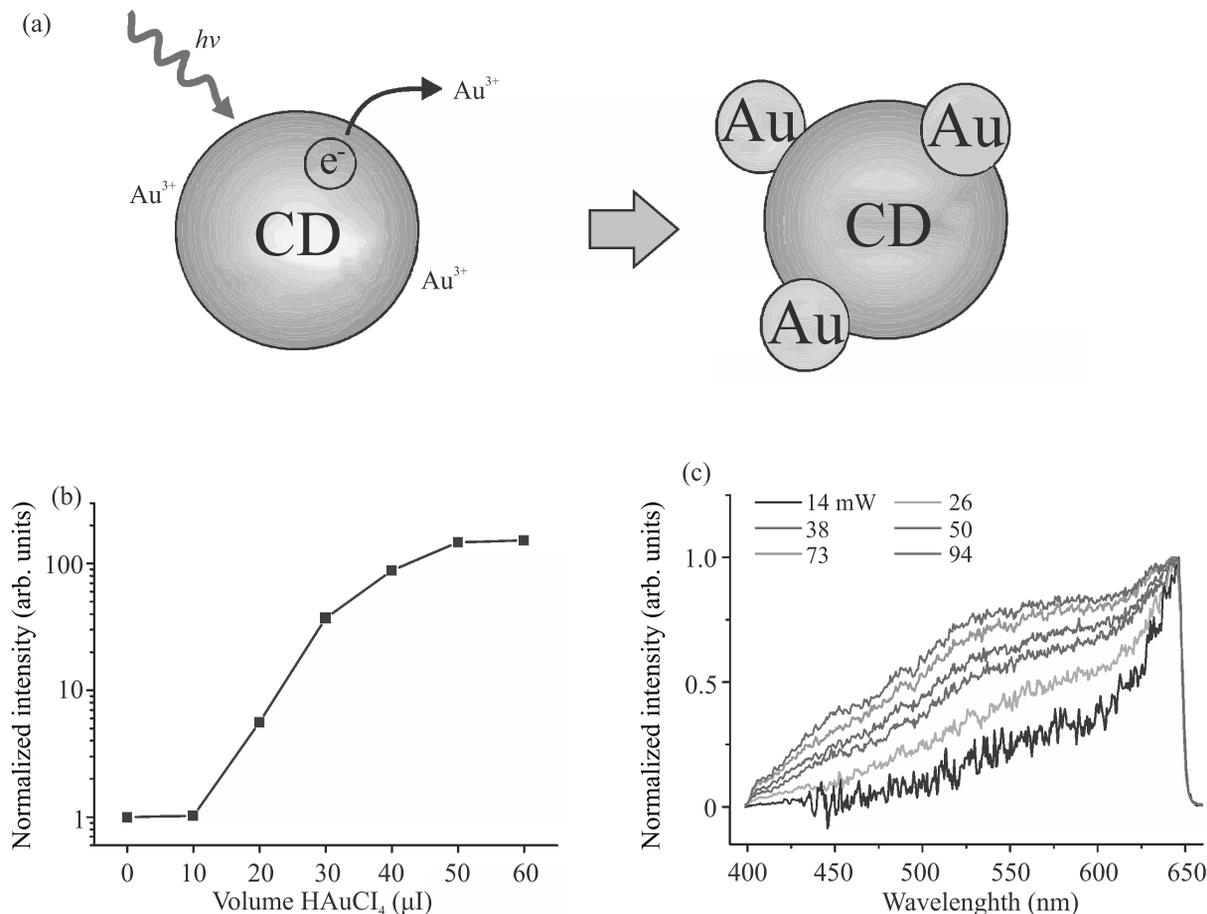


Fig. 1. (Color online) (a) – Schematic representation of Au-CD hybrid formation by photoreduction of Au(III) ions. (b) – Integral NPL intensity of Au-CD hybrids at the same concentration in water excited by femtosecond laser pulses as a function of the volume of gold precursor used to obtain the hybrids. Zero volume corresponds to CD without decorating gold nanoparticles. (c) – Comparison of normalized NPL spectra of Au-CD registered at different excitation laser powers

Broadband emission spectrum and short luminescence lifetimes are attractive properties for nonlinear luminescence imaging with Au-CD nano hybrids.

The work has financial support from the Russian Scientific Foundation grant # 21-72-20169. The measurements were performed in the FRCCP shared research facilities # 506694 and large-scale research facilities # 1440743.

This is an excerpt of the article “Enhanced nonlinear photoluminescence of Au-carbon dot nano hybrids produced by photocatalytic reduction of Au(III) ions”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364021230016

1. L. Cao, S. Sahu, P. Anilkumar, C.E. Bunker, J. Xu, K. A. S. Fernando, P. Wang, E. A. Gulians, K. N. Tackett, and Y.-P. Sun, *JACS* **133**, 13 (2011).
2. S.I. Kudryashov, P.A. Danilov, S.G. Bezhanov, A. A. Rudenko, A. A. Ionin, S. A. Uryupin, S. F. Uman-skaya, and N. A. Smirnov, *JETP Lett.* **109**, 6 (2019).
3. A. A. Astafiev, A. M. Shakhov, A. S. Kritchenkov, V. N. Khrustalev, D. V. Shepel, V. A. Nadtochenko, and A. G. Tskhovrebov, *Dyes Pigm.* **188**, 109176 (2021).
4. M. B. Agranat, S. I. Ashitkov, A. V. Ovchinnikov, D. S. Sitnikov, A. A. Yurkevich, O. V. Chefonov, L. T. Perel'man, S. I. Anisimov, and V. E. Fortov, *JETP Lett.* **101**, 9 (2015).
5. T. Haug, P. Klemm, S. Bange, and J. M. Lupton, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 6 (2015).

Оптимизация параметров фотостимулированных резистивных переключений в пленках фталоцианинов

К. А. Дроздов⁺¹⁾, И. В. Крылов⁺, В. А. Василик⁺, А. Д. Косов⁺, Т. В. Дубинина^{+*}, М. В. Седова[×],
Л. И. Рябова⁺

⁺ МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} Институт физиологически активных соединений РАН, 142432 Черноголовка, Россия

[×] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 октября 2021 г.

После переработки 28 октября 2021 г.

Принята к публикации 29 октября 2021 г.

Показано, что процесс оптически индуцированного резистивного переключения в пленках на основе макрогетероциклических красителей коррелирует с пространственной локализацией молекулярных орбиталей (центр или периферия в координационном соединении). Индуцированное внешней подсветкой пространственное перераспределение зарядов может способствовать как формированию проводящего состояния, так и блокировать его образование. Переход от раствора к пленке для исследуемых образцов происходит без существенного искажения энергетического спектра молекул, что позволяет применить численные методы расчета орбиталей в изолированных молекулах для пленок. Прогнозирование реакции системы на внешнее воздействие существенно упрощает выбор материалов с желаемыми свойствами для практических приложений.

DOI: 10.31857/S123456782123004X

Введение. Фталоцианины представляют собой органические макроциклы, способные образовывать комплексные соединения почти со всеми металлами. Для фталоцианинов и их аналогов характерны интенсивное поглощение в видимой и ближней ИК-областях, высокая термическая и фотохимическая стабильность, простота структурных модификаций, дешевизна и относительная простота синтеза. Оптические и электрофизические свойства материалов на основе фталоцианинов коррелируют с геометрией их молекул, природой функциональных периферийных групп и центральных ионов металла [1]. Разработка подходов к синтезу позволяет значительно расширить области применения этих материалов для создания фотодетекторов [2, 3], солнечных элементов [4], резистивной памяти с произвольным доступом [5].

Одной из характерных особенностей пленок, изготовленных на основе фталоцианинов и их аналогов, является наличие обратимых резистивных переключений – перехода между состояниями с разной проводимостью. В этих структурах процесс резистивного переключения можно описать с помощью модели проводящих каналов [6–8]. В сильных элект-

рических полях атомы из контакта инжектируются в органическую матрицу. При некоторых критических значениях напряженности электрического поля E_c эти атомы образуют устойчивую сеть тонких металлических каналов, пронизывающих всю структуру [9–11]. Характерный диаметр каналов зависит от формирующего канал атомов и, например, для серебра составляет несколько десятков нанометров [10, 11]. При некоторых критических значениях тока каналы разрушаются из-за теплового нагрева.

Для ряда структур может быть реализована серия состояний неустойчивого равновесия с промежуточным сопротивлением при напряженности электрического поля $E_m < E_c$. В этих метастабильных промежуточных состояниях каналы постоянно разбиваются на отдельные фрагменты и воссоздаются заново, не обязательно в идентичной конфигурации [11]. При этом форма и размеры фрагментов могут меняться под внешним воздействием [12]. Транспорт носителей заряда в метастабильном состоянии определяется не только структурой каналов, но и энергетическими барьерами, разделяющими фрагменты каналов [8, 13].

Поперечное сечение, плотность и взаимное перекрытие, фрагментированность металлических каналов определяют проводимость [8, 14], а также крити-

¹⁾ e-mail: kadrozdv@gmail.com

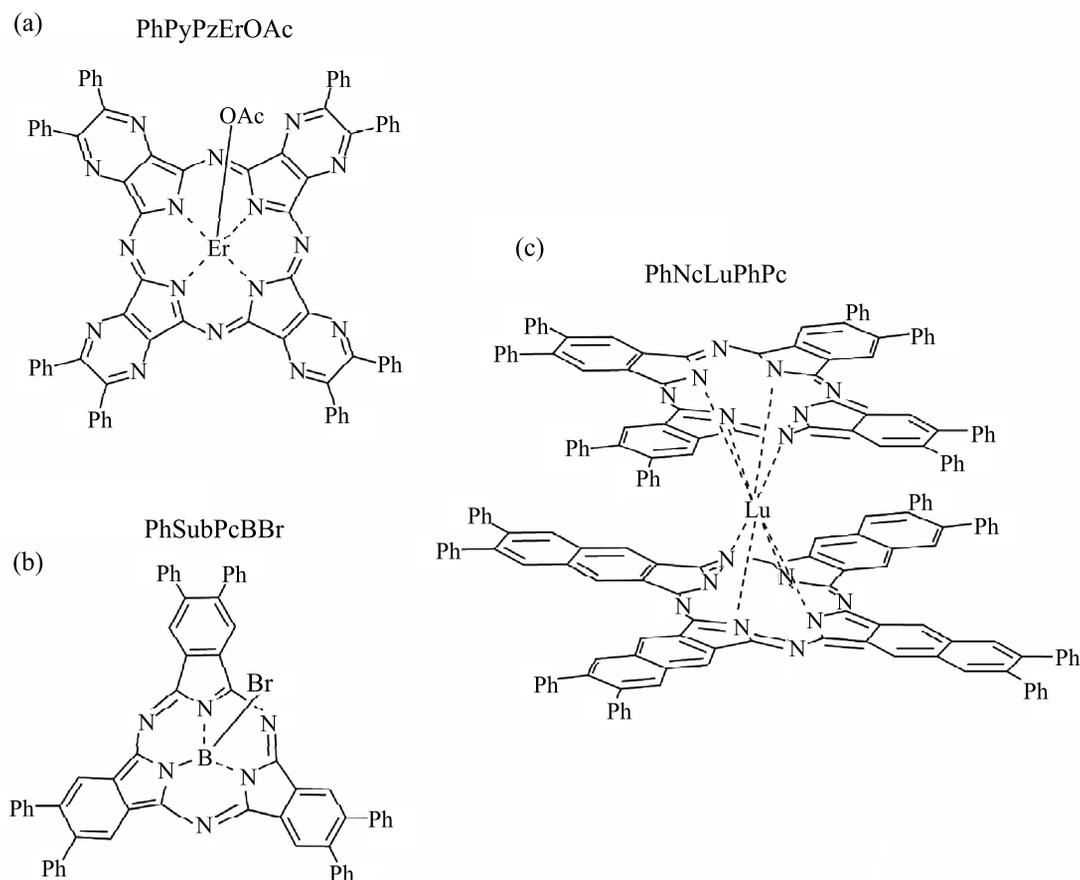


Рис. 1. Схематическая структура молекулы PhPyPzErOAc (a), PhSubPcBBr (b), PhNcLuPhPc (c). OAc = CH₃COO-

ческие значения E_m , E_c . В свою очередь, на конфигурацию сети каналов сильно влияют свойства органической матрицы и ряд внешних факторов, в том числе подсветка. В условиях внешней подсветки величина напряженности электрического поля, при котором происходит переход из непроводящего состояния, может как возрастать [15], так и уменьшаться [16].

В работе исследуется эффект воздействия внешнего излучения на резистивные переключения в пленках фталоцианинов и их аналогов. Установление закономерностей, позволяющих прогнозировать реакцию системы на внешнюю подсветку, являлось основной целью настоящей работы. Это позволит в значительной мере облегчить целенаправленный поиск материалов для конкретных практических приложений (например, для создания фотодетекторов).

Материалы и методы. Объекты настоящего исследования выбирались с учетом их структурных особенностей, а также фото- и термической

стабильности пленок, сформированных из рассматриваемых молекул. В координационном соединении пиразинопорфирина эрбия (PhPyPzErOAc) строение макроцикла пиразинопорфирина практически плоское (рис. 1a). Молекула субфталоцианина бора (PhSubPcBBr) имеет структуру конической формы (рис. 1b). Координационное соединение лутетия (PhNcLuPhPc) относится к соединениям сэндвичевого типа, в которых центральный ион лантанида расположен между макроциклами фталоцианина (Pc) и нафталоцианина (Nc) (рис. 1c). Выбор структуры с различными макроциклами обусловлен большей устойчивостью к окислению по сравнению с симметричными аналогами [17].

Приготовление растворов проводилось в соответствии с протоколами, описанными для PhPyPzErOAc [18], PhSubPcBBr [19] и PhNcLuPhPc [20]. Выбор конечного растворителя производился исходя из требований стабильности органических молекул, высокой растворимости и отсутствие

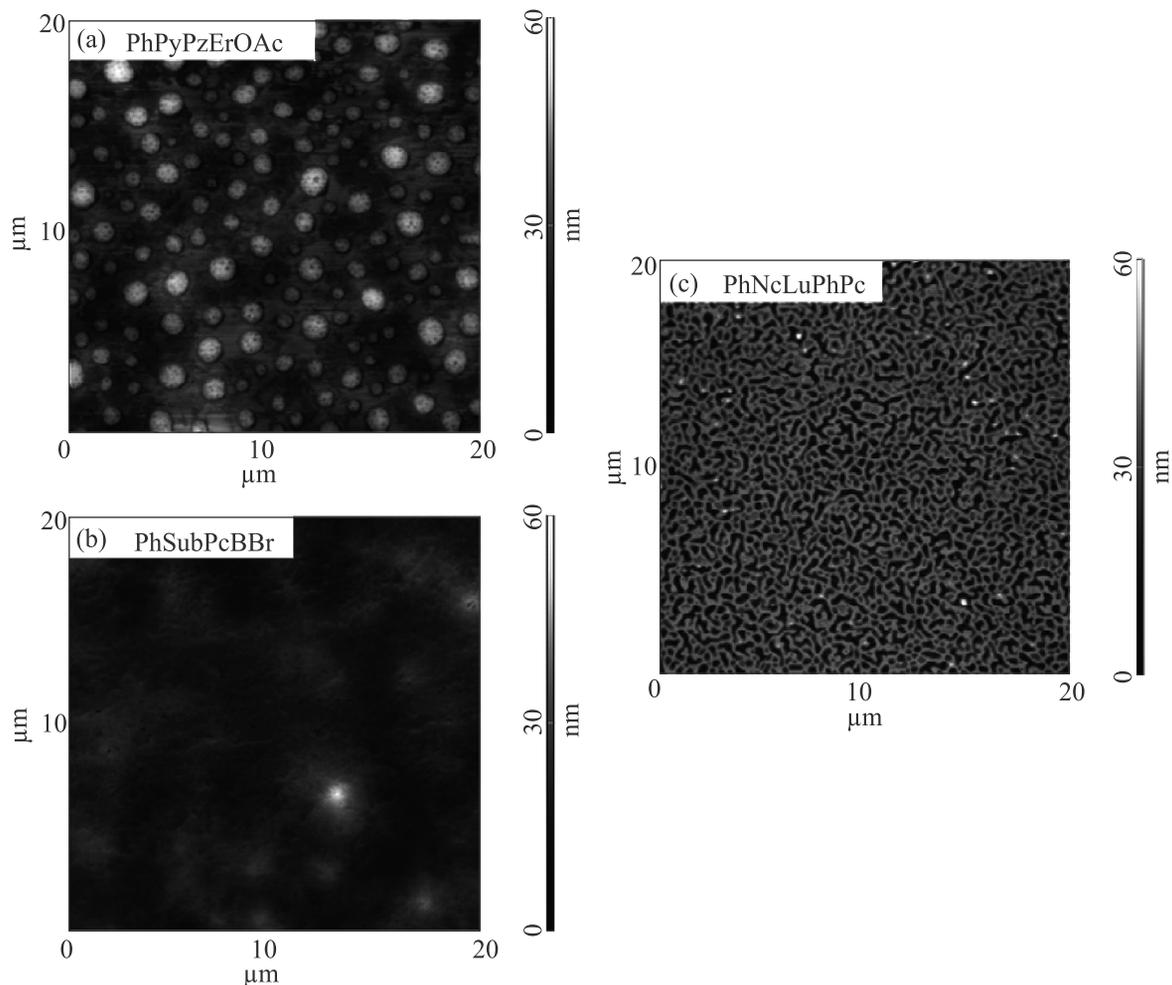


Рис. 2. (Цветной онлайн) Данные атомно-силовой микроскопии для пленок PhPyPzErOAc (a), PhSubPcBBr (b), PhNcLuPhPc (c). OAc = CH₃COO-

искажения энергетического спектра для молекул в растворе вследствие агрегации и сольватации. Для PhSubPcBBr и PhNcLuPhPc этим требованиям отвечает бензол [19, 20]. Для PhPyPzErOAc ввиду низкой растворимости в чистом бензоле использовалась комбинация бензол : пиридин (1 : 4, V : V).

Молярная доля вещества в растворе, приготовленном для нанесения на подложку, составила: 1.6×10^{-4} для PhPorphErOAc, 7.6×10^{-5} для PhNcLuPhPc и 2.4×10^{-4} для PhSubPcBBr.

Пленки изготавливались капельным методом из растворов в сэндвич-геометрии. Активный компонент наносился на стеклянную подложку с ИТО контактами, прозрачными в видимой области спектра. Для каждой пленки рассматривалась область площадью 2 мм^2 в центральной части пленки. Толщина пленок в рассматриваемой области была определена с помощью интерферометра Zygo NewView 7300 и

составила 1.27, 1.02 и 1.38 мкм для PhPyPzErOAc, PhSubPcBBr и PhNcLuPhPc соответственно. Значения были определены с точностью до 0.08 мкм. Состояние поверхности пленки контролировалось с помощью атомно-силовой микроскопии (рис. 2). Для всей рассматриваемой области 2 мм^2 не наблюдалось качественных отличий состояния поверхности. Оценка амплитуды перепада высот на поверхности для всех пленок составляла 60 нм, что отвечает погрешности определения толщины пленок (80 нм). Наблюдаемый рельеф поверхности был много меньше толщины пленки ($\sim 1000 \text{ нм}$).

Однородность по толщине и состоянию поверхности пленки в выбранной области 2 мм^2 также была подтверждена данными оптической спектроскопии с помощью спектрометра Bruker Vertex 70v. Поглощение пленки на единицу площади поверхности при варьировании апертуры падающего светового пучка от

0.5 до 1.5 мкм изменялось не более чем на 4% для спектрального диапазона 550–1200 нм.

Верхний контакт к пленке формировался серебряной пастой “Контактол”. Площадь верхнего контакта составляла 0.4 мм^2 , толщина $\sim 100 \text{ мкм}$. Для различных образцов площадь верхнего контакта различалась менее, чем на 3%. Все образцы были изготовлены при температуре 300 К в атмосферных условиях.

Из данных дифракции, микроскопии и оптической спектроскопии следует, что механизмы проводимости в рассматриваемых пленках PhPyPzErOAc , PhSubPcBBr и PhNcLuPhPc в направлении, перпендикулярном плоскости поверхности, крайне слабо зависили от рельефа поверхности.

Спектры поглощения растворов (молярная доля вещества в растворе составляла 1.0×10^{-5}) регистрировались на спектрофотометре JASCO V-770 с использованием кварцевых кювет ($1 \times 1 \text{ см}$) и спектрометре Avantes AvaSpec-2048. Спектры поглощения для пленок – на спектрометре Avantes AvaSpec-2048 и ФЭУ R5108 с монохроматором MDR-206. Данные по проводимости были получены с помощью субфемтоамперметра Kietley 6430.

Результаты и обсуждение. В статье мы представляем результаты анализа фотостимулированного резистивного переключения в пленках фталоцианинов и их аналогов с учетом численного моделирования локализации плотности молекулярных орбиталей. Для того чтобы определить возможность применения расчетных моделей локализации орбиталей в изолированных молекулах для молекул в пленках, необходимо убедиться в отсутствии структурной деформации и формирования агрегатов J и H типа в последних [21, 22]. Для органических пленок было установлено [23], что основное влияние агрегации на энергетический спектр приходится на низшие вакантные молекулярные орбитали, в то время как высшие занятые молекулярные орбитали практически не затрагиваются. Таким образом, сравнение положения локальных максимумов поглощения для растворов и пленок с данными численного моделирования, а также сопоставление формы пиков оптического поглощения для растворов и пленок позволяет оценить степень применимости к молекулам в пленках методов численных расчетов для изолированных молекул.

Оптическое поглощение для растворов в области 500–800 нм демонстрирует наличие одного пика для PhPyPzErOAc на 663 нм (рис. 3а, сплошная линия) и для PhSubPcBBr на 587 нм (сплошная линия на рис. 3б). Спектры поглощения для PhNcLuPhPc де-

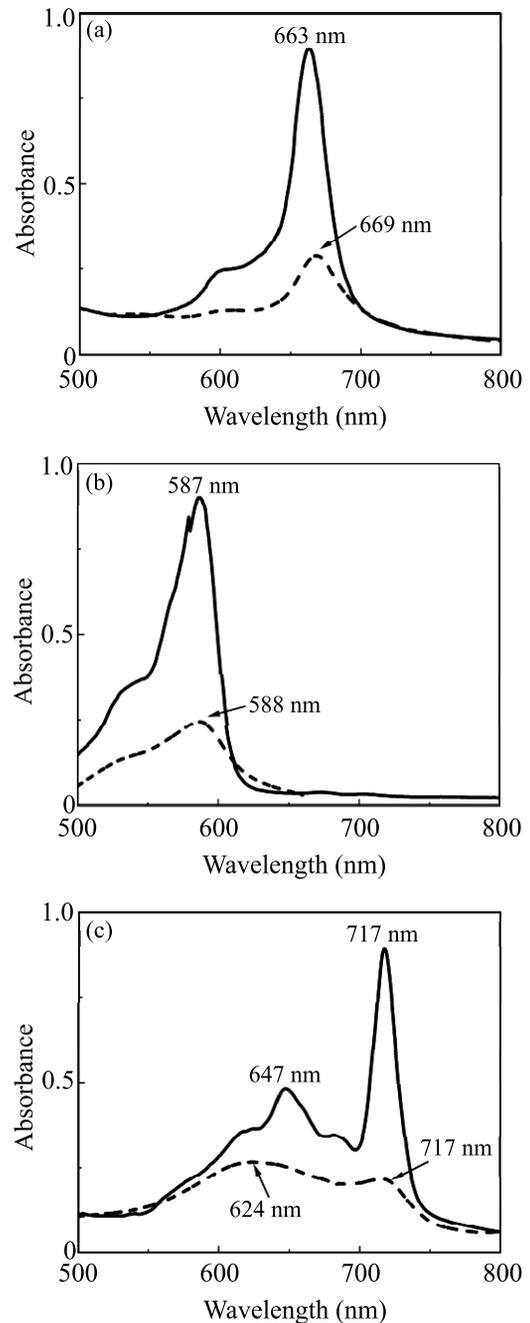


Рис. 3. Спектр поглощения PhPyPzErOAc (а), PhSubPcBBr (б), PhNcLuPhPc (с) для растворов (сплошная линия) и пленок (пунктирная линия)

монстрируют наличие пика на 717 нм и широкой полосы поглощения с набором локальных максимумов в диапазоне 550–700 нм (сплошная линия на рис. 3с). Полученные значения положений локальных максимумов оптического поглощения для растворов отве-

чают численным расчетам для изолированных молекул [24–26].

В более ранней работе Т. Дубининой [20] было показано, что поглощение PhNcLuPhPc на длинах волн 550–700 нм характеризуется набором локальных максимумов, некоторые из которых наблюдаются только в координационных соединениях с двумя макроциклами фталоцианина (PhPcLuPhPc) или с двумя макроциклами нафталоцианина (PhNcLuPhPc). Также известно [27], что для сэндвичевых структур, помимо электронного состояния, локализованного на одном макроцикле, возможно дополнительное электронное состояние с более низкой энергией, делокализованное по обоим макроциклам. В соответствии с вышеизложенным, поглощение на длинах волн 550–700 и 717 нм соответствует электронным состояниям, локализованным на единичном макроцикле (Pc или Nc) и делокализованным по всей молекуле соответственно.

Поскольку переход от растворов (сплошные линии на рис. 3) к тонким пленкам (штриховые линии на рис. 3) для всех координационных соединений не сопровождается значительным сдвигом положения пиков поглощения, энергетический спектр органических молекул в пленках соответствует их энергетическому спектру в растворе. Небольшой сдвиг поглощения PhNcLuPhPc в диапазоне 550–700 нм может быть связан с образованием агрегатов Н-типа для некоторой (малой) части молекул [21]. Значительное изменение относительной интенсивности поглощения PhNcLuPhPc в диапазоне 550–700 нм и на 717 нм (рис. 3с) при переходе от раствора к пленке можно объяснить разрушением делокализованного электронного состояния в молекуле. Причиной этого может быть нарушение симметрии молекулы либо из-за асинхронного смещения макроциклов Pc и Nc, либо их вращения относительно друг друга [1].

Из сопоставления экспериментальных спектров оптического поглощения для растворов и пленок и литературных данных численного моделирования для изолированных молекул [24–26] следует, что для всех исследованных структур не наблюдается структурной деформации и существенного формирования агрегатов. Это позволяет применить для пленок данные численного расчета по пространственной локализации орбиталей, полученные для единичных молекул.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) для каждой пленки были получены с использованием нагрузочного резистора R_n , включенного последовательно с образцом. Варьирование величины R_n позволяло изменить соотношение тока и напряжения, приложенного к образцу, и привести образец в проводя-

щее, метастабильное, непроводящее состояние или в состояние с возможностью резистивного переключения [14]. Для всех пленок ВАХ не зависит от полярности приложенного напряжения. ВАХ, отвечающие состояниям одного типа (проводящее, метастабильное или непроводящее), не имеют качественных отличий в различных образцах. Типичный вид зависимостей $I(E)$ для проводящего ($R_n = 1 \text{ Ом}$) и метастабильных ($R_n = 1.66 \text{ МОм}$) состояний приведен на рис. 4. В проводящем состоянии ВАХ линейны. Для метастабильного состояния наблюдается набор кривых, между которыми образец может переключаться случайным образом. Различные кривые для метастабильного состояния отвечают различной степени фрагментированности каналов.

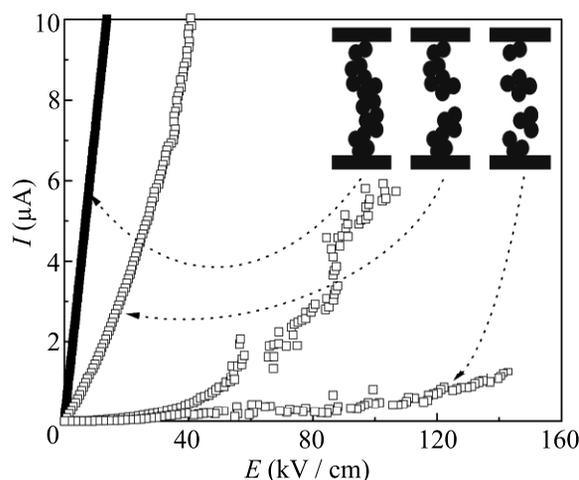


Рис. 4. Типичные вольт-амперные кривые для пленки PhNcLuPhPc для проводящего (закрытые символы) и метастабильного (открытые символы) состояний. На вставке схематично показана степень фрагментированности проводящих каналов

Для каждой пленки были определены значения сопротивлений. Для проводящего состояния значение сопротивления получено исходя из аппроксимации линейной ВАХ методом наименьших квадратов. Для совокупности метастабильных состояний проведена оценка диапазона дифференциальных сопротивлений для значений напряженности поля $10 < E < 150 \text{ кВ/см}$. Полученные с учетом геометрии контактов значения удельных сопротивлений пленок приведены в табл. 1.

Следует отметить, что для пленки PhPyPzErOAc при сопротивлениях нагрузки R_n от 1 Ом до 1.66 МОм обнаружено только проводящее состояние. Обратимый переход в непроводящее состояние наблюдался при пропуске через образец тока

Таблица 1. Значения удельного сопротивления для пленок

	Непроводящее состояние	Метастабильное состояние	Проводящее состояние
PhPyPzErOAc	> 1000 ГОМ · см	–	156 ± 2 ОМ · см
PhSubPcBBr	> 1000 ГОМ · см	3.9–51 МОМ · см	321 ± 3 КОМ · см
PhNcLuPhPc	> 1000 ГОМ · см	20–820 МОМ · см	5.45 ± 0.02 МОМ · см

> 0.1 А. Подобное поведение структуры отвечает системе с разветвленной и взаимно перекрывающейся сетью каналов [14], в которой проводящее состояние крайне устойчиво к возникновению единичных разрывов каналов.

Для пленок, переведенных в состояние с возможностью резистивного переключения, исследовано влияние внешней подсветки. Состояния системы анализировались при непрерывной подсветке после выхода системы на квазистационарное состояние. В качестве источника излучения использовалась галогенная лампа мощностью 50 Вт. Интенсивность излучения лампы в спектральном интервале 500–800 нм была скорректирована до постоянной величины с помощью переменного внешнего источника питания. Подсветка на длинах волн вдали от собственного поглощения пленок не оказывала сколько-либо значительного влияния на вид ВАХ и критические значения E_m , E_c . Подсветка на длинах волн, соответствующих собственному поглощению пленок (пунктирные линии на рис. 2), не меняла качественный вид ВАХ для проводящего и метастабильного состояния, но оказывала существенное влияние на величины критических значений E_m , E_c (табл. 2). Наблюдаемые погрешности для величин E_m , E_c для цикла 1000 переключений составляют 5%. Деградации параметров с течением времени не наблюдалось. При уменьшении интенсивности подсветки в 2, 4, 8 раз характер изменения (уменьшение или увеличение) величин E_m , E_c не претерпевал изменений.

Таблица 2. Эволюция критических значений напряженности поля E_m , E_c в условиях постоянной внешней подсветки

	Длина волны подсветки	E_m , кВ/см	E_c , кВ/см
PhSubPcBBr	без подсветки	0.097	245
PhSubPcBBr	588 нм	20	1892
PhNcLuPhPc	без подсветки	7.3	341
PhNcLuPhPc	624 нм	0.072	> 1500
PhNcLuPhPc	717 нм	36	1420

Подсветка пленок PhSubPcBBr на длине волны 588 нм и пленок PhNcLuPhPc на 717 нм приводит к увеличению как E_m , так и E_c . Подсветка пленки PhNcLuPhPc на длине волны 624 нм приводит к уменьшению E_m и увеличению E_c . Такое поведение можно объяснить, если учесть зарядовое состояние невозбужденных молекул и пространственную локализацию фотовозбужденных носителей заряда. Для молекул PhSubPcBBr и PhNcLuPhPc в невозбужденном состоянии центр молекулы заряжен положительно (атом В, Lu находится в степени 3+), периферия – отрицательно [1]. Плотность молекулярных орбиталей, соответствующая поглощению для PhSubPcBBr [24] на 588 нм и PhNcLuPhPc [25] на 717 нм, сосредоточена в центральной части молекул. Плотность молекулярных орбиталей, соответствующая поглощению PhNcLuPhPc [25] на 624 нм, частично локализована на периферийных частях молекулы.

Таким образом, различная внешняя подсветка может привести к различной пространственной локализации фотовозбужденных носителей заряда, что может изменить расположение ионов металлов, формирующих проводящий канал. Сегрегация ионов металлов в областях пространства на удалении от органических молекул облегчает образование фрагментов каналов, но ограничивает область, в которой каналы могут существовать. Последнее приводит к уменьшению эффективной плотности каналов на единицу объема и снижает предельные токи, при которых происходит разрушение проводящего состояния из-за теплового нагрева. Значения E_m уменьшаются, E_c увеличиваются. Сегрегация ионов металлов вблизи органических молекул снижает эффективную подвижность ионов в пленке и затрудняет образование каналов. Значения E_m и E_c увеличиваются.

Для пленок PhSubPcBBr и PhNcLuPhPc наблюдалось оптически индуцированное резистивное переключение при освещении на длинах волн 588 и 717 нм соответственно. Перед переключением каждая пленка находилась в темновых условиях в поле постоянной напряженности $E_1 = 2E_m$ или $E_2 = 2E_c$. При подсветке наблюдалось резистивное переключение от метастабильного к непроводящему (для E_1) и от проводящего к метастабильному (для E_2) с характерными временами менее 1 мс.

Закключение. Было показано, что оптическое стимулирование резистивных переключений в пленках эффективно работает в спектральном диапазоне, отвечающем собственному поглощению молекул, формирующих пленку. Подтверждено, что, используя базы данных по численному расчету молеку-

лярной плотности орбиталей для изолированных молекул, можно предсказать поведение метастабильного состояния в пленках в условиях внешней подсветки. В явном виде установлен характер связи реакции системы с локализацией орбиталей в молекулах.

Индукцированное внешней подсветкой перераспределение зарядов на молекулярных орбиталях может способствовать как формированию проводящих каналов, так и блокировать их образование. При локализации на периферии молекулы неравновесных отрицательных зарядов (PhNcLuPhPc, подсветка на 624 нм) переход пленки из непроводящего в метастабильное состояние облегчен и может происходить при меньшей (на порядки) величине напряженности E_m . При локализации на периферийной части молекулы неравновесных положительных зарядов (PhSubPcBBr и PhNcLuPhPc, подсветка на 588 и 771 нм соответственно) переход пленки из непроводящего состояния в метастабильное затруднен и может происходить при большей (на порядки) величине напряженности E_m .

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 20-32-70118.

Характеризация пленок выполнена при финансовой поддержке гранта Президента в рамках научного проекта МК-1056.2020.3.

1. H. Nalwa, *Supramolecular Photosensitive and Electroactive Materials*, Academic Press, San Diego (2001).
2. C. Wang, X. Chen, F. Chen, and J. Shao, *Org. Electron.* **66**, 183 (2019).
3. S. P. Palto, V. V. Lazarev, A. R. Geivandov, and S. G. Yudin, *JETP* **133**, 183 (2021).
4. Y. Matsuo, K. Ogumi, I. Jeon, H. Wang, and T. Nakagawa, *RSC Adv.* **10**, 32678 (2020).
5. B. Das, M. Samanta, P. Sarkar, U. K. Ghorai, A. Mallik, and K. K. Chattopadhyay, *Adv. Electron. Mater.* **7**, 2001079 (2021).
6. U. Russo, D. Ielmini, C. Cagli, and A. Lacaita, *IEEE Trans. Electron Devices.* **56**, 193 (2009).
7. Q. Meng, X. He, Q. Mao, Y. Weng, J. Yang, D. Yan, and H. Zhao, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 173302 (2015).
8. D. Ielmini, *Semicond. Sci. Technol.* **31**, 063002 (2016).
9. Ch. Pearson, L. Bowen, M.-W. Lee, A. L. Fisher, K. E. Linton, M. R. Bryce, and M. C. Petty, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 213301 (2013).
10. Y. Yang, P. Gao, S. Gaba, T. Chang, X. Pan, and W. Lu, *Nat. Commun.* **3**, 732 (2012).
11. M.-J. Song, K.-H. Kwon, and J.-G. Park, *Sci. Rep.* **7**, 3065 (2017).
12. J.-Y. Chen, Ch.-L. Hsin, Ch.-W. Huang, Ch.-H. Chiu, Y.-T. Huang, S.-J. Lin, W.-W. Wu, and L.-J. Chen, *Nano Lett.* **13**, 3671 (2013).
13. K. A. Drozdov, I. V. Krylov, V. A. Vasilik, A. D. Kosov, T. V. Dubinina, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, *Semiconductors* **55**, 296 (2021).
14. M. S. Kotova, K. A. Drozdov, T. V. Dubinina, E. A. Kuzmina, L. G. Tomilova, R. B. Vasiliev, A. O. Dudnik, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, *Sci. Rep.* **8**, 9080 (2018).
15. F. Zhou, Z. Zhou, J. Chen, T. H. Choy, J. Wang, N. Zhang, Z. Lin, Sh. Yu, J. Kang, H.-S. Ph. Wong, and Y. Chai, *Nat. Nanotechnol.* **14**, 776 (2019).
16. Y. Zhou, K. S. Yew, D. S. Ang, T. Kawashima, M. K. Bera, H. Z. Zhang, and G. Bersuker, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 072107 (2015).
17. M. Bouvet and J. Simon, *Chem. Phys. Lett.* **172**, 299 (1990).
18. A. D. Kosov, T. V. Dubinina, N. E. Borisova, A. V. Ivanov, K. A. Drozdov, S. A. Trashin, K. De Wael, M. S. Kotova, and L. G. Tomilova, *New J. Chem.* **43**, 3153 (2019).
19. T. V. Dubinina, M. M. Osipova, A. V. Zasedatelev, V. I. Krasovskii, N. E. Borisova, S. A. Trashin, L. G. Tomilova, and N. S. Zefirov, *Dyes Pigm.* **128**, 141 (2016).
20. T. V. Dubinina, A. D. Kosov, E. F. Petrusevich, S. S. Maklakov, N. E. Borisova, L. G. Tomilova, and N. S. Zefirov, *Dalton Trans.* **44**, 7973 (2015).
21. M. Kasha, H. Rawls, and M. El-Bayoumi, *Pure Appl. Chem.* **11**, 371 (1965).
22. T. Nyokong, *Electronic Spectral and Electrochemical Behavior of Near Infrared Absorbing Metallophthalocyanines. Functional Phthalocyanine Molecular Materials. Structure and Bonding*, **135**, 45 Springer, Berlin, Heidelberg (2010).
23. M. Más-Montoya and R. Janssen, *Adv. Funct. Mater.* **27**, 1605779 (2017).
24. N. Kobayashi, T. Ishizaki, K. Ishii, and H. Konami, *J. Am. Chem. Soc.* **121**, 9096 (1999).
25. K. Katoh, S. Yamashita, N. Yasuda, Y. Kitagawa, B. K. Breedlove, Y. Nakazawa, and M. Yamashita, *Angew. Chem. Int. Ed.* **57**, 9262 (2018).
26. V. Novakova, M. P. Donzello, C. Ercolani, P. Zimcik, and P. A. Stuzhin, *Coord. Chem. Rev.* **361**, 1 (2018).
27. N. Ishikawa, O. Ohno, and Y. Kaizu, *Chem. Phys. Lett.* **180**, 51 (1991).

Формирование люминесцентных структур при облучении тонких пленок α -Si:H-Er лазерными импульсами фемтосекундной длительности

А. О. Ларин⁺, Э. И. Агеев⁺¹⁾, Л. Н. Дворецкая*, А. М. Можаров*, И. С. Мухин^{+*}, Д. А. Зуев⁺

⁺ Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алферова РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23 сентября 2021 г.

После переработки 2 ноября 2021 г.

Принята к публикации 3 ноября 2021 г.

Исследован процесс внедрения эрбия в кремний при облучении лазерными импульсами фемтосекундной длительности многослойной пленки, состоящей из слоев Er и α -Si:H. Рассмотрено влияние плотности энергии лазерного излучения на фазовый состав и интенсивность сигнала фотолюминесценции экспонированных областей, а также проведено сравнение методов термического и фемтосекундного лазерного легирования пленок. Полученные результаты могут быть полезны для разработки перспективных оптоэлектронных устройств на основе структур Si:Er.

DOI: 10.31857/S1234567821230051

1. Кремний, легированный эрбием, и различные структуры на его основе обладают большими перспективами в качестве активной среды для светоизлучающих устройств ближнего инфракрасного (ИК) диапазона. Впервые идея использования эрбия в качестве оптически активной примеси в кремнии возникла в 1980-х гг., когда была продемонстрирована фотолюминесценция (ФЛ) таких структур [1]. Практическая важность излучения иона Er^{3+} объясняется тем фактом, что длина волны его люминесценции составляет 1.53 мкм и соответствует С-диапазону волоконно-оптических линий связи, а также области минимальных потерь на поглощение в кремнии.

После внедрения эрбия в кремний электронная конфигурация иона Er^{3+} изменяется с $[\text{Xe}]4f^{12}6s^2$ на $[\text{Xe}]4f^{11}$, обеспечивая хорошие излучательные свойства [2–4]. При этом за счет сильного экранирования внешними электронами 4f-оболочки иона Er^{3+} спектральные линии излучения являются достаточно узкими (спектральная ширина 0.01 и 10 нм при температуре 4.2 и 300 К [5], соответственно), а их положение практически не зависит от материала кристаллической матрицы и температуры. Такие особенности излучения ионов эрбия позволили разработать целую палитру оптоэлектронных устройств на его основе, включая светоизлучающие [6] и суперлюминесцентные [7] диоды, оптические усилите-

ли [8], а также рассматривать структуры c-Si:Er для создания лазерных сред [9, 10] или детекторов одиночных фотонов [11]. В связи с низкой растворимостью эрбия в кремнии для легирования применяются различные неравновесные методы, такие как молекулярно-лучевая эпитаксия [12, 13] и ионная имплантация [14]. Также используются плазмохимическое осаждение из газовой фазы [15] или высокотемпературная диффузия [16]. При этом разработка наноразмерных источников оптического излучения для перспективных оптоэлектронных устройств, повышенные требования к пространственной локализации области легирования и экологичности процессов нано- и микроэлектроники обуславливают необходимость создания новых методов для получения структур Si:Er.

FZ-Si, Cz-Si, α -Si:H и SiO_2 исследовались в качестве матрицы для внедрения излучающих центров эрбия в процессе лазерного облучения лазерными импульсами наносекундной длительности [17–20]. При этом использование импульсов фемтосекундной (фс) длительности для лазерно-индуцированной кристаллизации обладает хорошей перспективой, особенно для модификации материалов в виде тонких пленок. Действительно, фс лазерное облучение обеспечивает лучшую пространственную локализацию воздействия и меньшие пороги для кристаллизации материала за счет сокращения области распространения тепла по сравнению с ла-

¹⁾e-mail: eiageev@itmo.ru

зерными импульсами большей длительности [21–23]. Также при кристаллизации под воздействием фс импульсов происходит нетепловой фазовый переход в отличие от процессов быстрого плавления и последующего затвердевания, характерных для наносекундных лазерных импульсов [24], что может приводить к образованию новых неравновесных фаз. Формирование люминесцентных структур при облучении тонких пленок a-Si:H-Er лазерными импульсами фс длительности было продемонстрировано в работе [25], посвященной экспериментальной проверке концепции защитных меток на основе ФЛ ионов эрбия в кремнии. При этом процесс внедрения эрбия в кремний при облучении лазерными импульсами фс длительности многослойной пленки был исследован недостаточно подробно.

В настоящей работе исследован процесс внедрения эрбия в a-Si:H при облучении многослойной пленки, состоящей из слоев Er и a-Si:H, лазерными импульсами фс длительности. Изучено влияние плотности энергии лазерного излучения на фазовый состав и интенсивность сигнала ФЛ облученных областей, представлено сравнение методов термического и фемтосекундного лазерного легирования пленок для достижения максимальной интенсивности ФЛ внедренных ионов Er, полученные структуры подробно исследованы с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния и сканирующей зондовой микроскопии, а также проведена идентификация образующихся центров эрбия в кремнии.

2. В качестве образцов использовались кварцевые подложки с многослойными пленками a-Si:H – Er – a-Si:H толщиной 105, 20 и 10 нм, соответственно. Верхний 10 нм слой кремния необходим для изоляции эрбия от атмосферы до начала эксперимента, поэтому вся изначальная структура может рассматриваться как двухслойная пленка a-Si:H-Er. Перед процедурой роста слоя кремния подложки были очищены в ультразвуковой ванне по 5 мин последовательно в ацетоне, воде и спирте. На очищенную поверхность подложек наносился слой аморфного гидрогенизированного кремния (α Si) с помощью установки плазмохимического осаждения Oxford Instruments Plasmalab System 100. Рост α Si на подложках проходил при следующих параметрах: давление в камере $< 1.0 \cdot 10^{-5}$ мБар, температура роста 250 °C, поток газа силана (SiH_4) = 20 sccm, поток водорода (H_2) = 20 sccm, мощность плазмы $P = 5$ Вт. При данных параметрах скорость роста составила 8.8 нм/мин. Для осаждения слоя эрбия был использован метод термического напыления в вакууме (установка для термического напыления

Woc Edwards Auto 500). Перед нанесением слоя Er поверхность a-Si:H была очищена по методу, описанному выше, затем подложки были загружены в вакуумную камеру установки. Испарение Er происходило при помощи электронного пучка с напряжением 5 кВ в течение 11 мин при скорости осаждения 1.8 нм/мин. Давление в камере соответствовало 10^{-7} мбар. Степень чистоты мишени Er составляла 99.99 %. Слой α Si был осажден таким же методом термического напыления без развакуумирования, при давлении в камере 10^{-7} мБарр в течение 1 мин. Толщина полученной двухслойной пленки a-Si:H-Er определялась с помощью профилометра AmBios XP-1.

Для фемтосекундного лазерного отжига (FLA) использовалась вторая гармоника фс лазерного источника (Авеста ТЕМА-150, центральная длина волны $\lambda = 1050$ нм, частота следования импульсов $f = 80$ МГц, длительность импульса на полувысоте $\tau \approx 190$ фс). Лазерное излучение фокусировалось по нормали на поверхности пленки Si-Er объективом Mitutoyo M Plan Apo NIR 50 \times , NA = 0.65 в круглое пятно диаметром $D_{1/e} = 4.6$ мкм. Энергия фс лазерных импульсов ослаблялась перед объективом аттенуатором из полуволновой пластинки и призмы Глана, обеспечивая на образце значения плотности энергии (в центре фокального пятна) F до 6 мДж/см². Образец размещался на трехкоординатном пьезостоліке и перемещался во время облучения с постоянной скоростью 7 мкм/с. Ранее [26] было показано, что максимальная интенсивность ФЛ наблюдается после термического отжига при температуре 900 °C. Поэтому тонкие пленки Si-Er были подвергнуты быстрому термическому отжигу (RTA) для последующего сравнения с образцами после FLA. RTA проводился в установке термического отжига Jipelec JetFirst 100 при температуре 900 °C в течение 10 мин, время выхода на заданную температуру 10 мин, время остывания 20 мин, в качестве буферного газа использовался азот со степенью чистоты 99.999 % с потоком 493 sccm.

При измерении спектров ФЛ был использован конфокальный микроскоп с двумя соосными оптическими каналами для возбуждения и детектирования. Для возбуждения ФЛ также использовалась вторая гармоника лазерного источника ТЕМА-150 (средняя мощность 25 мВт), излучение которого предварительно было выделено с помощью коротковолнового фильтра Thorlabs FESH0750, а после сфокусировано на поверхности образца с помощью скорректированного на бесконечность объектива Mitutoyo M Plan Apo 10 \times , NA = 0.28. Излу-

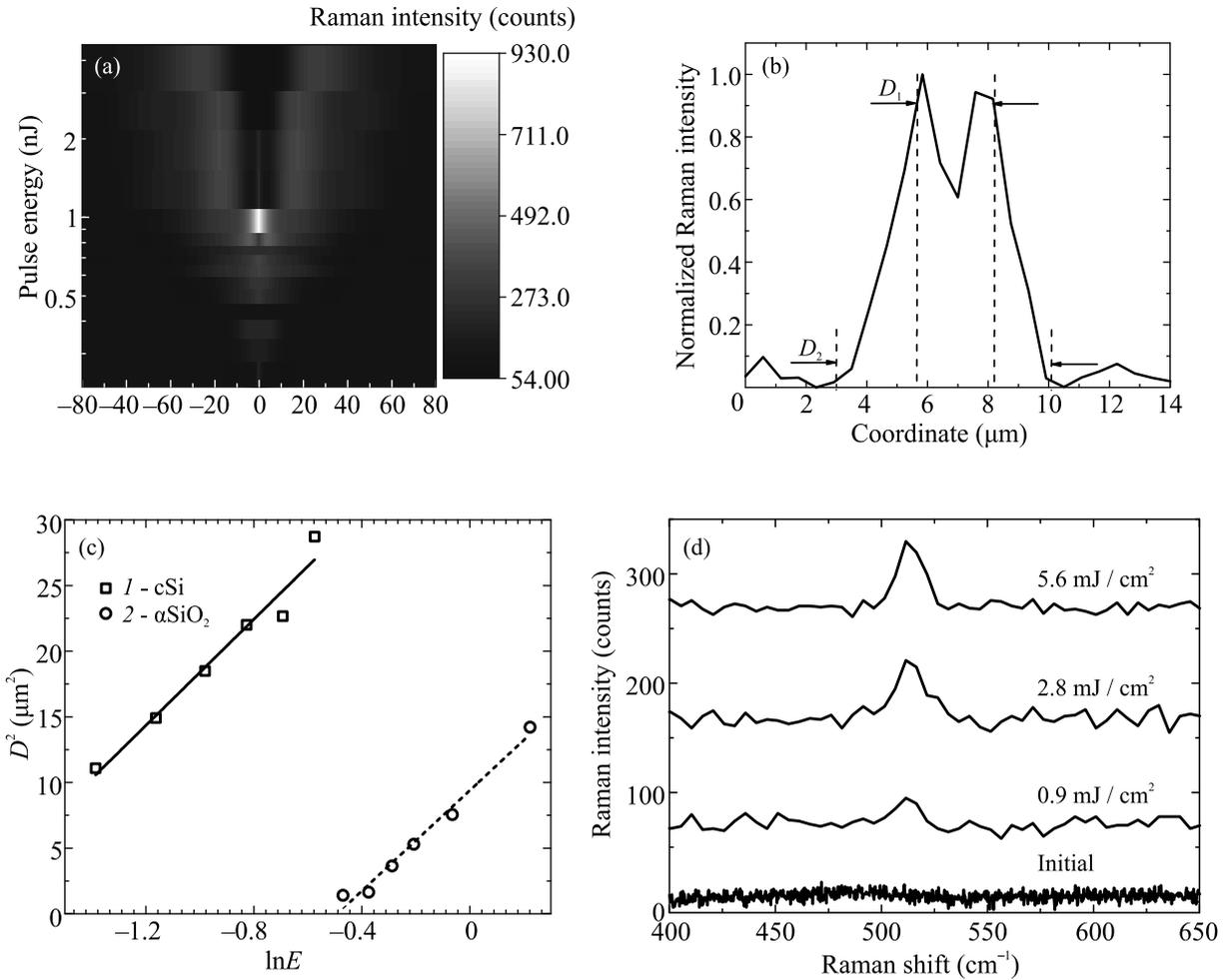


Рис. 1. (а) – Карта интенсивностей сигнала КР на 518 см^{-1} . (б) – Поперечное распределение нормированного сигнала КР на 518 см^{-1} для трека, записанного при $F = 5.2\text{ мДж/см}^2$. (с) – Зависимость квадрата ширины трека D^2 от натурального логарифма энергии в импульсе E и ее линейная аппроксимация, показывающая квадрат $1/e$ -диаметра фокального пятна, $D_{1/e}^2$, и пороговые плотности энергии F_{th} для кристаллизации (1) и окисления (2) кремниевой пленки, полученные из картирования сигнала КР (а). Характерные размеры D и пороговые значения плотности энергии F : $D_1^2 = 20.2\text{ мкм}^2$, $F_{th1} = 0.9\text{ мДж/см}^2$ и $D_2^2 = 19.1\text{ мкм}^2$, $F_{th2} = 2.6\text{ мДж/см}^2$. (д) – Типичные спектры КР до и после FLA пленки a-Si:H-Er при различных плотностях энергии

чение ФЛ собиралось скорректированным на бесконечность объективом Mitutoyo NIR M Plan Apo 50×, NA = 0.65, остаточное излучение от источника возбуждения было отфильтровано длинноволновым фильтром Thorlabs FELH0850. Спектры ФЛ записывались с помощью спектрометра Horiba LabRAM HR UV-VIS-NIR, оснащенного дифракционной решеткой 150 лин/мм и ПЗС камерой Andor iDus 1.7 мкм InGaAs. Измерение спектров комбинационного рассеяния (КР) было реализовано в геометрии одного оптического канала, когда излучение возбуждения и измеряемый сигнал проходят через один и тот же оптический путь (подробнее см. дополнительные материалы к [27]). Для измерений использовался Не-

Не лазер с длиной волны 632.8 нм и выходной средней мощностью 0.1 мВт, излучение которого было отфильтровано длинноволновым фильтром с отсекающей длиной волны 650 нм, и сфокусировано на поверхности образца при помощи скорректированного на бесконечности объектива Mitutoyo M Plan Apo 100×, NA = 0.70. Измерение спектров КР проводилось на том же спектрометре с дифракционными решетками 150 лин/мм и 600 лин/мм и ПЗС камерой Andor DU 420A-OE 325. Изображения рельефа поверхности структур были получены методом сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) на базе микроскопа ИНТЕГРА Аура в контактом режиме. При сканировании был использован кантилевер

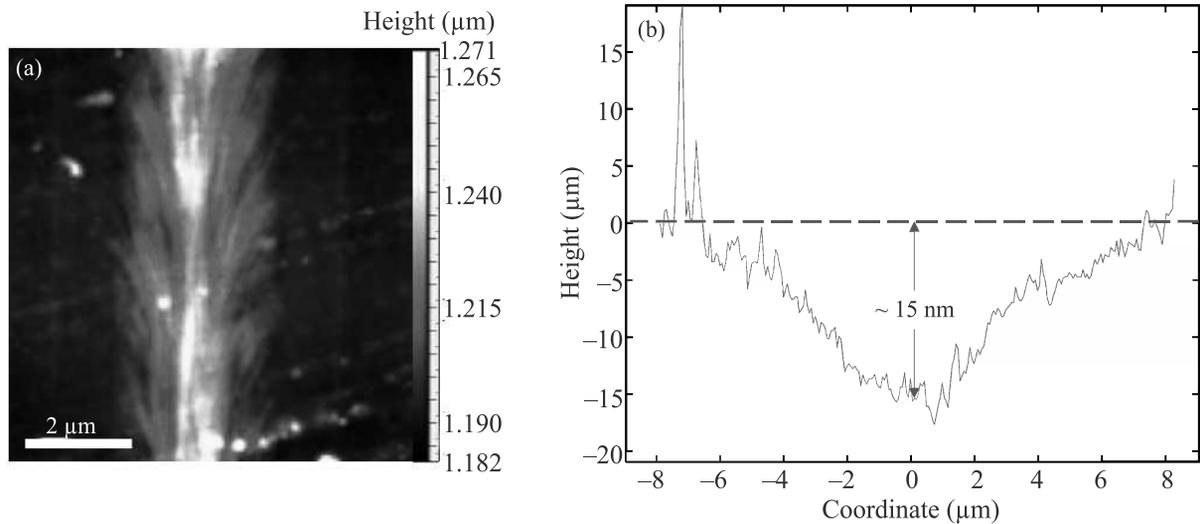


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – СЗМ изображение трека, записанного при $F = 5.2 \text{ мДж/см}^2$; (б) – СЗМ изображение профиля поверхности поперек трека, записанного при $F = 1.0 \text{ мДж/см}^2$

Etalon (НА_NC) с радиусом закругления зонда менее 10 нм. Все измерения проводились при комнатной температуре в условиях нормальной атмосферы.

3. Внедрение эрбия в a-Si:H при лазерном воздействии сопровождается процессами кристаллизации и окисления кремния, что оказывает существенное влияние на ФЛ. В ходе экспериментов по лазерному облучению двухслойной пленки a-Si:H–Er методом спектроскопии КР были проведены исследования участков пленки, обработанных лазерным лучом в режиме сканирования с различной плотностью энергии. В результате такого сканирования на поверхности пленки формировались прямые линии (треки), ширина (D) которых определяется диаметром сфокусированного лазерного луча. На основании картирования сигнала КР на 518 см^{-1} (рис. 1а) для треков, записанных на поверхности пленки при различных плотностях энергии, были проанализированы их характерные размеры и соответствующие пороги облучения. На рисунке 1b, демонстрирующем поперечное распределение сигнала КР на 518 см^{-1} для трека, полученного при $F = 5.2 \text{ мДж/см}^2$, можно выделить участки, в которых происходит кристаллизация кремния (шириной D_1) и, предположительно, формирование αSiO_2 (D_2). Для анализа использовалась стандартная методика для определения зависимости $D^2(\ln E)$ [28], где наклон прямой D^2 показывает квадрат диаметра фокального пятна по уровню $1/e$, а смещение прямой по оси абсцисс соответствует натуральному логарифму пороговой энергии абляции E_{abl} . Пороговая плотность энергии абляции может быть определена как $F_{\text{th}} = (4E_{\text{abl}})/(\pi D^2)$. Найденные пороговые плотности энергии составили

$F_{\text{th}1} = 0.9 \text{ мДж/см}^2$ и $F_{\text{th}2} = 2.6 \text{ мДж/см}^2$, соответственно (рис. 1с). Кристаллическая фаза кремния сохраняется для всех режимов облучения, плотность энергии которых превышает пороговое значение (см. рис. 1d), при этом в спектрах КР отсутствуют пики в районе 400 и 800 см^{-1} [29], характерные для αSiO_2 , поэтому предположение о наличии этой фазы было сделано на основе характерного вида спектров ФЛ, как будет показано далее.

На рисунке 2 показаны типичные СЗМ изображения трека, записанного при $F = 5.2 \text{ мДж/см}^2$ (рис. 2а) и профиля поверхности, измеренного поперек трека, записанного при $F = 1.0 \text{ мДж/см}^2$ (рис. 2б). Необходимо отметить, что верхний 10 нм слой a-Si:H полностью удаляется в процессе облучения даже при минимальных плотностях энергии, поэтому формирование излучающих центров эрбия происходит в нижнем слое a-Si:H.

Затем были проведены исследования ФЛ эрбия для треков, записанных при различной плотности энергии F (рис. 3). При сравнении спектров ФЛ можно заметить, что их характерный вид изменяется в зависимости от окружения, в котором находится ион эрбия. Так, в спектрах ФЛ для структур, в которых ионы эрбия находятся преимущественно в кристаллическом окружении (2.0 и 2.4 мДж/см^2 , рис. 3а) присутствует ряд отдельных спектральных пиков, соответствующих оптическому переходу между подуровнями $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ [30]. На спектре ФЛ после ФЛА при $F = 2.4 \text{ мДж/см}^2$, представленном на рис. 3б, показано положение соответствующих спектральных пиков: 1534.2 , 1546.1 , 1554.1 и 1568.6 нм . На основании этого можно предположить,

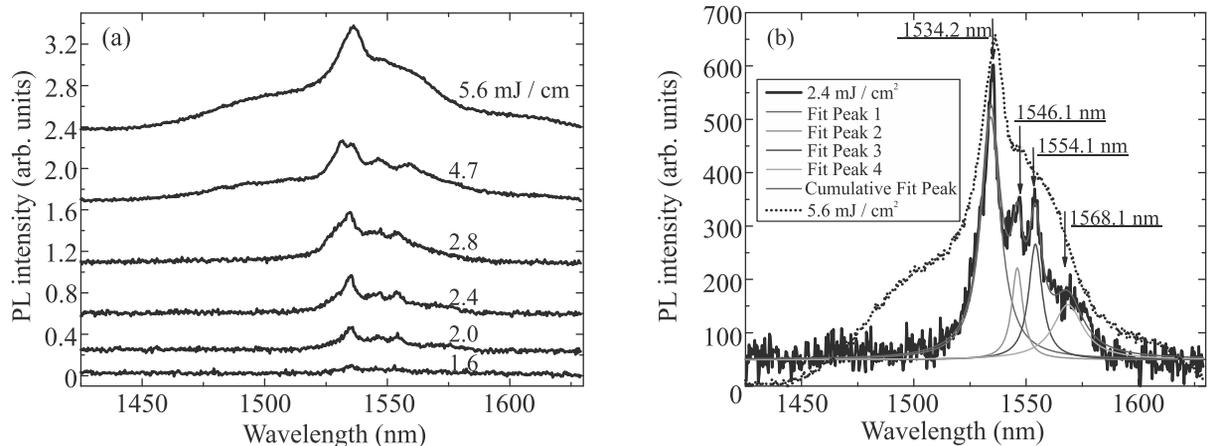


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Типичные спектры ФЛ после FLA пленки α -Si:H-Er при различных плотностях энергии; (б) – сравнение спектров ФЛ после FLA при $F = 2.4$ мДж/см² и 5.6 мДж/см², с указанием положения линий тонкой структуры спектра, цветные кривые соответствуют аппроксимации функцией Лоренца

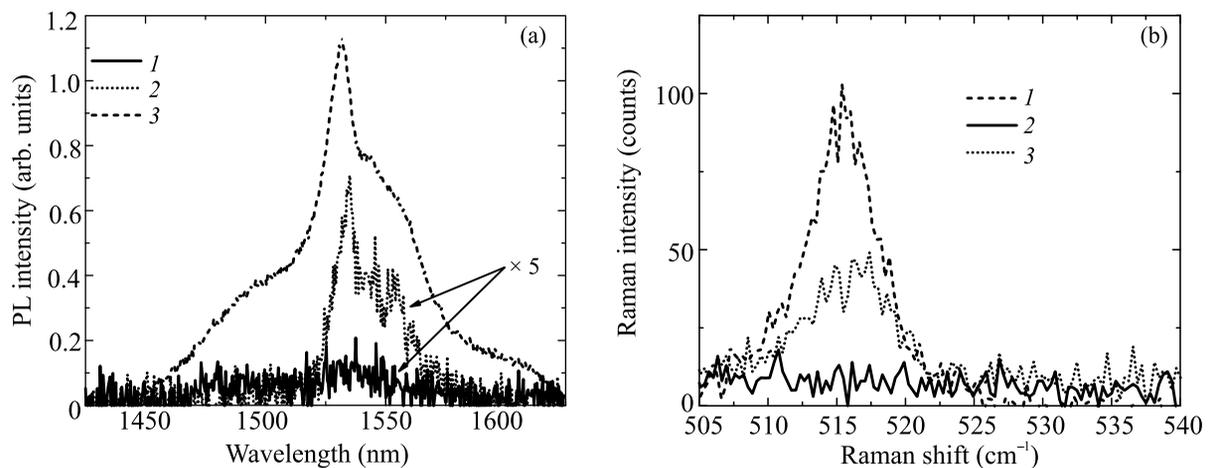


Рис. 4. Сравнение оптических откликов пленки α -Si:H-Er после RTA и FLA: спектры ФЛ (а) и КР (б) до, после термической обработки и исходной пленки: 1 – исходная пленка; 2 – после RTA при 900 К; 3 – после FLA при 5.6 мДж/см²

что данная серия линий соответствует кислородсодержащим центрам иона Er^{3+} аксиальной симметрии [31]. При этом необходимо подчеркнуть, что данные измерения проводились при комнатной температуре. С увеличением плотности энергии от 2.8 до 5.6 мДж/см² тонкая спектральная структура пропадает (см. рис. 3). Этот экспериментальный факт может быть объяснен сменой фазового состояния окружения ионов эрбия с кристаллического на аморфное при интенсивном окислении в процессе лазерно-индуцированного нагрева в воздушной атмосфере [32]. Окисление приводит к разрушению кристаллической решетки кремния и возникновению αSiO_2 в области лазерного воздействия.

Кроме того, с ростом плотности энергии лазерного отжига также происходит увеличение интенсивности ФЛ, что может быть обусловлено двумя

процессами. При воздействии лазерного излучения с плотностями энергии в диапазоне 0.9–2.6 мДж/см², по-видимому, происходит увеличение концентрации внедренного эрбия. Действительно, ранее было показано, что вследствие лазерного воздействия импульсами наносекундной длительности растворимость эрбия в кремнии достигает значений до 10^{21} см⁻³ [17]. Дальнейший рост интенсивности ФЛ при последующем повышении плотности энергии обусловлен увеличением содержания кислорода [28].

Необходимо отметить, что термическая обработка является ключевым этапом, обеспечивающим внедрение в кремний и эффективную ФЛ ионов Er^{3+} на длине волны 1530 нм. Этот процесс может быть реализован путем RTA в атмосфере азота или же при лазерном облучении, поэтому на заключительном этапе исследования было проведено сравнение

этих методик между собой. На рисунке 4 можно увидеть, что как RTA, так и FLA приводят к частичной кристаллизации кремниевой пленки и ее легированию эрбием. Однако, при FLA наблюдается большая интенсивность сигналов ФЛ и КР, что вызвано быстрым нагревом до высоких температур при лазерном воздействии, приводящему к взрывной кристаллизации кремния [33] и обеспечивающему неравновесную растворимость эрбия в кремниевой матрице [17].

4. В заключение, в настоящей работе с помощью фс лазерного отжига экспериментально продемонстрировано внедрение эрбия в пленку a-Si:H. С помощью спектроскопии комбинационного рассеяния рассмотрены процессы структурно-фазовой модификации кремния, влияющие на ФЛ внедренных ионов эрбия. При этом определены пороговые значения плотности энергии лазерного облучения, обеспечивающие кристаллизацию (формирование cSi) или окисление (формирование αSiO_2) кремния ($F_{\text{th}1} = 0.9 \text{ мДж/см}^2$ и $F_{\text{th}2} = 2.6 \text{ мДж/см}^2$, соответственно), а также измерены спектры ФЛ ионов эрбия в зависимости от фазового состояния его окружения.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (# 18-29-20107 мк).

1. H. Ennen, J. Schneider, G. Pomrenke, and A. Axmann, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 943 (1983).
2. A. Polman, *J. Appl. Phys.* **82**, 39 (1997).
3. A. Polman, *Phys. B Condens. Matter* **300**, 78 (2001).
4. H. Przybylinska, W. Jantsch, Yu. Suprun-Belevitch, M. Stepikhova, L. Palmetshofer, G. Hendorfer, A. Kozanecki, R. J. Wilson, and B. J. Sealy, *Phys. Rev. B* **54**, 2532 (1996).
5. N. A. Sobolev, *Microelectronics J.* **26**, 725 (1995).
6. H. Wen, J. He, and J. Hong, *Adv. Opt. Mater.* **8**, 2000720 (2020).
7. J. Hong, H. Wen, J. He, J. Liu, Y. Dan, J. W. Tomm, F. Yue, J. Chu, and Ch. Duan, *Photonics Res.* **9**, 714 (2021).
8. A. Tengattini, D. Gandolfi, N. Prtljaga, A. Anopchenko, J. M. Ramirez, F. F. Lupi, Y. Berencen, D. Navarro-Urrios, P. Rivallin, K. Surana, B. Garrido, J.-M. Fedeli, and L. Pavesi, *J. Light. Technol.* **31**, 391 (2012).
9. Z. F. Krasilnik, B. A. Andreev, D. I. Kryzhkov, L. V. Krasilnikova, V. P. Kuznetsov, D. Y. Remizov, V. B. Shmagin, M. V. Stepikhova, A. N. Yablonskiy, T. Gregorkievicz, N. Q. Vinh, W. Jantsch, H. Przybylinska, V. Yu. Timoshenko, and D. M. Zhigunov, *J. Mater. Res.* **21**, 574 (2006).
10. M. Stepikhova, V. Baryshev, N. Ginzburg, S. Vdovichev, B. Gribkov, A. Klimov, and Z. Krasilnik, *Phys. Status Solidi* **11**, 195 (2014).
11. M. Celebrano, L. Ghirardini, M. Finazzi, G. Ferrari, Y. Chiba, A. Abdelghafar, M. Yano, T. Shinada, T. Tanii, and E. Prati, *Nanomaterials* **9**, 416 (2019).
12. R. Serna, M. Lohmeier, P. M. Zagwijn, E. Vlieg, and A. Polman, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1385 (1995).
13. B. A. Andreev, A. Yu. Andreev, H. Ellmer, H. Hutter, Z. F. Krasil'nik, V. P. Kuznetsov, S. Lanzerstorfer, L. Palmetshofer, K. Piplits, R. A. Rubtsova, N. S. Sokolov, V. B. Shmagin, M. V. Stepikhova, and E. A. Uskova, *J. Cryst. Growth* **201**, 534 (1999).
14. J. L. Benton, J. Michel, L. C. Kimerling, D. C. Jacobson, Y.-H. Xie, D. J. Eaglesham, E. A. Fitzgerald, and J. M. Poate, *J. Appl. Phys.* **70**, 2667 (1991).
15. P. S. Andry and W. J. Varhue, *J. Appl. Phys.* **80**, 551 (1996).
16. N. A. Sobolev, O. V. Alexandrov, B. N. Gresserov, G. M. Gusinskii, V. O. Naidenov, E. I. Sheck, V. I. Stepanov, Y. V. Vyzhigin, L. F. Chepik, and E. P. Troshina, *Solid State Phenom.* **32–33**, 83 (1993).
17. K. Nakashima, O. Eryu, O. Iioka, H. Minami, and M. Watanabe, *MRS Proc.* **422**, 75 (1996).
18. K. Nakashima, *MRS Proc.* **301**, 61 (1993).
19. J. Michel, J. L. Benton, R. F. Ferrante, D. C. Jacobson, D. J. Eaglesham, E. A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, J. Poate, and L. C. Kimerling, *J. Appl. Phys.* **70**, 2672 (1991).
20. R. I. Batalov, R. M. Bayazitov, D. I. Kryzhkov, P. I. Gajduk, E. I. Gatskevich, G. D. Ivlev, C. P. Marques, and E. Alves, *J. Appl. Spectrosc.* **76**, 209 (2009).
21. T. Y. Choi, D. J. Hwang, and C. P. Grigoropoulos, *Opt. Eng.* **42**, 3383 (2003).
22. A. V. Emelyanov, M. V. Khenkina, A. G. Kazanskii, P. A. Forsh, P. K. Kashkarov, M. Gecevicius, M. Beresna, and P. G. Kazansky, *Thin Solid Films* **556**, 410 (2014).
23. K. Bronnikov, A. Dostovalov, A. Cherepakhin, E. Mitsai, A. Nepomniaschii, S. A. Kulinich, A. Zhizhchenko, and A. Kuchmizhak, *Materials* **13**, 5296 (2020).
24. S. K. Sundaram and E. Mazur, *Nat. Mater.* **1**, 217 (2002).
25. A. Larin, L. Dvoretckaia, A. Mozharov, I. S. Mukhin, A. B. Cherepakhin, I. I. Shishkin, E. I. Ageev, and D. A. Zuev, *Adv. Mater.* **33**, 2005886 (2021).
26. Н. А. Соболев, М. С. Бреслер, О. Б. Гусев, М. И. Макавийчук, Е. О. Паршин, Е. И. Шек, *Физика и техника полупроводников* **28**, 1995 (1994).
27. P. A. Dmitriev, D. G. Baranov, V. A. Milichko, S. V. Makarov, I. S. Mukhin, A. K. Samusev, A. E. Krasnok, P. A. Belov, and Y. S. Kivshar, *Nanoscale* **8**, 9721 (2016).
28. J. M. Liu, *Opt. Lett.* **7**, 196 (1982).
29. M. Grimsditch, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2379 (1984).

30. M. Stepikhova, W. Jantsch, G. Kocher, M. Schoisswohl, J.L. Cantin, and H.J. von Bardeleben, *Mater. Sci. Forum* **258–263**, 1533 (1997).
31. K. Takahei, A. Taguchi, Y. Horikoshi, and J. Nakata, *J. Appl. Phys.* **76**, 4332 (1994).
32. A. Kiani, K. Venkatakrishnan, and B. Tan, *Opt. Express* **18**, 1872 (2010).
33. V.A. Volodin, A.S. Kachko, A.G. Cherkov, A.V. Latyshev, J. Koch, and B.N. Chichkov, *JETP Lett.* **93**, 603 (2011).

Усиление кубической нелинейности в средах с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью: невырожденный оптический эффект Керра¹⁾

А. В. Харитонов⁺, А. Р. Газизов^{+,*}, С. С. Харинцев^{+,*2)}

⁺Институт физики, Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

^{*}Институт прикладных исследований, Академия наук РТ, 420111 Казань, Россия

Поступила в редакцию 19 октября 2021 г.

После переработки 2 ноября 2021 г.

Принята к публикации 3 ноября 2021 г.

Нелинейные среды, у которых диэлектрическая проницаемость ϵ может быть уменьшена до квази нулевых значений, позволяют дополнительно усилить нелинейно-оптический отклик. Принято считать, что кубическая нелинейность испытывает усиление на некоторой длине волны λ_{ENZ} при условии: $\text{Re}[\epsilon(\lambda_{ENZ})] = 0$. В настоящей работе показано, что усиление нелинейного показателя преломления n_2 в общем случае происходит на другой длине волны λ' . Данный аномальный сдвиг проявляется тогда, когда длина волны λ_{ENZ} у материала находится вблизи резонанса нелинейной восприимчивости. Получено аналитическое условие для усиления невырожденного оптического эффекта Керра.

DOI: 10.31857/S1234567821230063

Нелинейно-оптические эффекты нашли широкое практическое применение в фотонике, например, в таких областях, как телекоммуникации и оптическая обработка информации [1, 2], химическая диагностика и визуализация [3, 4], квантовые информационные технологии [5] и др. Однако для наблюдения оптических нелинейностей требуется высокоинтенсивное лазерное возбуждение и/или большой объем взаимодействия. Постоянно ведутся поиски физических механизмов, позволяющих увеличить эффективность нелинейных взаимодействий. Это позволит уменьшить размеры нелинейных фотонных устройств и снизить их энергопотребление.

Один из хорошо зарекомендовавших себя подходов к усилению нелинейности основан на использовании структурированных сред [6, 7], таких как микрорезонаторы [8], нановолноводы [9], плазмонные структуры [10, 11] и диэлектрические антенны [12]. В последние годы широкий интерес привлек класс материалов, у которых значения оптических параметров (диэлектрическая и/или магнитная проницаемость) близки к нулю. Такой интерес связан с обнаружением ряда уникальных электромагнитных явлений, например, фотонное туннелирование, усиление направленности излучения, уве-

личение длины волны света по сравнению с длиной волны в вакууме и др. [13–15]. Материалы с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью (англ. *epsilon-near-zero* (ENZ)) открывают новые возможности увеличения эффективности нелинейных взаимодействий [16]. Оптические нелинейности усиливаются за счет увеличения нормальной компоненты электрического поля на границе ENZ среды и уменьшения групповой скорости [16]. ENZ материалы были успешно использованы для реализации высокоэффективных нелинейных преобразований, включая генерацию гармоник [17, 18, 19], сдвиг частоты [20], сверхбыстрое оптическое переключение [21, 22], вынужденное комбинационное рассеяние [23, 24] и др. [25–27]. Данная работа посвящена оптическому эффекту Керра, в котором показатель преломления n зависит от интенсивности I падающего света: $n = n_0 + n_2 I$ (n_0 и n_2 – линейный и нелинейный показатель преломления соответственно). Более конкретно, рассматривается невырожденное нелинейное взаимодействие высокоинтенсивного пучка накачки и малоинтенсивного зондирующего пучка. В работе [28] была продемонстрирована беспрецедентно большая модуляция показателя преломления вплоть до 400 %, что было достигнуто благодаря использованию допированного алюминием оксида цинка Al: ZnO (AZO) с ENZ свойствами. Как было показано в этой работе, наибольший нелинейный набег фазы достигается тогда, когда длина волны зондирующего пучка на-

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: Sergey.Kharintsev@kpfu.ru

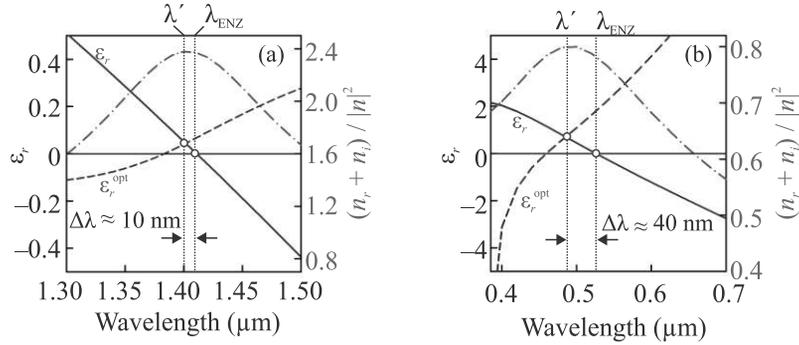


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость действительной части диэлектрической проницаемости ε_r (сплошная синяя кривая) и $\varepsilon_r^{\text{opt}}$ (пунктирная синяя кривая) в зависимости от длины волны, построенная для (a) – AZO и (b) – TiN. Экспериментально измеренные значения диэлектрической проницаемости AZO и TiN взяты из работы [29]. Красная штрихпунктирная линия показывает вид зависимости n_{2r} от длины волны зондирующего излучения, рассчитанный с помощью уравнения (1) в приближении $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$. С помощью вертикальных линий отмечены длина волны λ_{ENZ} и максимум n_{2r} .

страивается на значение λ_{ENZ} (λ_{ENZ} – длина волны, при которой действительная часть диэлектрической проницаемости равна нулю). Таким образом, для наблюдения усиления нелинейности необходимо, чтобы действительная часть диэлектрической проницаемости, $\text{Re}[\varepsilon] = \varepsilon_r$, удовлетворяла следующему условию: $\varepsilon_r = 0$.

В настоящей работе показано, что данное условие является частным случаем более общего критерия, в котором учитывается спектральная дисперсия диэлектрической проницаемости и нелинейной кубической восприимчивости, а также величина оптических потерь. Аналитически получено новое условие усиления керровского отклика в ENZ средах, позволяющее найти длину волны, при которой усиление максимально. В частности показано, что оптимальная длина волны λ' в AZO может быть сдвинута относительно λ_{ENZ} больше чем на 50 нм. Благодаря оптимизации длины волны зондирующего излучения достигается двукратное увеличение керровского отклика по сравнению со случаем возбуждения на длине волны λ_{ENZ} . Значение действительной части диэлектрической проницаемости AZO при оптимальной длине волны отлично от нуля и равно $\varepsilon_r(\lambda') = 0.15$. Аналогичные оценки были сделаны для TiN: $\Delta\lambda = 30$ нм и $\varepsilon_r(\lambda') = -0.6$.

Нелинейный показатель преломления является комплексной величиной, $n_2 = n_{2r} + in_{2i}$, где действительная часть определяет нелинейный набег фазы, мнимая часть – нелинейное поглощение. Для случая невырожденного эффекта Керра n_{2r} записывается следующим образом [28]:

$$n_{2r} = \frac{3}{2\varepsilon_0 n_r^{\text{pump}}} \text{Re} \left[\frac{\chi^{(3)}}{n} \right] = \frac{3}{2\varepsilon_0 n_r^{\text{pump}}} \frac{\chi_r^{(3)} n_r + \chi_i^{(3)} n_i}{|n|^2}, \quad (1)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, c – скорость света, n_{2r}^{pump} – действительная часть линейного показателя преломления на длине волны накачки, $\chi_r^{(3)}$ и $\chi_i^{(3)}$ – действительная и мнимая часть нелинейной кубической восприимчивости на длине волны зондирующего пучка, n_r и n_i – действительная и мнимая часть линейного показателя преломления на длине волны зондирующего пучка. Обсуждение свойств n_{2i} в области длин волн вблизи λ_{ENZ} приведено в дополнительном материале. В работе [28] был рассмотрен простейший случай $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$, т.е. спектральная дисперсия $\chi^{(3)}$ считалась пренебрежимо малой. В этом приближении зависимость n_{2r} от частоты определяется множителем $(n_r + n_i)/|n|^2$. Для того, чтобы найти условие максимального усиления, необходимо решить уравнение $d((n_r + n_i)/|n|^2)/d\omega = 0$ относительно n_r . Данное уравнение имеет два корня:

$$n_r^{1,2} = n_i D_{\pm}, \quad (2)$$

$$D_{\pm} = \frac{\frac{dn_r}{d\omega} + \frac{dn_i}{d\omega} \pm \sqrt{2} \sqrt{\left(\frac{dn_r}{d\omega}\right)^2 + \left(\frac{dn_i}{d\omega}\right)^2}}{\frac{dn_i}{d\omega} - \frac{dn_r}{d\omega}}. \quad (3)$$

Преобразуя показатель преломления в диэлектрическую проницаемость, можно получить следующее выражение

$$\varepsilon_r^{\text{opt}}(\lambda) = \frac{\varepsilon_i(\lambda)}{2} \left(D(\lambda) - \frac{1}{D(\lambda)} \right), \quad (4)$$

где D равно либо D_+ , либо D_- , так как справедливо следующее соотношение: $D_+ - D_+^{-1} = D_- - D_-^{-1}$. Таким образом, получаем условие на длину волны λ' , при которой достигается максимальное усиление в ENZ среде

$$\varepsilon_r(\lambda') = \varepsilon_r^{\text{opt}}(\lambda'; \varepsilon_r, \varepsilon_i). \quad (5)$$

Длину волны λ' можно найти как точку пересечения диэлектрической функции $\varepsilon_r(\lambda)$ материала и кривой $\varepsilon_r^{\text{opt}}(\lambda)$ (уравнение (4)). Для того, чтобы проиллюстрировать это, на рис. 1 построены зависимости $\varepsilon_r(\lambda)$ и $\varepsilon_r^{\text{opt}}(\lambda)$ для двух ENZ материалов: AZO (рис. 1а) и TiN (рис. 1б). На том же рисунке построена зависимость величины $(n_r + n_i)/|n|^2$ от длины волны.

Как видно из рис. 1, n_{2r} испытывает усиление, когда длина волны зондирующего пучка приближается к спектральному региону вблизи λ_{ENZ} . В соответствии с уравнениями (4) и (5), n_{2r} имеет максимум при λ' . Важно подчеркнуть, что λ' не совпадает с λ_{ENZ} для обоих материалов, AZO и TiN. В случае AZO, λ' сдвинута относительно λ_{ENZ} в синюю область на величину $\Delta\lambda_{\text{AZO}} = 10$ нм. В случае TiN, спектральный сдвиг более выражен: $\Delta\lambda_{\text{TiN}} = 40$ нм. Важно отметить, что данные оценки приведены для случая $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$. Таким образом, для того, чтобы достигнуть максимального усиления керровского отклика, длина волны зондирующего излучения должна быть равна λ' , а не λ_{ENZ} .

Уравнение (4) позволяет выявить границы применимости стандартного условия усиления $\varepsilon_r = 0$. Согласно уравнению (4), значение $\varepsilon_r^{\text{opt}}$ в точке λ_{ENZ} равно нулю только в следующих случаях: (1) $\varepsilon_i(\lambda_{\text{ENZ}}) = 0$ и/или (2) $D(\lambda_{\text{ENZ}}) = \pm 1$. Далее рассматривается только корень $D = 1$, так как согласно уравнению (2) в этом случае показатель преломления всегда положительный (случай немагнитной среды). $D(\lambda_{\text{ENZ}}) = 1$, когда $dn_r/d\omega = -dn_i/d\omega$ при λ_{ENZ} (уравнение (3)). В свою очередь, это выражение выполняется, когда $d\varepsilon_i/d\omega \ll d\varepsilon_r/d\omega$ (см. дополнительный материал). Таким образом, в приближении $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$, условие усиления, $\varepsilon_r = 0$, справедливо только для материалов, у которых в точке λ_{ENZ} спектральная дисперсия функции $\varepsilon_i(\lambda)$ много меньше дисперсии функции $\varepsilon_r(\lambda)$ и/или пренебрежимо малые оптические потери при λ_{ENZ} . Примером таких сред являются проводящие оксиды (AZO, GZO, ITO) [15, 29]; поэтому спектральный сдвиг $\Delta\lambda_{\text{AZO}}$ мал по сравнению со случаем TiN.

Предыдущий результат был получен в приближении $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$. В общем случае, n_{2r} определяется линейными (n_r, n_i) и нелинейными ($\chi_r^{(3)}, \chi_i^{(3)}$) оптическими параметрами (уравнение (1)). В результате, значение $\varepsilon_r^{\text{opt}}$ будет зависеть не только от спектральной дисперсии линейного показателя преломления n , но и от дисперсии $\chi^{(3)}$. Ниже будет показано, как модифицируется условие усиления керров-

ской нелинейности в ENZ средах с большой дисперсией $\chi^{(3)}$.

Для этой цели необходимо найти максимум $\text{Re}[\chi^{(3)}/n]$. Далее для простоты будем считать, что частотной зависимостью линейного показателя преломления можно пренебречь. Это приближение справедливо, например, для таких ENZ материалов, как AZO, GZO, ITO [15, 30]. Решая уравнение $d(\text{Re}[\chi^{(3)}/n])/d\omega = 0$, получаем

$$\varepsilon_r^{\text{opt}}(\lambda) = \frac{\varepsilon_i}{2} \left(\frac{d\chi_r^{(3)}/d\omega}{d\chi_i^{(3)}/d\omega} - \frac{d\chi_i^{(3)}/d\omega}{d\chi_r^{(3)}/d\omega} \right). \quad (6)$$

Уравнения (5) и (6) позволяют найти длину волны λ' , при которой достигается максимальное усиление n_{2r} . Интересно, что даже в материалах с пренебрежимо малой дисперсией линейного показателя преломления, усиление n_{2r} происходит при некотором значении ε_r , которое в общем случае не равно нулю. Стандартное условие $\varepsilon_r = 0$ справедливо только в следующих случаях: (1) $\varepsilon_i = 0$ в точке λ_{ENZ} (отсутствие оптических потерь) и/или (2) $d\chi_r^{(3)}/d\omega = d\chi_i^{(3)}/d\omega$ в точке λ_{ENZ} .

В простейшей двухуровневой модели зависимость $\chi^{(3)}$ от частоты имеет следующий вид [30]

$$\chi^{(3)}(\omega) = \frac{bNe^4/\varepsilon_0 m^3}{(\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\gamma\omega)^4}, \quad (7)$$

где N – концентрация атомов, e и m – заряд и масса электрона, b – параметр, характеризующий величину нелинейности, ω_0 – резонансная частота электронного перехода, γ – константа затухания. Для того, чтобы лучше понять, при каких условиях дисперсия $\chi^{(3)}$ играет важную роль, на рис. 2 построены зависимости $\chi^{(3)}$ и ε_r от частоты зондирующего излучения для двух типов ENZ материалов: модель Друде (рис. 2а) и модель Лоренца (рис. 2б).

Модель Друде описывает свойства материалов, оптический отклик которых определяется свободными носителями заряда. Характерный вид действительной части функции $\varepsilon(\omega)$ показан на рис. 2а. Как видно из этого графика, подобные материалы имеют одну частоту ω_{ENZ} . Значение ω_{ENZ} в различных материалах варьируется в широком спектральном диапазоне, включая ультрафиолетовый (например, благородные металлы), видимый (TiN, ZrN, TiON) и инфракрасный (AZO, GZO, ITO) диапазоны [15, 31, 32]. Зависимость $\chi^{(3)}(\omega)$ демонстрирует резонансное поведение вблизи частоты ω_0 электронного перехода. Как показано на рис. 2а, ω_{ENZ} материала может находиться как вблизи ω_0 (синяя

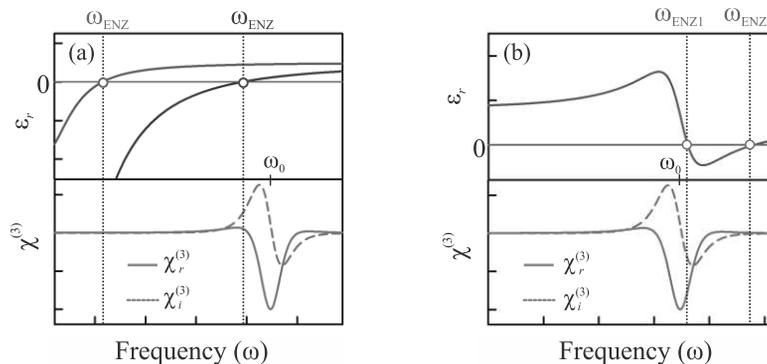


Рис. 2. (Цветной онлайн) Вид зависимости действительной части диэлектрической проницаемости от частоты, построенный для: (а) – модели Друде (красная и синяя кривая) и (б) – модели Лоренца (розовая кривая). В модели Друде показаны два характерных случая с различными частотами нулевой диэлектрической проницаемости (отмечены вертикальными линиями). Зеленые кривые на рисунках (а) и (б) показывают вид зависимости действительной (сплошная линия) и мнимой (пунктирная линия) части $\chi^{(3)}$ от частоты

кривая), так и вдали от ω_0 (красная кривая). Видно, что когда ω_{ENZ} находится вдали от ω_0 , $\chi_r^{(3)}$ и $\chi_i^{(3)}$ имеют одинаковую дисперсию, т.е. $d\chi_r^{(3)}/d\omega = d\chi_i^{(3)}/d\omega$. Таким образом, учитывая уравнение (6), находим, что стандартное условие $\varepsilon_r = 0$ усиления нелинейности справедливо только для нерезонансных нелинейностей. В противоположном случае, когда ω_{ENZ} находится вблизи ω_0 , величина и знак производных $d\chi_r^{(3)}/d\omega$ и $d\chi_i^{(3)}/d\omega$ могут отличаться. Таким образом, спектральная дисперсия $\chi^{(3)}$ играет важную роль, определяя нелинейный отклик ENZ материалов.

Диэлектрическая проницаемость множества ENZ материалов может быть описана с помощью модели Лоренца для связанных электронов и колебательных резонансов. Данный класс ENZ сред включает такие материалы, как InP, GaAs, Si, SiC и др., которые известны как фоновые материалы [15]. На рисунке 2b показан характерный вид зависимости действительной части диэлектрической функции в модели Друде. Подобные материалы могут иметь сразу две частоты, при которых $\varepsilon_r = 0$, ω_{ENZ1} и ω_{ENZ2} . Стоит обратить внимание, что усиление на частоте ω_{ENZ1} сильно ограничено, что связано с резонансным поглощением: $\varepsilon_i(\omega)$ имеет интенсивный пик при ω_0 (не показан на графике). Обе зависимости $\varepsilon(\omega)$ и $\chi^{(3)}(\omega)$ имеют резонанс на частоте ω_0 , где ω_0 является либо резонансной частотой электронного перехода, либо частотой фононного резонанса. Как следствие, ω_{ENZ} всегда находится вблизи резонанса $\chi^{(3)}$. Таким образом, зависимость $\chi^{(3)}$ от частоты в материалах, описываемых моделью Лоренца, играет важную роль и должна учитываться для достижения максимально го нелинейного отклика.

Важно подчеркнуть, что данные о нелинейно-оптических параметрах большинства ENZ материалов в литературе немногочисленны. Фактически, существует всего несколько работ, в которых и диэлектрическая проницаемость, и нелинейная восприимчивость измерены в широком спектральном диапазоне, включая область вблизи λ_{ENZ} [26, 28, 33, 34]. Экспериментальные значения $\chi^{(3)}$ сильно зависят от выбранной процедуры измерения, которая может быть чувствительна к разным вкладам в нелинейный отклик [35, 36]. Как следует из уравнения (1), зависимость n_{2r} от длины волны определяется множителем $(\chi_r^{(3)} n_r + \chi_i^{(3)} n_i) / |n|^2$. На рисунке 3 показана зависимость этой величины от длины волны зондирующего пучка, рассчитанная, используя экспериментальные значения $\chi^{(3)}$ и n для AZO (рис. 3a) и TiN (рис. 3b). Экспериментальные данные были взяты из работ [26, 33]. Спектральная дисперсия нелинейной восприимчивости приводит к значительному изменению оптического отклика ENZ материала. Как видно на рис. 3a, максимум n_{2r} сдвинут в синюю область относительно λ_{ENZ} примерно на 60 нм, тогда как в приближении $\chi_r^{(3)} = \chi_i^{(3)} = \text{const}$ сдвиг равен примерно 10 нм (рис. 1a). Стоит отметить, что в работе [28] такой большой сдвиг не наблюдался. Это связано с малой дисперсией $\chi^{(3)}$ в синтезированной пленке AZO. Важно, что диэлектрическая проницаемость и нелинейная восприимчивость проводящих оксидов (AZO, GZO, ITO) и нитридов переходных металлов (TiN, ZrN, HfN, ...) зависят от таких параметров, как степень допирования, стехиометрия, кристалличность, и др. [30, 37]. Таким образом, важно определять значения $\varepsilon_r^{\text{opt}}$ и χ' для каждого конкретного материала.

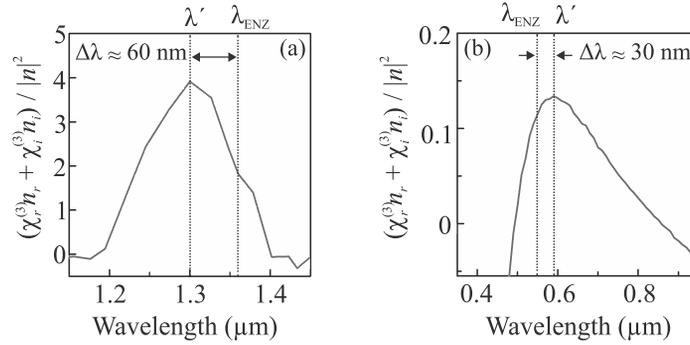


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость n_{2r} от длины волны зондирующего излучения, рассчитанная используя экспериментальные данные $\chi^{(3)}$ и n для: (а) – AZO и (б) – TiN. Вертикальными линиями отмечены λ_{ENZ} и максимум n_{2r} .

Интересно, что в работах [38, 39] экспериментально был обнаружен схожий эффект, когда наиболее эффективная нелинейная генерация в ENZ материале происходит при длине волны возбуждения, смещенной относительно λ_{ENZ} . Данный результат был получен при изучении оптического выпрямления [38] и генерации второй и третьей гармоники [39] в пленке ИТО. Авторы объясняют этот аномальный сдвиг изменением линейной диэлектрической проницаемости ENZ среды под воздействием лазерного импульса. В свою очередь, это связано с нелокальными эффектами и изменением эффективной массы горячих электронов [38, 39]. Данные механизмы могут вносить дополнительный вклад в сдвиг оптимальной длины волны в ENZ средах.

В случае TiN (рис. 3б) λ' сдвинута относительно λ_{ENZ} примерно на 30 нм. Интересно, что λ' для TiN сдвинута в красную область. Это отличается от случая AZO, где λ' смещена в синюю область. Это можно объяснить свойствами функции $\chi^{(3)}(\omega)$, которая определяет знак $\varepsilon_r^{\text{opt}}$ (уравнение (6)). Для TiN $\varepsilon_r^{\text{opt}} < 0$ в спектральной области вблизи λ_{ENZ} . Принимая во внимание, что ε_r уменьшается с ростом длины волны, λ' сдвинута в длинноволновую область. Используя график диэлектрической функции рассматриваемых материалов [26, 33], находим: $\varepsilon_r^{\text{opt}} \approx 0.15$ для AZO и $\varepsilon_r^{\text{opt}} \approx -0.6$ для TiN. Для того, чтобы оценить преимущество, которое может быть достигнуто, если длина волны зондирующего пучка равна λ' , а не λ_{ENZ} , можно вычислить значение следующего отношения $n_{2r}(\lambda')/n_{2r}(\lambda_{\text{ENZ}})$. Эта величина равна 2 и 1.15 для AZO и TiN соответственно.

Таким образом, в работе показано, что условие $\varepsilon_r = 0$ для усиления кубической нелинейности является частным случаем более общего критерия. Когда длина волны λ_{ENZ} находится вблизи резонанса

кубической восприимчивости, максимальный нелинейный отклик возникает на смещенной длине волны. Получено аналитическое условие, позволяющее найти длину волны, при которой усиление невырожденного оптического эффекта Керра в ENZ средах максимально. В частности, оптимальная длина волны зондирующего излучения для AZO сдвинута относительно λ_{ENZ} больше чем на 50 нм. Когда длина волны подбирается таким образом, чтобы удовлетворить обобщенному условию усиления, достигается двукратное увеличение нелинейного набега фазы по сравнению со случаем возбуждения на λ_{ENZ} . Это исследование может быть распространено на другие нелинейно-оптические эффекты, что станет предметом будущих исследований.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда (#19-12-00066). Работа А. В. Харитонova (проведение аналитических расчетов) выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (#0671-2020-0050).

Авторы благодарны проф. А. И. Фишману (Казанский федеральный университет) за ценные замечания к работе.

1. A. E. Willner, S. Khaleghi, M. R. Chitgarha, and O. F. Yilmaz, *J. Light. Technol.* **32**, 66 (2014).
2. D. Cotter, R. J. Manning, K. J. Blow, A. D. Ellis, A. E. Kelly, D. Nasset, I. D. Phillips, A. J. Poustie and D. C. Rogers, *Science* **286**, 1523 (1999).
3. C. L. Evans and X. S. Xie, *Annu. Rev. Anal. Chem.* **1**, 883 (2008).
4. J. L. Ma and M. T. Sun, *Nanophotonics* **9**, 1341 (2020).
5. D. E. Chang, V. Vuletic, and M. D. Lukin, *Nat. Photonics* **8**, 685 (2014).

6. A. Krasnok, M. Tymchenko, and A. Alu, *Mater. Today* **21**, 8 (2018).
7. G. P. Lin, A. Coillet, and Y. K. Chembo, *Adv. Opt. Photonics* **9**, 828 (2017).
8. J. I. Dadap, N. C. Panoiu, X. Chen, I.-W. Hsieh, X. Liu, C.-Y. Chou, E. Dulkeith, S. J. McNab, F. Xia, W. M. J. Green, L. Sekaric, Y. A. Vlasov, and R. M. Osgood, *Opt. Express* **16**, 1280 (2008).
9. F. Flamini, N. Spagnolo, and F. Sciarrino, *Rep. Prog. Phys.* **82**, 016001 (2019).
10. M. Kauranen and A. V. Zayats, *Nat. Photonics* **6**, 737 (2012).
11. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, S. K. Saikin, A. M. Alekseev, and S. G. Kazarian, *Nano Lett.* **17**, 5533 (2017).
12. K. Koshelev, S. Kruk, E. Melik-Gaykazyan, J. H. Choi, A. Bogdanov, H. G. Park, and Y. Kivshar, *Science* **367**, 288 (2020).
13. I. Liberal and N. Engheta, *Science* **358**, 1540 (2017).
14. X. X. Niu, X. Y. Hu, S. S. Chu, and Q. H. Gong, *Adv. Opt. Mater.* **6**, 1701292 (2018).
15. N. Kinsey, C. DeVault, A. Boltasseva, and V. M. Shalaev, *Nat. Rev. Mater.* **4**, 742 (2019).
16. O. Reshef, I. De Leon, M. Z. Alam, and R. W. Boyd, *Nat. Rev. Mater.* **4**, 535 (2019).
17. Y. M. Yang, J. Lu, A. Manjavacas, T. S. Luk, H. Z. Liu, K. Kelley, J. P. Maria, E. L. Runnerstrom, M. B. Sinclair, S. Ghimire, and I. Brener, *Nat. Phys.* **15**, 1022 (2019).
18. I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, I. V. Malysheva, A. P. Leontiev, K. S. Napolskii, and T. V. Murzina, *Opt. Lett.* **45**, 1866 (2020).
19. W. D. Tian, F. Liang, D. Z. Lu, H. H. Yu, and H. J. Zhang, *Photonics Res.* **9**, 317 (2021).
20. J. B. Khurgin, M. Clerici, V. Bruno, L. Caspani, C. DeVault, J. Kim, A. Shaltout, A. Boltasseva, V. M. Shalaev, M. Ferrera, D. Faccio, and N. Kinsey, *Optica* **7**, 226 (2020).
21. J. Bohn, T. S. Luk, C. Tollerton, S. W. Hutchings, I. Brener, S. Horsley, W. L. Barnes, and E. Hendry, *Nat. Commun.* **12**, 1017 (2021).
22. Z. Chai, X. Y. Hu, F. F. Wang, C. Li, Y. T. Ao, Y. Wu, K. B. Shi, H. Yang, and Q. H. Gong, *Laser Photonics Rev.* **11**, 1700042 (2017).
23. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, A. M. Alekseev, and S. G. Kazarian, *Nanoscale* **11**, 7710 (2019).
24. S. S. Kharintsev, A. V. Kharitonov, A. R. Gazizov, and S. G. Kazarian, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **12**, 3862 (2020).
25. S. Suresh, O. Reshef, M. Z. Alam, J. Upham, M. Karimi, and R. W. Boyd, *ACS Photonics* **8**, 125 (2021).
26. E. G. Carnemolla, L. Caspani, C. DeVault, M. Clerici, S. Vezzoli, V. Bruno, V. M. Shalaev, D. Faccio, A. Boltasseva, and M. Ferrera, *Opt. Mater. Express* **8**, 3392 (2018).
27. W. D. Tian, F. Liang, S. M. Chi, C. Li, H. H. Yu, H. Zhang, and H. J. Zhang, *ACS Omega* **5**, 2458 (2020).
28. L. Caspani, R. P. M. Kaipurath, M. Clerici, M. Ferrera, T. Roger, J. Kim, N. Kinsey, M. Pietrzyk, A. Di Falco, V. M. Shalaev, A. Boltasseva, and D. Faccio, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 233901 (2016).
29. G. V. Naik, J. Kim, and A. Boltasseva, *Opt. Mater. Express* **1**, 1090 (2011).
30. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego (2008).
31. A. Kharitonov and S. Kharintsev, *Opt. Mater. Express* **10**, 513 (2020).
32. A. V. Kharitonov, I. V. Yanilkin, A. I. Gumarov, I. R. Vakhitov, R. V. Yusupov, L. R. Tagirov, S. S. Kharintsev, and M. Kh. Salakhov, *Thin Solid Films* **653**, 200 (2018).
33. R. Sato, S. Ishii, T. Nagao, M. Naito, and Y. Takeda, *ACS Photonics* **5**, 3452 (2018).
34. R. M. Kaipurath, M. Pietrzyk, L. Caspani, T. Roger, M. Clerici, C. Rizza, A. Ciattoni, A. Di Falco, and D. Faccio, *Sci. Rep.* **6**, 27700 (2016).
35. R. W. Boyd, Z. M. Shi, and I. De Leon, *Opt. Commun.* **326**, 74 (2014).
36. N. Kinsey, A. A. Syed, D. Courtwright, C. DeVault, C. E. Bonner, V. I. Gavrilenko, V. M. Shalaev, D. J. Hagan, E. W. van Stryland, and A. Boltasseva, *Opt. Mater. Express* **5**, 2395 (2015).
37. G. V. Naik, V. M. Shalaev, and A. Boltasseva, *Adv. Mater.* **25**, 3264 (2013).
38. W. H. Jia, M. Liu, Y. C. Lu, X. Feng, Q. W. Wang, X. Q. Zhang, Y. B. Ni, F. T. Hu, M. L. Gong, X. L. Xu, Y. Y. Huang, W. L. Zhang, Y. M. Yang, and J. G. Han, *Light Sci. Appl.* **10**, 11 (2021).
39. L. Rodríguez-Suné, M. Scalora, A. S. Johnson, C. Cojocar, N. Akozbek, Z. J. Coppens, D. Perez-Salinas, S. Wall, and J. Trull, *APL Photonics* **5**, 010801 (2020).

Фазовые переходы и магнитные свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке в слабых магнитных полях

М. К. Рамазанов¹⁾, А. К. Муртазаев, М. А. Магомедов, М. К. Мазагаева

Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН, 367003 Махачкала, Россия

Поступила в редакцию 20 октября 2021 г.

После переработки 25 октября 2021 г.

Принята к публикации 25 октября 2021 г.

Репличным обменным алгоритмом метода Монте-Карло проведено исследование фазовых переходов и магнитных свойств двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке в слабых магнитных полях. Исследования проведены для интервала величины магнитного поля $0.0 \leq H \leq 3.5$ с шагом 0.5. Получены магнитные структуры основного состояния для данного интервала H . Установлено, что в рассмотренном интервале значений поля наблюдается фазовый переход первого рода, кроме значения $H = 1.5$, где обнаружен фазовый переход второго рода. Обнаружено, что в данной модели внешнее магнитное поле может привести к смене рода фазового перехода.

DOI: 10.31857/S1234567821230075

1. Введение. В настоящее время в физике конденсированного состояния активно проводятся исследования фазовых переходов (ФП), критических, магнитных и термодинамических свойств спиновых систем с учетом различных возмущающих факторов. На сегодняшний день вопрос о влиянии возмущений различной природы, таких как внешнее магнитное поле, взаимодействие вторых ближайших соседей, немагнитные примеси, тепловые и квантовые флуктуации и другие имеет принципиальное значение. Включение этих возмущающих факторов может привести к большому разнообразию фаз и ФП в магнитных спиновых системах [1–7]. Исследование влияния внешних факторов на спиновые системы с фрустрациями имеет особый интерес. Это связано с тем, что фрустрированные спиновые системы обладают свойствами, отличными от соответствующих нефрустрированных систем. Внесение внешних возмущений в такие системы может привести к совершенно новому физическому поведению. Причина такого поведения заключается в высокой чувствительности фрустрированных систем к внешним возмущающим факторам. В связи с этим, в данном исследовании нами изучается влияние слабых магнитных полей на характер ФП и магнитные свойства спиновых систем с фрустрациями. При решении такого рода задач успешно используют различные реше-

точные модели, такие как модель Изинга, Поттса, Гейзенберга и другие.

К настоящему моменту времени влияние внешних возмущающих факторов, в том числе и магнитного поля в модели Изинга и Гейзенберга, достаточно хорошо изучено как для квантовых, так и для классических систем [8–13]. Совсем иначе обстоит дело с моделью Поттса. Модель Поттса является малоизученной и представляет значительный интерес. Интерес к этой модели обусловлен тем, что модель Поттса служит основой теоретического описания широкого круга физических свойств и явлений в физике конденсированных сред. К их числу относятся сложные анизотропные ферромагнетики кубической структуры, спиновые стекла, многокомпонентные сплавы и жидкие смеси. На основе модели Поттса с различным числом состояний спина могут быть описаны структурные ФП во многих материалах [13]. Работ, посвященных изучению влияния внешнего магнитного поля, как возмущающего фактора, на ФП и магнитные свойства модели Поттса практически нет, и этот вопрос все еще остается открытым и малоизученным.

В связи с этим, в данной работе нами предпринята попытка на основе метода Монте-Карло (МК) изучить влияние слабых магнитных полей на ФП и магнитные свойства двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке с учетом обменных взаимодействий первых и вторых ближайших соседей. Данная модель интересна

¹⁾e-mail: sheikh77@mail.ru

еще и тем, что значение $q = 4$ является граничным значением интервала $2 \leq q \leq 4$, где наблюдается ФП второго рода и области значений $q > 4$, в котором наблюдается ФП первого рода [14]. Исследования проводятся на основе современных методов и идей, что позволит получить ответ на ряд вопросов, связанных с характером и природой ФП фрустрированных спиновых систем.

2. Модель и метод исследования. Гамильтониан модели Поттса с учетом взаимодействия первых и вторых ближайших соседей, а также внешнего магнитного поля имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} S_i S_j - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} S_i S_j - H \sum_{\langle i \rangle} S_i = \\ &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \cos \theta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} \cos \theta_{i,k} - H \sum_{\langle i \rangle} S_i, \end{aligned} \quad (1)$$

где J_1 и J_2 – параметры обменных ферро- ($J_1 > 0$) и антиферромагнитного ($J_2 < 0$) взаимодействия соответственно для первых и вторых ближайших соседей, $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами $S_i - S_j$ и $S_i - S_k$, H – величина магнитного поля (H приводится в единицах J_1). В данном исследовании рассматривается случай, когда $|J_1| = |J_2| = 1$. Величина внешнего магнитного поля меняется в интервале $0.0 \leq H \leq 3.5$ с шагом 0.5. Магнитное поле направлено вдоль одного из направлений спина.

Схематическое описание данной модели представлено на рис. 1. Как видно на рисунке, у каждого спина есть три ближайших (сплошные жирные линии красного цвета) и шесть следующих ближайших (пунктирные линии синего цвета) соседа. Спины, обозначенные кружками одного и того же цвета, имеют одинаковое направление. На вставке к рисунку для каждого из четырех возможных направлений спина приведено соответствующее цветовое представление.

Направления спинов заданы таким образом, что выполняется равенство:

$$\begin{aligned} \theta_{i,j} &= \begin{cases} 0, & \text{если } S_i = S_j \\ 109.47^\circ, & \text{если } S_i \neq S_j \end{cases} \Rightarrow \cos \theta_{i,j} = \\ &= \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j \\ -1/3, & \text{если } S_i \neq S_j. \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

Согласно уравнению (2) для двух спинов S_i и S_j энергия парного обменного взаимодействия $E_{i,j} = -J_1$, если $S_i = S_j$. В случае, когда $S_i \neq S_j$, энергия $E_{i,j} = J_1/3$. Таким образом, энергия парного взаимодействия спинов равна одной величине при их одинаковом направлении, и принимает другое значение

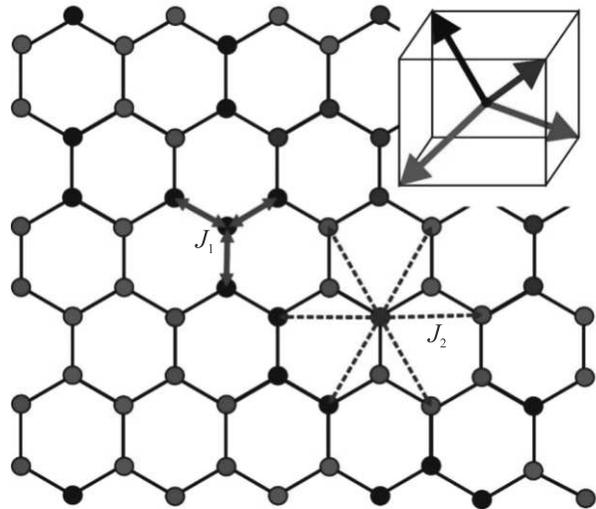


Рис. 1. (Цветной онлайн) Модель Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке. Кружками одного и того же цвета обозначены спины, имеющие одинаковое направление. На вставке для каждого из четырех возможных направлений спина приведено соответствующее цветовое представление

при не совпадении направлений спинов. Для модели Поттса с $q = 4$ в трехмерном пространстве такое возможно только при ориентации спинов, как показано на рис. 1.

Спиновые системы с фрустрациями на основе микроскопических гамильтонианов успешно изучаются на основе метода МК [15–24]. В последнее время разработано много новых вариантов алгоритмов метода МК. Одним из наиболее эффективных для исследования подобных систем является репличный обменный алгоритм [25].

Репличный обменный алгоритм был использован нами в следующем виде:

1. Одновременно моделируются N реплик X_1, X_2, \dots, X_N с температурами T_1, T_2, \dots, T_N .

2. После выполнения одного МК-шага/спин для всех реплик производится обмен данными между парой соседних реплик X_i и X_{i+1} в соответствии со схемой Метрополиса с вероятностью

$$w(X_i \rightarrow X_{i+1}) = \begin{cases} 1, & \text{для } \Delta \leq 0, \\ \exp(-\Delta), & \text{для } \Delta > 0, \end{cases}$$

где $\Delta = (U_i - U_{i+1}) \cdot (1/T_i - 1/T_{i+1})$, U_i и U_{i+1} – внутренние энергии реплик.

Главное преимущество этого алгоритма перед другими репличными алгоритмами в том, что вероятность обмена априори известна, тогда как для других алгоритмов определение вероятности – процедура достаточно длительная и отнимает много вре-

мени. В репличном обменном алгоритме для каждой реплики реализуется случайное блуждание по “температурному интервалу”, которая в свою очередь стимулирует случайное блуждание в поле потенциальной энергии. Это облегчает решение проблемы “застревания” системы в многочисленных состояниях с локальной минимальной энергией, которая характерна для спиновых систем с фрустрациями. Для повышения эффективности этого метода необходимо увеличение числа реплик, что требует серьезного роста компьютерных мощностей. Современные компьютеры обладают достаточной мощностью, что позволяет моделировать необходимое количество реплик и получать результаты с высокой точностью.

Для анализа природы и характера ФП использовался гистограммный метод анализа данных. Для вывода системы в состояние термодинамического равновесия отсекался участок длиной $\tau_0 = 4 \cdot 10^5$ шагов МК на спин, что в несколько раз больше длины неравновесного участка. Усреднение термодинамических параметров проводилось вдоль марковской цепи длиной до $\tau = 500\tau_0$ шагов МК на спин. Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $2 \times L \times L \times L = N$, $L = 12 \div 60$, где L – линейный размер решетки, N – количество спинов в системе.

3. Результаты моделирования. На рисунке 2 представлены магнитные структуры основного состояния при разных значениях магнитного поля. На этом рисунке спины, имеющие одинаковое направление, обозначены кружками одного и того же цвета. Магнитное поле направлено вдоль спина, обозначенного черным цветом. На рисунке видно, что при отсутствии внешнего магнитного поля ($H = 0.0$) в данной модели в основном состоянии реализуется димерная структура. Наблюдается магнитное состояние, при котором спины попарно упорядочиваются. Более подробно магнитные структуры, полученные для данной модели без поля описаны в работах [26, 27]. При значении поля $H = 1.0$ в данной модели сохраняется димерное упорядочение. Для поля $H = 2.0$ наблюдается увеличение числа кружков черного цвета. Это связано с увеличением числа спинов, ориентированных вдоль внешнего поля. При этом на рисунке появляются области с частичным упорядочением спинов. При значении поля $H = 3.0$ в системе наблюдается страйповое упорядочение. Это свидетельствует о том, что внесение внешнего магнитного поля приводит к изменению типа магнитного упорядочения.

Параметр порядка системы m вычислялся по формуле:

$$m = \frac{1}{N} \left(\frac{4N_{\max} - N_1 - N_2 - N_3 - N_4}{3} \right), \quad (3)$$

где N_1, N_2, N_3, N_4 – число спинов, соответствующих одному из 4 направлений спина соответственно.

На рисунке 3 представлены графики зависимости параметра порядка m от температуры для разных значений магнитного поля. При отсутствии внешнего магнитного поля, в системе отсутствует порядок, и значение параметра порядка близко к нулю. При включении поля в системе наблюдается частичное упорядочение и параметр порядка в низкотемпературной области имеет отличные от нуля значения. Это объясняется тем, что магнитное поле выстраивает спины вдоль своего направления и в системе возникает частичный порядок.

На рисунке 4 приведен график зависимости параметра порядка от магнитного поля в низкотемпературной области. На рисунке мы наблюдаем плато параметра порядка. При включении внешнего магнитного поля только одно состояние спина (черный цвет) совпадает с направлением поля, а остальные три состояния спина направлены так, как изображены на рис. 1. При увеличении магнитного поля до значения $H = 1.5$, еще одно состояние спина направляется вдоль внешнего поля. Это приводит к возникновению первого плато на графике. При значении поля $H = 2.5$, вдоль внешнего поля выстраивается следующее состояние спина. С этим связано возникновение второго плато на графике.

Для изучения рода ФП нами использовался гистограммный метод анализа данных метода МК [28, 29]. Этот метод позволяет надежно определить род ФП. Методика определения рода ФП этим методом подробно описана в работе [30].

Результаты, полученные на основе гистограммного анализа данных, показывают, что в данной модели для значений поля в диапазоне $0.0 \leq H \leq 3.5$, кроме значения поля $H = 1.5$, наблюдается ФП первого рода. Это продемонстрировано на рис. 5. На этом рисунке представлены гистограммы распределения энергии для системы с линейными размерами $L = 60$ для значений $H = 1.0, 1.5$ и 2.0 . Графики построены при различных температурах, близких к критической температуре. На рисунке видно, что в зависимости вероятности $P(E)$ от энергии E для значений поля $H = 1.0$ и 2.0 наблюдаются два хорошо выраженных максимума, которые свидетельствуют о ФП первого рода. Наличие двойного пика на гистограммах распределения энергии является доста-

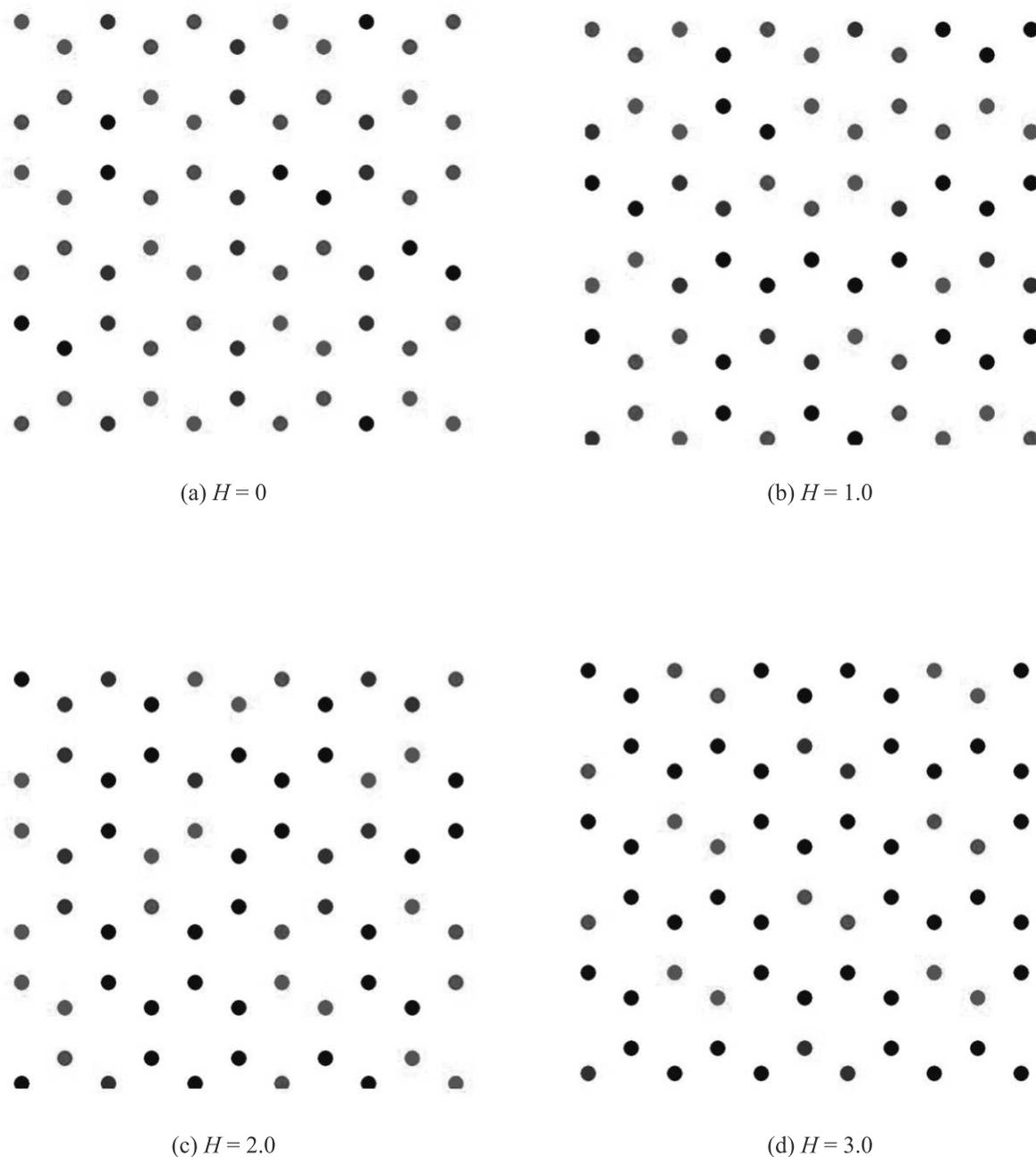


Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнитные структуры основного состояния. Кружками одного и того же цвета обозначены спины, имеющие одинаковое направление

точным условием для ФП первого рода. Двойные пики на гистограммах распределения для исследуемой модели наблюдаются для значений поля в интервале $0.0 \leq H \leq 3.5$, кроме значения поля $H = 1.5$. Это позволяет нам утверждать о том, что в рассмотренном интервале значений поля наблюдаются ФП первого рода. Для значения поля $H = 1.5$, наблюдается один максимум. Наличие одного максимума на гистограмме распределения энергии свидетельствует

ет в пользу ФП второго рода. Можно предположить, что смена типа ФП связана с изменением магнитной структуры основного состояния под влиянием внешнего магнитного поля.

4. Заключение. Исследование влияния слабых магнитных полей на фазовые переходы, магнитные структуры основного состояния и магнитные свойства двумерной модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке с взаимо-

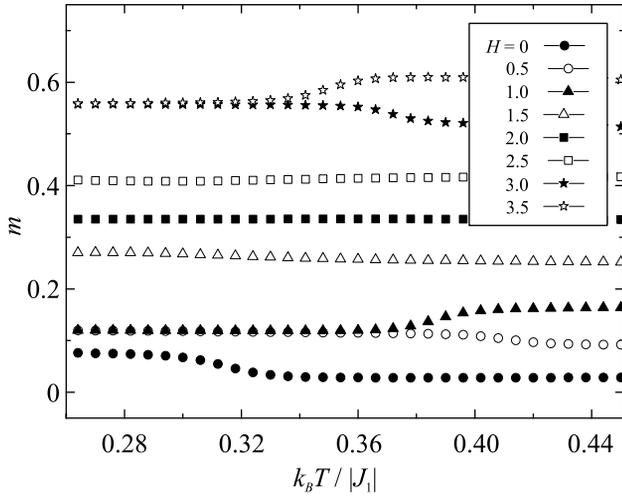


Рис. 3. Температурные зависимости параметра порядка

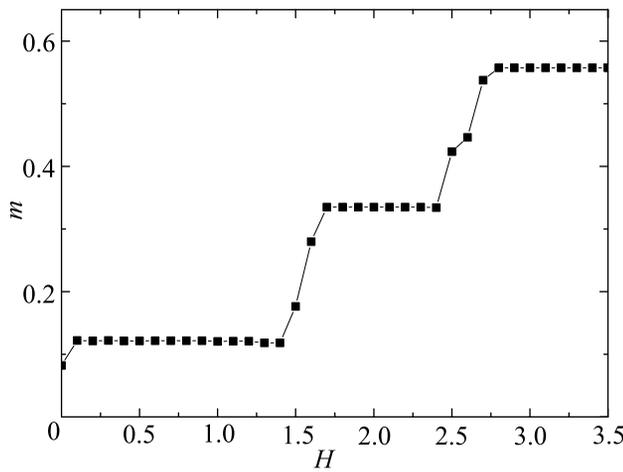


Рис. 4. Фазовая диаграмма зависимости параметра порядка от магнитного поля. Магнитное поле H приводится в единицах J_1

действиями вторых ближайших соседей выполнено с использованием репличного обменного алгоритма метода Монте-Карло. На основе гистограммного метода проведен анализ характера фазовых переходов. Получены магнитные структуры основного состояния в широком интервале значений поля. Построена фазовая диаграмма зависимости параметра порядка от величины магнитного поля. Показано, что в интервале значений $0.0 \leq H \leq 3.5$, кроме значения $H = 1.5$ наблюдается фазовый переход первого рода. Для поля $H = 1.5$ наблюдается фазовый переход второго рода.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-02-00153-а.

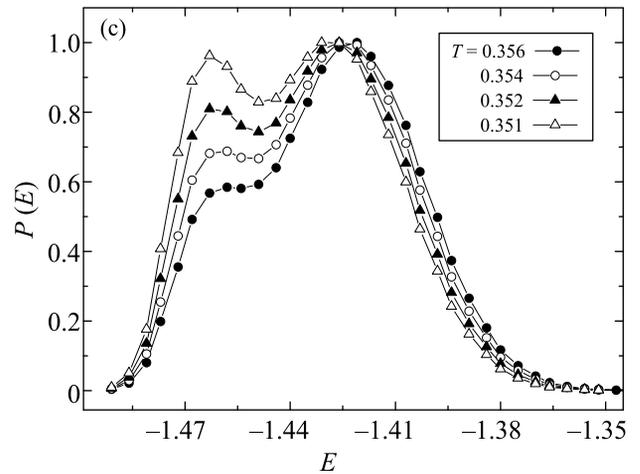
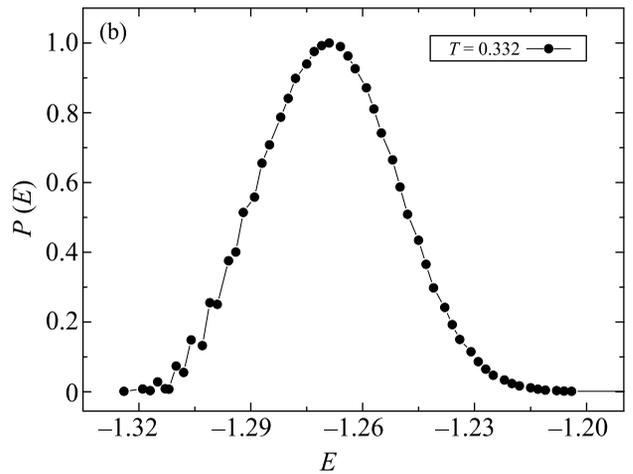
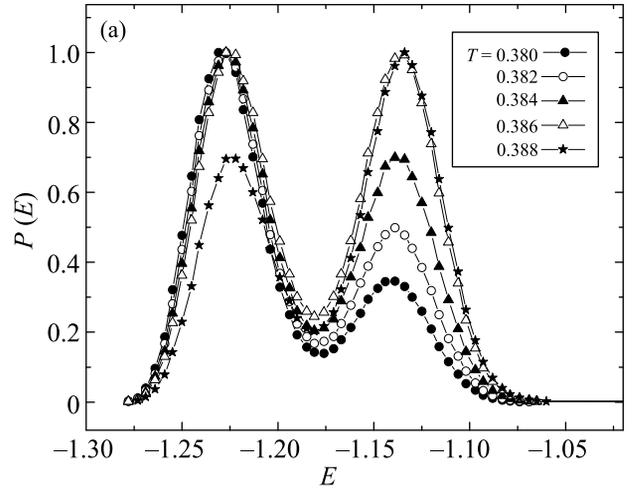


Рис. 5. Гистограммы распределения энергии: (а) – $H = 1.0$, (б) – $H = 1.5$, (с) – $H = 2.0$. Энергия E приведена в единицах J_1

1. С. Е. Коршунов, УФН **176**, 233 (2006).
2. А. Malakis, P. Kalozoumis, and N. Tyraskis, Eur. Phys. J. B **50**, 63 (2006).

3. С. С. Сосин, Л. А. Прозорова, А. И. Смирнов, УФН **175**, 92 (2005).
4. Л. Е. Свистов, А. И. Смирнов, Л. А. Прозорова, О. А. Петренко, А. Я. Шапиро, Л. Н. Демьянец, Письма в ЖЭТФ **80**, 231 (2004).
5. M. Kazuaki and O. Yukiyasu, Phys. Rev. B **101**, 184427 (2020).
6. R. Masrour and A. Jabar, Physica A **541**, 123377 (2020).
7. R. Masrour and A. Jabar, Physica A **491**, 926 (2018).
8. H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jpn. **61**, 1299 (1992).
9. M. Gvozdkova, P. Melchy, and M. Zhitomirsky, J. Phys. Condens. Matter **23**, 164209 (2011).
10. A. Chubokov and D. Golosov, J. Phys. Condens. Matter **3**, 69 (1991).
11. М. К. Рамазанов, А. К. Муртазаев, Письма в ЖЭТФ **106**, 72 (2017).
12. А. К. Муртазаев, М. А. Магомедов, М. К. Рамазанов, Письма в ЖЭТФ **107**, 265 (2018).
13. H. Kawamura, A. Yamamoto, and T. Okubo, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 023701 (2010).
14. H. Feldmann, A. J. Guttmann, I. Jensen, R. Shrock, and S.-H. Tsai, J. Phys. A **31**, 2287 (1998).
15. M. K. Ramazanov, A. K. Murtazaev, and M. A. Magomedov, Physica A **521**, 543 (2019).
16. А. К. Муртазаев, М. К. Рамазанов, М. К. Мазагаева, М. А. Магомедов, ЖЭТФ **156**, 502 (2019).
17. М. К. Рамазанов, А. К. Муртазаев, М. А. Магомедов, М. К. Мазагаева, ФТТ **62**, 442 (2020).
18. A. K. Murtazaev, M. K. Badiev, M. K. Ramazanov, and M. A. Magomedov, Physica A **555**, 124530 (2020).
19. A. K. Murtazaev, D. R. Kurbanova, and M. K. Ramazanov, Physica A **545**, 123548 (2020).
20. R. Masrour, A. Jabar, A. Benyoussef, and M. Hamedoun, J. Magn. Magn. Mater. **401**, 695 (2016).
21. A. A. Gangat and Y.-J. Kao, Phys. Rev. B **100**, 094430 (2019).
22. V. T. Ngo, D. T. Hoang, and H. T. Diep, J. Phys. Condens. Matter **23**, 226002 (2011).
23. А. О. Сорокин, Письма в ЖЭТФ **109**, 423 (2019).
24. А. О. Сорокин, Письма в ЖЭТФ **111**, 34 (2020).
25. A. Mitsutake, Y. Sugita, and Y. Okamoto, Biopolymers (Peptide Science) **60**, 96 (2001).
26. А. К. Муртазаев, М. К. Мазагаева, М. К. Рамазанов, М. А. Магомедов, А. А. Муртазаева, ФТТ **63**, 622 (2021).
27. А. К. Муртазаев, М. К. Мазагаева, М. К. Рамазанов, М. А. Магомедов, ФММ **122**, 460 (2021).
28. F. Wang and D. P. Landau, Phys. Rev. Lett. **86**, 2050 (2001).
29. F. Wang and D. P. Landau, Phys. Rev. E **64**, 056101 (2001).
30. М. К. Рамазанов, А. К. Муртазаев, Письма в ЖЭТФ **109**, 610 (2019).

Особенности поверхностных состояний собственного антиферромагнитного топологического изолятора с неколлинеарной текстурой доменных стенок

В. Н. Меньшов^{+*×1)}, И. П. Русинов^{+*}, Е. В. Чулков^{+*o}

⁺Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

^{*}Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

[×]Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^oDepartamento de Polimeros y Materiales Avanzados: Fisica, Quimica y Tecnologia, Facultad de Ciencias Quimicas, Universidad del Pais Vasco UPV/EHU, 20080 San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain

Поступила в редакцию 15 октября 2021 г.

После переработки 27 октября 2021 г.

Принята к публикации 27 октября 2021 г.

Формирование магнитного порядка в трехмерном топологическом изоляторе проявляется в поведении электронных состояний на его границах. В настоящем исследовании мы теоретически изучаем модификацию поверхностной электронной структуры под влиянием неколлинеарной текстуры намагниченности типа доменной стенки, возникающей в собственном антиферромагнитном топологическом изоляторе. Показано, что помимо модуляции поверхностной обменной щели и смещения двумерного дираковского конуса в импульсном пространстве возникает связанное одномерное состояние, индуцированное доменной стенкой. Описаны основные характеристики связанного состояния, такие как энергетический спектр, спиновая поляризация и пространственная локализация, и их зависимость от взаимной ориентации намагниченностей в доменах. Мы обсуждаем способы экспериментального обнаружения одномерного состояния, связанного с доменной стенкой, и возможный вклад этого состояния в новые квантовые эффекты на поверхности антиферромагнитного топологического изолятора типа MnBi_2Te_4 .

DOI: 10.31857/S1234567821230087

1. Введение. В последнее время наблюдается огромный интерес к изучению магнитных топологических изоляторов (ТИ) [1–11], материалов, в которых комбинация топологически нетривиальной зонной структуры и магнитного порядка формирует базу для новых квантовых явлений таких, как квантовый аномальный эффект Холла (КАЭХ) [12], аксионная электродинамика [13], фермионы Майорана [14, 15]. Впервые КАЭХ был обнаружен при ультранизких температурах ~ 30 мК в тонких пленках трехмерных (3D) ТИ $\text{Cr}_x(\text{Bi,Sb})_{2-x}\text{Te}_3$ и $\text{V}_x(\text{Bi,Sb})_{2-x}\text{Te}_3$, допированных атомами $3d$ элементов [3, 16]. Позднее применение модуляционного магнитного допирования в пленках 3D ТИ позволило стабилизировать плато квантованной проводимости в КАЭХ при температуре ~ 2 К, а также реализовать состояние аксионного изолятора [4].

Недавно был предсказан и синтезирован уникальный ван-дер-ваальсовский материал MnBi_2Te_4 , со-

четающий собственные магнитные и топологические свойства [5, 17, 18]. Спонтанный антиферромагнитный (АФМ) порядок в MnBi_2Te_4 придает эффектам квантованной проводимости специфику, которая не свойственна допированным ферромагнитным (ФМ) ТИ типа $(\text{Cr,V})_x(\text{Bi,Sb})_{2-x}\text{Te}_3$. Ярким примером является демонстрация холловской проводимости, близкой к идеальному квантованию, кратному e^2/h , при температуре 1.4 К на высококачественных образцах MnBi_2Te_4 толщиной пять семислойных блоков (СБ) $\text{Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te}$ в отсутствие внешнего поля [19]. Приложение внешнего неквантующего магнитного поля, направленного перпендикулярно к базисной плоскости, приводит к увеличению температуры КАЭХ до 6.5 К [19]. Кроме того, в тонких пленках MnBi_2Te_4 , содержащих как четное, так и нечетное число СБ, с ростом внешнего поля наблюдается последовательность метамагнитных переходов между состояниями с различными коллинеарными и неколлинеарными текстурами намагниченности, которые коррелируют с изменением обмен-

¹⁾e-mail: vnmenshov@mail.ru

ной спектральной щели и проводимости [19–22]. Комплексные исследования [23] позволили установить соответствие между зонной структурой, магнитной текстурой и топологической фазой в ультратонких пленках MnBi_2Te_4 заданной толщины от 4 до 8 СБ. Было показано, что в процессе перемагничивания образцов именно в фазе с неколлинеарной текстурой намагниченности происходит топологический переход, сопровождающийся инвертированием зонных состояний [23]. Измерения электронных состояний на поверхности толстых пленок MnBi_2Te_4 посредством фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) дают противоречивые результаты. Одни из них показывают большую ~ 70 мэВ [5] или несколько уменьшенную от ~ 65 до ~ 15 мэВ [24, 25] щель магнитного происхождения. В других ARPES экспериментах щель в спектрах поверхностных состояний не была обнаружена [26–28], что не согласуется с теоретическими предсказаниями для идеального АФМ ТИ [5]. Вероятно, причина уменьшения или исчезновения щели в спектре поверхностных состояний реальных АФМ ТИ кроется в амплитудных и ориентационных флуктуациях обменного поля на поверхности материала [25, 27]. Сасс и соавторы [29, 30], используя магнитную силовую микроскопию, установили, что в толстых образцах MnBi_2Te_4 существуют антифазные АФМ домены микронного масштаба. Во внешнем поле они наблюдали ряд поверхностных спин-флоп переходов с формированием сложных неколлинеарных текстур намагниченности.

Многие свойства материалов из семейства MnBi_2Te_4 получили адекватное объяснение [31, 32]. Однако, как свидетельствуют перечисленные выше факты, проблема взаимосвязи топологических состояний с неколлинеарными и пространственно неоднородными магнитными текстурами остается сложной и запутанной. В частности, это касается вопроса о топологически обусловленных состояниях фермионов, связанных с магнитными доменными стенками (ДС) на поверхности собственного АФМ ТИ. В настоящей работе мы теоретически анализируем связанные состояния, которые могут возникнуть на границе между доменами с неколлинеарными намагниченностями на поверхности АФМ ТИ типа MnBi_2Te_4 . В дальнейшем мы называем такую границу неколлинеарной ДС.

Модификация электронных состояний на поверхности АФМ ТИ под влиянием одиночной неколлинеарной ДС. Связь топологии и магнетизма проявляется в поведении электронных состояний на поверхности 3D ТИ. Известно, что магнитная ДС одновременно может служить фазовой

границей, разделяющей домены с различными топологическими индексами [1]. На таких границах присутствуют так называемые топологически защищенные электронные состояния с бесщелевым спектром. В работе [33] установлено, что наличие на поверхности ТИ магнитной антифазной ДС, через которую меняется знак обменной щели и/или знак обменного сдвига точки Дирака в импульсном пространстве, сопряжено с изменением топологического индекса и, соответственно, с возникновением на этой границе одномерного (1D) связанного кирального состояния с линейным спектром, где скорость возбуждения зависит от направления магнитной анизотропии. Ниже мы изучаем актуальный вопрос о перестройке квазирелятивистских электронных состояний на поверхности АФМ ТИ под влиянием одиночной неколлинеарной ДС.

Благодаря нетривиальной топологии блоховских зон в 3D ТИ на его поверхности существуют безмассовые фермионы дираковского типа, собственный магнитный момент которых связан с направлением импульса [34]. В АФМ ТИ типа MnBi_2Te_4 такие фермионы подвергаются влиянию обменного поля, которое можно непосредственно связать с магнитными моментами на $3d$ атомах, образующих центральный слой в крайнем СБ, выходящем на поверхность (0001). Такое допущение вполне оправдано, поскольку топологическое поверхностное состояние локализовано главным образом в крайнем СБ [25]. Основные топологические аспекты физики поверхности АФМ ТИ могут быть описаны с использованием двумерного (2D) эффективного гамильтониана

$$H(\mathbf{k}) = -\nu([\mathbf{k} \times \boldsymbol{\sigma}] \cdot \mathbf{e}_z) + J(\mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\sigma}), \quad (1)$$

который действует на двухкомпонентную огибающую волновую функцию $\Theta = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}$. Здесь первое слагаемое представляет низший порядок разложения энергии квазичастиц по импульсу $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, отсчитанному от точки $\bar{\Gamma}$ в поверхностной зоне Бриллюэна, ν – скорость Ферми (предполагается, что $\hbar = 1$), $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – спиновые матрицы Паули, \mathbf{e}_z – единичный вектор, нормальный к поверхности. Чтобы избежать излишнего усложнения модели, мы пренебрегаем членами более высокого порядка по \mathbf{k} . Намагниченность $3d$ атомного слоя \mathbf{M} (далее поверхностная намагниченность) поляризует спиновую плотность на p -орбиталях атомных слоев (Bi и Te) крайнего СБ, формирующих нетривиальные поверхностные состояния. Соответствующая обменная энергия представлена вторым слагаемым в формуле (1), где взаимодействие J предполага-

ется изотропным и не меняющимся вдоль плоскости поверхности (x, y) ; для определенности считаем $J > 0$. Также полагаем, что энергии интересующих нас поверхностных состояний всегда лежат в области инвертированной запрещенной зоны объемных состояний АФМ ТИ. В однодоменной ситуации, спектр гамильтониана (1) определяется соотношением $E^2(\mathbf{k}) = (vk_x - JM_y)^2 + (vk_y + JM_x)^2 + J^2M_z^2$. Таким образом, под влиянием пространственно однородной намагниченности исходный дираковский конус $\pm E(\mathbf{k})$ в спектре поверхностных состояний может как расщепляться, так и смещаться из центра зоны Бриллюэна в зависимости от ориентации вектора $\mathbf{M} = (M_x, M_y, M_z)$.

Рассмотрим намагниченность $\mathbf{M}(x, y)$, меняющуюся в плоскости поверхности АФМ ТИ таким образом, что вектор $\mathbf{m}(x, y) = \frac{\mathbf{M}(x, y)}{M_0}$ задает ее локальную ориентацию, при этом амплитуда фиксирована, $|\mathbf{M}(x, y)| = M_0$ и $|\mathbf{m}(x, y)| = 1$. Величину M_0 можно ассоциировать с величиной намагниченности СБ в основном состоянии. Среди множества возможных распределений $\mathbf{m}(x, y)$ выделим магнитную текстуру, которая описывается кусочно-непрерывной функцией: $\mathbf{m}(x, y) = \mathbf{m}(x) = \mathbf{m}_r h(x) + \mathbf{m}_l h(-x)$, где $h(x)$ – функция Хевисайда. Это означает, что пара однородно намагниченных доменов с поляризациями \mathbf{m}_r и \mathbf{m}_l разделена в плоскости (x, y) жесткой ДС при $x = 0$. Намагниченности правого и левого доменов могут быть ориентированы произвольным образом по отношению к друг другу и по отношению к \mathbf{e}_z -оси. Наша цель – описать ключевые особенности поверхностного состояния, которое индуцировано ДС. Для этого мы решаем следующую задачу на собственные значения:

$$H(x, k_y)\Theta(x, k_y) = E_1(k_y)\Theta(x, k_y), \quad (2)$$

$$H(x, k_y) = vk_y\sigma_x + iv\sigma_y \frac{d}{dx} + JM_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{m}(x)), \quad (3)$$

где функция $\Theta(x, k_y)$ удовлетворяет граничным условиям, которые гарантируют, что она непрерывна: $\Theta(0+, k_y) = \Theta(0-, k_y) = \Theta(0, k_y)$ и ее производная имеет разрыв, который пропорционален скачку намагниченности на ДС,

$$iv\sigma_y \left[\left. \frac{d\Theta(x, k_y)}{dx} \right|_{0+} - \left. \frac{d\Theta(x, k_y)}{dx} \right|_{0-} \right] + JM_0((\mathbf{m}_r - \mathbf{m}_l) \cdot \boldsymbol{\sigma})\Theta(0, k_y) = 0. \quad (4)$$

Записывая 1D уравнения (2)–(4), мы использовали тот факт, что система остается однородной в направлении \mathbf{e}_y , и поэтому импульс \mathbf{k}_y сохраняется.

Не теряя общности подхода, мы ограничимся изучением неколлинеарных текстур, домены которых поляризованы в (x, z) -плоскости. Тогда, записывая соответствующие компланарные векторы в сферических координатах как $\mathbf{m}_{r,l} = (\sin \theta_{r,j}, 0, \cos \theta_{r,l})$, мы параметризуем задачу (2)–(4) парой полярных углов $\theta_{r,l}$ ($\theta_{r,l}$ – углы между векторами $\mathbf{m}_{r,l}$ и осью \mathbf{e}_z). Нас интересует связанное состояние, индуцированное компланарной неколлинеарной ДС. Поэтому будем искать собственное решение граничной задачи (2)–(4), асимптотически затухающее вдали от ДС, $\Theta(|x| \rightarrow \infty, k_y) = 0$.

Выполнив ряд вычислений, мы получаем точное решение задачи (2)–(4) для связанного состояния:

$$\begin{aligned} \Theta(x, k_y) &= \\ &= \Theta_0 \begin{pmatrix} \gamma \\ 1 \end{pmatrix} [h(x) \exp(-p_r x) + h(-x) \exp(p_l x)], \quad (5) \\ E_1(k_y) &= v \left[k_0 \cos \left(\frac{\theta_r - \theta_l}{2} \right) + k_y \sin \left(\frac{\theta_r + \theta_l}{2} \right) \right]. \quad (6) \end{aligned}$$

где $\gamma = -\tan \left(\frac{\theta_r + \theta_l}{4} \right)$, если $0 < \theta_r - \theta_l < 2\pi$ ($\sin \left(\frac{\theta_r - \theta_l}{2} \right) > 0$), и $\gamma = \cot \left(\frac{\theta_r + \theta_l}{4} \right)$, если $0 < \theta_l - \theta_r < 2\pi$ ($\sin \left(\frac{\theta_r - \theta_l}{2} \right) < 0$), импульсы $p_{r,l}(k_y) = \sqrt{k_0^2 + k_y^2 + 2k_y k_0 \sin \theta_{r,l}} - (E_1(k_y)/v)^2$ определяют локализацию состояния в окрестности ДС, $k_0 = \frac{JM_0}{v}$, Θ_0 – нормировочная константа. Ход линейной зависимости энергии 1D поверхностного возбуждения от импульса $E_1(k_y)$ (6) ограничен в зоне Бриллюэна интервалом (k_r, k_l) , где

$$k_{r,l} = \mp k_0 \frac{\sin \left(\frac{\theta_r - \theta_l}{2} \right)}{\cos \left(\frac{\theta_r + \theta_l}{2} \right)}. \quad (7)$$

Прямая $E_l(k_y)$ соединяет в точках k_r и k_l проекции 2D зон $E_{2r,l}^{(\pm)}(k_y) = \pm v \sqrt{k_y^2 + 2k_0 k_y \sin \theta_{r,l} + k_0^2}$, происходящих от правого и левого доменов, соответственно. Иными словами, за пределами интервала (k_r, k_l) связанное состояние (5)–(6) не существует, так как не выполняется условие $p_{r,l} > 0$. Заметим, что $k_r = -k_l$. Подчеркнем, что фермионное возбуждение распространяется вдоль ДС со скоростью $v_* = v \sin \left(\frac{\theta_r + \theta_l}{2} \right)$, величина и знак которой определяются параметрами текстуры.

Если мы рассмотрим отвечающую состоянию (5), (6) спиновую плотность $\mathbf{s}(x, k_y) = \Theta^+(x, k_y) \boldsymbol{\sigma} \Theta(x, k_y)$, то получим соотношения $(\mathbf{s} \cdot (\mathbf{m}_r - \mathbf{m}_l)) = 0$ и $(\mathbf{s} \cdot \mathbf{k}_y) = 0$. То есть, индуцированное на ДС состояние обладает специфической киральностью, когда направление его спиновой

поляризации, разница намагниченностей в правом и левом доменах и ориентация ДС взаимно ортогональны друг другу.

Зная спектр 1D связанного состояния, получаем соответствующую плотность состояний

$$N_1(E) = \frac{a}{4\pi|v_*|} |\text{sgn}(E_r - E) + \text{sgn}(E - E_l)|, \quad (8)$$

где a – постоянная кристаллической решетки материала на поверхности и $E_{r,l} = vk_0 \frac{\cos(\theta_{r,l})}{\cos(\frac{\theta_r + \theta_l}{2})}$. Локальная плотность и компоненты локальной спиновой плотности 1D связанного состояния, $N_1(x, E)$ и $\mathbf{S}_1(x, E) = \sum_{k_y} \mathbf{s}(x, E) \delta(E - E_1(k_y))$, равны, соответственно:

$$N_1(x, E) = \frac{2N_1(E)p_r(E)p_l(E)}{k_0 |\sin(\frac{\theta_r - \theta_l}{2})|} \times [h(x) \exp(-2p_r(E)x) + h(-x) \exp(2p_l(E)x)], \quad (9)$$

$$\begin{aligned} S_1^x(x, E) &= \frac{2\gamma}{1 + \gamma^2} N_1(x, E), \\ S_1^z(x, E) &= \frac{1 - \gamma^2}{1 + \gamma^2} N_1(x, E), \\ S_1^y(x, E) &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где $p_{r,l}(E) = |\cot(\frac{\theta_r + \theta_l}{2})| \frac{|E - E_{r,l}|}{v}$.

Известно, что на пространственной границе между топологически различными фазами присутствует фермионное состояние, спектральная ветвь которого связывает зону проводимости с валентной зоной [34]. Такое состояние принято называть топологически *нетривиальным* в том смысле, что оно не может исчезнуть при непрерывной деформации гамильтониана системы, не меняющей знак энергетической щели. В рассматриваемой проблеме нетривиальное состояние возникает на неколлинеарной ДС, если нормальные компоненты намагниченности доменов имеют противоположные знаки, $\cos \theta_r \cos \theta_l < 0$. В ином случае, когда знаки нормальной компоненты намагниченности в доменах совпадают, $\cos \theta_r \cos \theta_l > 0$, на ДС возникает *тривиальное* состояние, спектральная ветвь которого замыкается либо между 2D валентными зонами, либо между 2D зонами проводимости. Мы будем использовать термин *тривиальное/нетривиальное состояние*, чтобы различать типы 1D связанного состояния. В работе [35] аналогичным образом классифицировались краевые фермионные состояния в модели 2D изолятора Черна.

На рисунке 1 представлена диаграмма, показывающая области существования различных локализованных решений задачи (2)–(4) на плоскости (θ_r, θ_l) ,

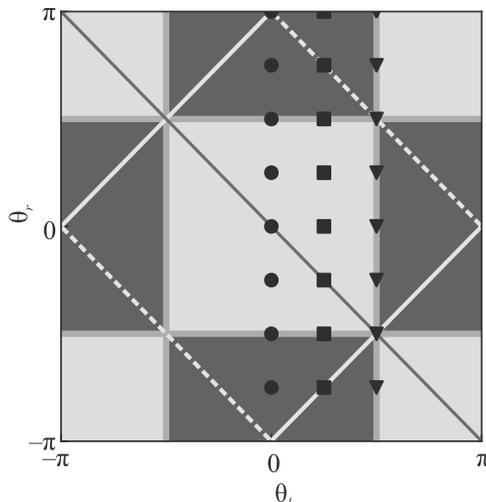


Рис. 1. (Цветной онлайн) Диаграмма, показывающая области существования различных 1D связанных состояний, возникающих на неколлинеарной ДС с параметрами θ_r и θ_l

ограниченной квадратом $-\pi \leq \theta_{r,l} \leq \pi$. На диагонали $\theta_r = \theta_l$, отвечающей однодоменному случаю, связанного состояния, естественно, нет. Любое отклонение от условия $\theta_r = \theta_l$, ассоциирующееся с появлением ДС, влечет возникновение связанного состояния того или иного типа. Вдоль как горизонтальных $\theta_l = \pm\pi/2$, так и вертикальных прямых $\theta_r = \pm\pi/2$ (показанных синим на рис. 1) один из двух доменов поляризован строго в плоскости поверхности, и поэтому несет 2D состояние с бесщелевым конусом. Таким образом, прямые $\theta_{r,l} = \pm\pi/2$ являются границами между областями неколлинеарных текстур, отличающихся тем, что одни из них порождают тривиальные 1D состояния (показаны желтым), другие – нетривиальные 1D состояния (показаны зеленым). Частным случаем последних являются состояния, поддерживаемые антифазными ДС [33], которые определяются соотношением $|\theta_r - \theta_l| = \pi$ (непрерывные малиновые линии). Здесь же можно выделить две особые точки $\theta_r = -\theta_l = \pi/2$ и $\theta_r = -\theta_l = -\pi/2$, отвечающие планарным антифазным ДС с намагниченностью, строго лежащей в плоскости поверхности по принципу “хвост к хвосту” и “лицо к лицу”, соответственно. Планарные ДС порождают 1D связанные состояния с абсолютно плоскими зонами при нулевой энергии $E_1(k_y) = 0$ в интервале $|k_y| < k_0$ и спиновой поляризацией вдоль оси \mathbf{e}_z [33]. Существование таких состояний обусловлено киральной симметрией [36], которой рассматриваемая модель обладает в точках $\theta_r = -\theta_l = \pm\pi/2$. Следуя аргументам, представленным в [35], можно

сказать, что возникновение тривиального 1D состояния в интервале $|k_y| < |k_{r,l}|$ поддерживается тем, что модель приближенно удовлетворяет условию киральной симметрии.

Чтобы визуализировать спектральные свойства, мы использовали метод сильной связи. Вычисления в рамках этого метода (детали можно найти в [29]) приводят к результатам, которые находятся в согласии с результатами, полученными методом огибающей волновой функции. Спектры состояний на поверхности собственного АФМ ТИ, содержащей неколлинеарную ДС, представлены на рис. 2–4 в терминах спектральной функции с импульсным разрешением. Изображены зависимости $E_1(k_y)$ и $E_{2r,l}^{(\pm)}(k_y)$, которые соответствуют ДС с различными параметрами (θ_r, θ_l) , обозначенными на рис. 1 жирными точками (что связаны с панелями на рис. 2), квадратами (рис. 3) и треугольниками (рис. 4). Рисунки 2–4 показывают, что ориентация намагниченности доменов определяет зонную структуру 2D состояний, в частности, обменную щель $2vk_0 \cos(\theta_{r,l})$, обменное смещение в ЗБ $-k_0 \sin(\theta_{r,l})$ и эффективную массу на краях 2D зон $m_{r,l}^* = \frac{k_0 \cos(\theta_{r,l})}{v}$. На фоне 2D зон присутствуют ветви тривиальных или нетривиальных 1D состояний. Диапазон существования в импульсном пространстве (k_r, k_l) , величина и знак скорости v_* 1D состояний зависят от параметров ДС. Как видно на рис. 2 и 3, спектральная ветвь 1D тривиального состояния полностью лежит внутри 2D зонного континуума и не заходит в запрещенную зону, с другой стороны, ветвь 1D нетривиального состояния пересекает запрещенную зону и частично накладывается на 2D зонный континуум. Текстуры с одинаковыми продольными и противоположными по знаку нормальными компонентами намагниченности в доменах, т.е. $\theta_r + \theta_l = \pm\pi$ (малиновые пунктирные линии на рис. 1), порождают нетривиальные состояния с “легкими фермионами”. Примеры спектров таких состояний представлены на рис. 2 (панель с $\theta_r = 0, \theta_l = \pi$) и рис. 3 (панель с $\theta_r = \frac{\pi}{4}, \theta_l = \frac{3\pi}{4}$). Текстуры с одинаковыми нормальными и противоположными по знаку продольными компонентами намагниченности в доменах, т.е. $\theta_r + \theta_l = 0$ (красная диагональ на рис. 1) индуцируют 1D тривиальные состояния с “тяжелыми фермионами”. Эти состояния имеют нулевую скорость $v_* = 0$ и спектр в виде плоской зоны $E_1(k_y) = vk_0 \cos(\theta_r)h(|k_0 \sin(\theta_r)| - |k_y|)$, соединяющей края верхних или нижних зон 2D состояний, как показано, например, на рис. 3 (панель с $\theta_r = \frac{\pi}{4}, \theta_l = -\frac{\pi}{4}$). Плотность состояний для “тяжелых фермионов” принимает вид резкого пика $N_1(E) = \frac{ak_0}{\pi} |\sin(\theta_r)| \delta(E - vk_0 \cos(\theta_r))$. На рисунке 4

представлены спектры, характерные для текстур, которые содержат по крайней мере один домен, строго поляризованный в плоскости поверхности. Такая ДС порождает 1D состояние промежуточного типа между тривиальным и нетривиальным, энергетическая ветвь которого берет начало в точке Дирака 2D состояния с бесцелевым конусом, $E_1(k_y) = v \sin(\frac{\theta_r}{2} + \frac{\pi}{4})(k_0 + k_y)h(k_0 - |k_y|)$ при $\theta_r = \pi/2$.

Заключение и обсуждение. Мы показали, что изменение в распределении намагниченности существенно модифицирует поверхностную электронную структуру АФМ ТИ. На примере класса жестких неколлинеарных ДС описано поведение поверхностных состояний при вариации текстуры намагниченности. Установлено, что помимо модуляции поверхностной обменной щели и смещения 2D дираковского конуса в обратном пространстве имеется особая спектральная ветвь, связанная с присутствием 1D кирального состояния. Такое состояние является топологическим: оно всегда возникает на локальной неоднородности намагниченности в форме ориентационной ДС. Главные черты связанного состояния, индуцированного ДС, такие как скорость распространения, спиновая поляризация и диапазон существования в импульсном пространстве, зависят от ориентации намагниченностей в доменах относительно друг друга и относительно нормали к поверхности. В свете полученных результатов обсудим несколько важных аспектов.

1. Один из аспектов состоит в том, как экспериментальным путем найти предсказанные состояния поверхностных электронов и установить их связь с магнитными текстурами. Естественно использовать сканирующую туннельную спектроскопию (СТС), если исследуемые образцы АФМ ТИ имеют высокое качество. Согласно предложенной модели, в СТС измерениях в окрестности ДС должна проявляться полоса шириной порядка $\sim p_{r,l}^{-1}(E)$ с повышенной локальной плотностью состояний $N_1(x, E)$ (9), окруженная областью со сравнительно низкой и слабо меняющейся локальной плотностью состояний $N_2(x, E)$, характерной для магнитных доменов. Кроме того, использование магнитного туннельного микроскопа позволило бы определить пространственное распределение спиновой плотности $\mathbf{S}_1(x, E)$ (10). В спектроскопическом эксперименте сигнал считывается одновременно от множества различных магнитных доменов на поверхности образца, каждый из которых дает свой статистический вклад в спектр в соответствии с ориентацией намагниченности в нем. Однако в случае АФМ ТИ такая картина является неполной, так как не принимает во внимание вклад

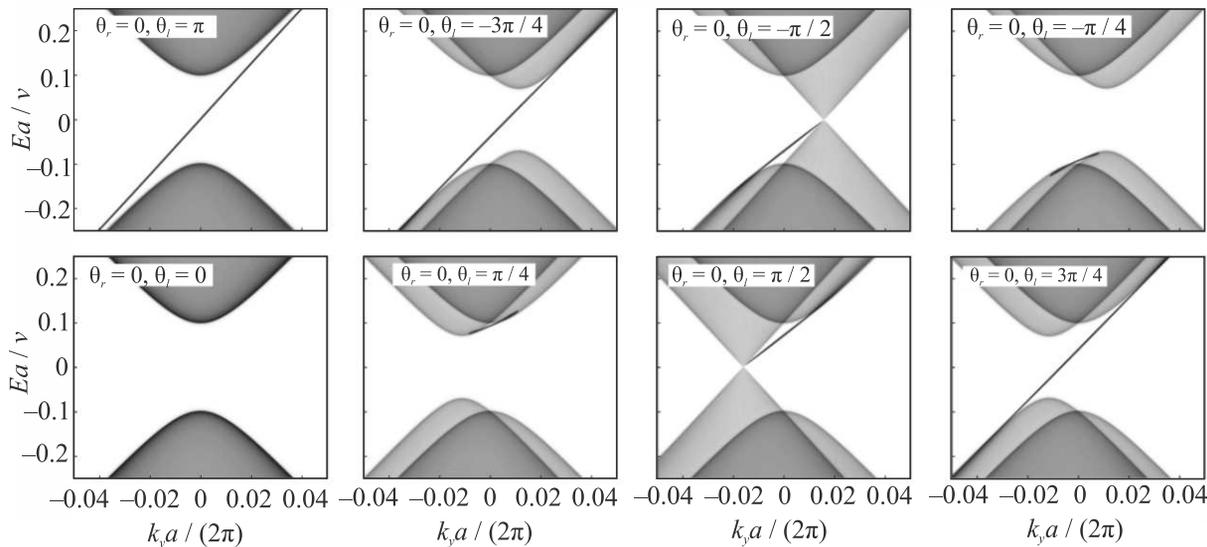


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектральное поведение электронного состояния, индуцированного неколлинеарной ДС на поверхности АФМ ТИ. Представлена последовательность энергетических спектров с изменением одного из параметров ДС θ_l с шагом $\pi/4$ при фиксированном значении другого параметра $\theta_r = 0$. Красной линией показана зависимость $E_1(k_y)$ для 1D связанного состояния, синяя и зеленая кривые изображают проекции дисперсии 2D состояний $E_{2r}^{(\pm)}(k_y) = \pm v\sqrt{k_y^2 + 2k_0 k_y \sin \theta_r + k_0^2}$ и $E_{2l}^{(\pm)}(k_y) = \pm v\sqrt{k_y^2 + 2k_0 k_y \sin \theta_l + k_0^2}$ для правого и левого доменов, соответственно. Зависимости получены в рамках приближения сильной связи. Для безразмерного параметра $k_0 a$ мы использовали значение 0.1

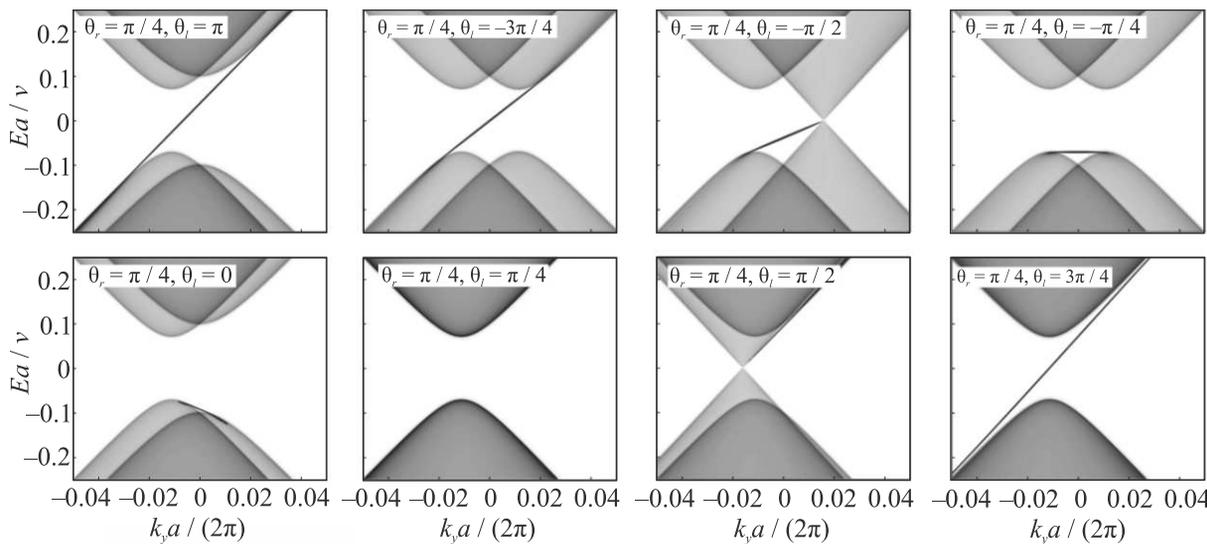
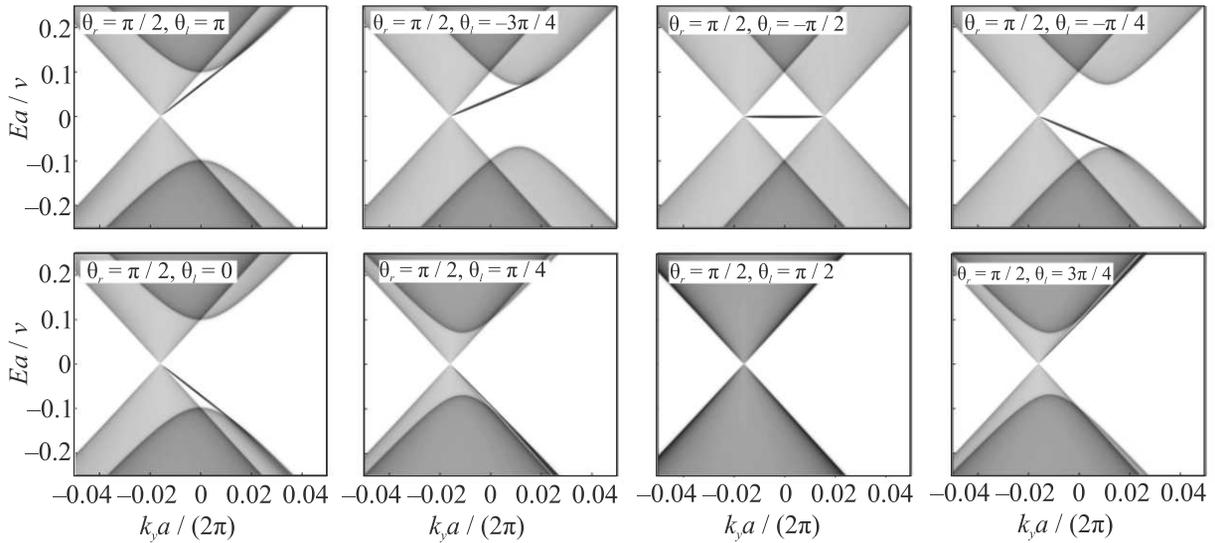


Рис. 3. (Цветной онлайн) То же, что на рис. 2, для $\theta_r = \pi/4$

1D электронных состояний, порожденных границами между доменами. Эти состояния вносят специфический вклад в поверхностный спектр главным образом в пределах обменной щели. Поэтому при высокой концентрации магнитных ДС на поверхности АФМ ТИ обменная щель плотно заполняется индуцированными связанными состояниями. Как след-

ствие, щель либо значительно редуцируется, либо вообще исчезает, что, по-видимому, наблюдается в ряде ARPES экспериментов на MnBi_2Te_4 [24–28]. В транспортных измерениях косвенным признаком возникновения 1D электронных состояний на ДС на поверхности АФМ ТИ может служить наблюдение отрицательного магнитосопротивления в процессе перемаг-

Рис. 4. (Цветной онлайн) То же, что на рис. 2, для $\theta_r = \pi/2$

ничивания образца, когда плотность ДС резко возрастает [37].

2. В работах [29, 30], используя магнитную силовую микроскопию, авторы визуализировали распределение намагниченности на поверхности 3D монокристаллов MnBi_2Te_4 и $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$ и обнаружили антифазные ДС, которые разделяют домены с противоположной намагниченностью и с типичным размером порядка 10 мкм. С изменением величины перпендикулярного к поверхности магнитного поля наблюдался ряд поверхностных спин-флоп переходов, связанных с формированием сложных текстур в виде неколлинеарных ДС [29]. Мы показали, что на таких ДС должна возникнуть аккумуляция зарядовой и спиновой плотностей, $\sim N_1(x, E)$ и $\sim \mathbf{S}_1(x, E)$, распределения которых зависят от параметров текстуры. Таким образом, существование и эволюция 1D состояния на ДС могут быть верифицированы с помощью СТС измерений на образцах MnBi_2Te_4 с низкой плотностью ДС, помещенных во внешнее поле.

3. Мы показали, что текстура поверхностной намагниченности с параметрами $\theta_r + \theta_l = 0$ или с параметрами, близкими к данному соотношению, порождает 1D тривиальное состояние с плоской или почти плоской зоной “тяжелых фермионов”. Известно [38], что большая плотность состояний на уровне Ферми способствует усилению межэлектронных корреляций. При частичном заполнении узкой зоны 1D состояния это может проявиться в развитии электронных неустойчивостей того или иного типа (например, волна зарядовой плотности, синглетная или триплетная сверхпроводимость) на границе между

доменами на поверхности АФМ ТИ, которые сопровождаются перестройкой энергетического спектра. В реальности состояние с “тяжелым фермионом” имеет малую, но конечную дисперсию и не является полностью поляризованным по спину. Поэтому результат конкуренции между различными типами неустойчивостей зависит как от величины плотности состояний на уровне Ферми, так и от ориентации ДС на гексагональной поверхности АФМ ТИ [39]. Поверхность (0001) MnBi_2Te_4 , изученная в [29], могла бы послужить хорошей базой для реализации коллективных эффектов на ДС. Действительно, в полях $H > 3.5 \text{ Т}$ авторы зафиксировали неколлинеарную структуру намагниченности, соответствующую параметрам $\theta_r + \theta_l = 0$. Также заметим, что база для исследования коллективных эффектов может быть расширена за счет планарных АФМ ТИ, предсказанных в [40]. ДС с антифазной текстурой намагниченности на поверхности планарных АФМ ТИ служит источником 1D кирального состояния с плоской зоной даже в отсутствии внешнего поля. Однако нормальное к поверхности внешнее поле можно использовать для подгонки энергии плоской зоны к положению уровня Ферми.

4. Мы показали возможность манипуляции свойствами 1D связанного состояния через внешнее воздействие на порождающую это состояние магнитную текстуру. Такую возможность можно использовать для настройки бездиссипативных спин-поляризованных каналов проводимости с линейной (или близкой к линейной) дисперсией на основе 1D нетривиальных состояний на поверхно-

сти собственного АФМ ТИ, что весьма актуально для разработки приборов на новых принципах спинтроники и топотроники [41].

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект #73028629), Российского научного фонда (грант #18-12-00169-п). И. П. Русинов благодарит за финансовую поддержку Министерство образования и науки РФ в рамках госзадания #0721-2020-0033 в части численных исследований, приведенных в рамках данной работы.

Вычисления были проведены с использованием оборудования Ресурсного центра “Вычислительный центр СПбГУ” (<http://cc.spbu.ru>) и на суперкомпьютере SKIF-Cyberia Томского государственного университета.

1. Y. Tokura, K. Yasuda, and A. Tsukazaki, Magnetic topological insulators, *Nat. Rev. Phys.* **1**, 126 (2019).
2. V. N. Men'shov, I. A. Shvets, and E. V. Chulkov, *JETP Lett.* **110**, 771 (2019).
3. C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng et al. (Collaboration), *Science* (Washington, DC, U.S.) **340**, 167 (2013).
4. M. Mogi, M. Kawamura, A. Tsukazaki, R. Yoshimi, K. S. Takahashi, M. Kawasaki, and Y. Tokura, *Sci. Adv.* **3**, eaao1669 (2017).
5. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. (Collaboration), *Nature* **576**, 416 (2019).
6. E. K. Petrov, I. V. Silkin, T. V. Menshchikova, and E. V. Chulkov, *JETP Lett.* **109**, 121 (2019).
7. R. S. K. Mong, A. M. Essin, and J. E. Moore, *Phys. Rev. B* **81**, 245209 (2010).
8. V. N. Men'shov, V. V. Tugushev, S. V. Ereemeev, P. M. Echenique, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **88**, 224401 (2013).
9. M. M. Otrokov, T. V. Menshchikova, I. P. Rusinov, M. G. Vergniory, V. M. Kuznetsov, and E. V. Chulkov, *JETP Lett.* **105**, 297 (2017).
10. V. Sakhin, E. Kukovitsky, A. Kiiamov, R. Khasanov, Yu. Talanov, and G. Teitel'baum, *JETP Lett.* **109**, 479 (2019).
11. С. О. Фильнов, Ю. А. Сурнин, А. В. Королева, И. И. Климовских, Д. А. Естюнин, А. Ю. Варыхалов, К. А. Бокай, К. А. Кох, О. Е. Терещенко, В. А. Голяшов, Е. В. Шевченко, А. М. Шикин, *ЖЭТФ* **156**, 483 (2019).
12. K. He and Q.-K. Xue, *SPIN* **9**, 1940016 (2019).
13. A. Sekine and K. Nomura, *J. Appl. Phys.* **129**, 141101 (2021).
14. M. Sato and S. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 072001 (2016).
15. В. В. Вальков, В. А. Мицкан, А. О. Злотников, М. С. Шустин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 126 (2019).
16. A. J. Bestwick, E. J. Fox, X. Kou, L. Pan, K. L. Wang, and D. Goldhaber-Gordon, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 187201 (2015).
17. E. D. L. Rienks, S. Wimmer, J. Sánchez-Barriga, O. Caha, P. S. Mandal, J. Růžička, A. Ney, H. Steiner, V. V. Volobuev, H. Groiss, M. Albu, G. Kothleitner, J. Michalička, S. A. Khan, J. Minár, H. Ebert, G. Bauer, F. Freyse, A. Varykhalov, O. Rader, and G. Springholz, *Nature* **576**, 423 (2019).
18. I. I. Klimovskikh, M. M. Otrokov, D. Estyunin et al. (Collaboration), *npj Quantum Mater.* **5**, 54 (2020).
19. Y. Deng, Y. Yu, M. Z. Shi, Z. Guo, Z. X. Wang, X. H. Chen, and Y. Zhang, *Science* **367**, 895 (2020).
20. S. H. Lee, Y. Zhu, Y. Wang et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Research* **1**, 012011 (2019).
21. C. Lei, O. Heinonen, A. H. MacDonald, and R. J. McQueeney, *Phys. Rev. Materials* **5**, 064201 (2021).
22. S. Yang, X. Xu, Y. Zhu, R. Niu, C. Xu, Y. Peng, X. Cheng, X. Jia, Y. Huang, X. Xu, J. Lu, and Y. Ye, *Phys. Rev. X* **11**, 011003 (2021).
23. D. Ovchinnikov, X. Huang, Z. Lin et al. (Collaboration), *Nano Lett.* **21**, 2544 (2021).
24. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, N. L. Zaitsev et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **104**, 115168 (2021).
25. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, I. I. Klimovskikh et al. (Collaboration), *Sci. Rep.* **10**, 13226 (2020).
26. Y. J. Chen, L. X. Xu, J. H. Li et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041040 (2019).
27. Y.-J. Hao, P. Liu, Y. Feng et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041038 (2019).
28. P. Swatek, Y. Wu, L.-L. Wang, K. Lee, B. Schruck, J. Yan, and A. Kaminski, *Phys. Rev. B* **101**, 161109 (2020).
29. P. M. Sass, J. Kim, D. Vanderbilt, J. Yan, and W. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 037201 (2020).
30. P. M. Sass, W. Ge, J. Yan, D. Obeysekera, J. J. Yang, and W. Wu, *Nano Lett.* **20**, 2609 (2020).
31. P. Wang, J. Ge, J. Li, Y. Liu, Y. Xu, and J. Wang, *The Innovation* **2**, 100098 (2021).
32. Y. Zhao and Q. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **119**, 060502 (2021).
33. I. P. Rusinov, V. N. Men'shov, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **104**, 035411 (2021).
34. X. L. Qi and S. C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
35. D. R. Candido, M. Kharitonov, J. C. Egues, and E. M. Hankiewicz, *Phys. Rev. B* **98**, 161111(R) (2018).
36. C.-K. Chiu, J. C. Y. Teo, A. P. Schnyder, and S. Ryu, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 035005 (2016).
37. J. G. Checkelsky, J. Ye, Y. Onose, Y. Iwasa, and Y. Tokura, *Nat. Phys.* **8**, 729 (2012).

38. J. Mao, S.P. Milovanović, M. Aneelković, X. Lai, Y. Cao, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. Covaci, F.M. Peeters, A.K. Geim, Y. Jiang, and E. Y. Andrei, *Nature* **584**, 215 (2020).
39. L. Fu, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 266801 (2009).
40. E.K. Petrov, V.N. Men'shov, I.P. Rusinov, M. Hoffmann, A. Ernst, M.M. Otrokov, V.K. Dugaev, T.V. Menshchikova, and E.V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **103**, 235142 (2021).
41. N. Varnava, J.H. Wilson, J.H. Pixley, and D. Vanderbilt, *Nat. Commun.* **12**, 3998 (2021).

Double quantum dot FET on graphene

H. Mohammadpour¹⁾

Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, 53714-161, Tabriz, Iran

Submitted 16 October 2021

Resubmitted 26 October 2021

Accepted 5 November 2021

DOI: 10.31857/S1234567821230099

Applications of quantum dots (QD) in electronic and optoelectronic devices rest beside the discrete energy levels of QDs [1–3]. Specially, QD-based nanoelectronic devices benefit from resonant tunneling of carriers via these levels that has wide applications in electronics [4–6]. Light-emitting FETs as well as phototransistors are modern devices that exploit the discrete energy levels of device [7–9]. Among the many devices are the graphene-based FETs [2, 10, 11]. Its unique physical and electronic properties, make graphene-based QDs promising candidates for quantum devices. In our previous works QD-channel on graphene FET was established by different engineering of the FET [2, 3]. QDs are also of interest as potential logic elements in future quantum computers [12, 13].

In the novel graphene-based Metal-Oxide-Semiconductor (MOS) FET model of this research, the gate electrode is not directly attached to the dielectric layer on top of the channel, but two separate metallic plates on top of dielectric layer cover two regions of channel. Then, a single metallic gate electrode is laid on top of the plates. Hence, the single gate electrode is equi-potential with the plates and turn them into gate electrodes with equal voltages.

By this geometry implementations, the gate voltage is applied to a set of two isolated QDs at the channel of the double-QD FET. The current-carrying region of the double-QD FET is on a single armchair graphene nanoribbon (A-GNR) with 13 carbon atoms in the width direction that has a band gap of 0.72 eV. The channel of FET which is controlled by the gate voltage is at the middle region of GNR and highly doped conducting source and drain regions of GNR are at the two sides of channel. The GNR, is sandwiched between two dielectric SiO₂ layers of dielectric constant $k = 3.9$ and 1 nm thickness.

The GNR-FET structure is symmetric at the top and bottom of GNR. The Fermi energy is transferred to

the inside of conduction band only at the two quantum dots (QD-1 and QD-2).

Charge density of channel and current are computed by self-consistently solving 3-dimensional Poisson equation and the non-equilibrium Green's function (NEGF) formalism [14]. Real space tight-binding Hamiltonian is considered in nearest neighbor interaction approximation for atomistic p_z -orbital; $H = 2.7\sum_{i,j}\delta_{i,j\pm 1}$ [15]. The retarded Green's function of device is defined as:

$$G(E) = [(E + i\eta)I - H - U - \Sigma_s - \Sigma_d]^{-1}, \quad (1)$$

where E is energy with I being a unit matrix and $\eta = 10^{-4}$ (eV) is a real number. U is the matrix of potential energy. The Hamiltonian matrix contains channel region of GNR and some unit cells of source and drain. The effects of semi-infinite source and drain GNR are included in left- and right-connected self-energies, $\Sigma_{L(or S)}$ and $\Sigma_{R(or D)}$ which are calculated according to the iterative algorithm described in [16].

The channel energy level broadening due to the source (drain) contact is $\Gamma_{s(d)} = i(\Sigma_{s(d)} - \Sigma_{s(d)}^\dagger)$.

The matrix of potential energy, U at Eq. (1) is achieved by solving Poisson equation

$$\nabla(\epsilon\nabla U) = e^2n. \quad (2)$$

The electron density is calculated from electron correlation function, G^n as:

$$n = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dE}{2\pi} G^n(E), \quad G^n = G\Sigma^{\text{in}}G^\dagger \quad (3)$$

with the in-scattering function of contacts, Σ^{in} , defined as:

$$\Sigma^{\text{in}}(E) = \Gamma_s(E)f_s(E, E_{Fs}) + \Gamma_d(E)f_d(E, E_{Fd}) \quad (4)$$

$f_{s(d)}(E, E_{Fs(d)})$ is the Fermi-Dirac distribution function of source (drain) with Fermi energy equal to $E_{Fs(d)}$.

G^n is defined in terms of retarded Green's function $G(E)$ which is calculated from relation (1) using the recursive Green's function algorithm [17] provided that

¹⁾e-mail: mhmdpour@gmail.com

potential matrix U is known. So, a self-consistent procedure for solving Eqs. (2), (3) is required.

The Landauer formula is employed for calculating current from the electron transmission function $T(E)$ as [14, 18, 19].

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} dET(E)(f_s(E) - f_d(E)),$$

$$T(E) = Tr[\Gamma_s G \Gamma_d G^\dagger]. \quad (5)$$

The GNR may be assumed as a one dimensional chain of rectangular unit cells of 0.43 nm width. Its characteristic lengths are: channel length, N_{Ch} , length of dots, N_{D1} , N_{D2} , the barrier between dots, N_B , and the barrier between channel and reservoirs, $N_R = 3$. The conduction and valence bands are plot for $N_{Ch} = 38$, $N_{D1} = 9$, $N_{D2} = 18$, $N_B = 5$ at the inset of Fig. 1 for $V_D = 0.1$ V.

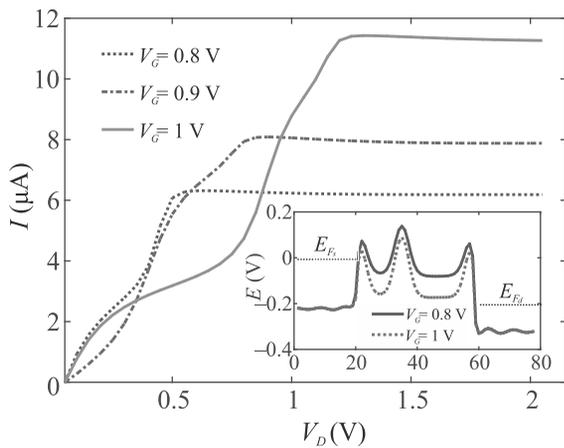


Fig. 1. (Color online) $I - V_D$ curves for various V_G s and $N_{D1} = 12$, $N_{D2} = 15$, $N_B = 5$. Inset: Conduction and valence bands along channel of length scales, $N_{Ch} = 38$, $N_{D1} = 9$, $N_{D2} = 18$, $N_B = 5$ for $V_D = 0.1$ V and $V_G = 0.8$ V (solid), 1 V (dot)

There exist barriers at the two ends of channel adjacent to the contacts and a barrier is observed that divides channel into two QDs.

In the Figure 1 $I - V_D$ curves are plot for $N_{D1} = 12$, $N_{D2} = 15$, $N_B = 5$. The curves at the saturation region are larger for elevated values of gate voltages. However there is no linear region and in some drain voltage intervals current decreases for larger values of V_G .

At the next step a non-uniform behavior of the current with increasing V_G is observed. Current oscillates by increasing gate voltage.

In brief, at this research, a new design for GNR-FET is modeled in which the gate metal covers two separate regions of the channel layer. In this construction a quantum barrier is formed between the two regions

and there are two barriers at the contact between the reservoirs (source and drain) to the channel. Quantum confinement of graphene channel by the barriers leads to formation of two QDs in the channel and hence gives rise to discrete energy levels. The calculated current is performed by resonant tunneling through these levels that is manifested by current versus gate voltage curves.

This is an excerpt of the article “Double Quantum dot FET on graphene”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S002136402123003X

1. M. Moradinasab, M. Pourfath, M. Fathipour, and H. Kosina, IEEE Trans. Electron Devices **62**(2), 593 (2015).
2. H. Mohammadpour and A. Asgari, Physica E **46**, 270 (2012).
3. H. Mohammadpour, Physica E **81**, 91 (2016).
4. J. Chen, M. A. Reed, A. M. Rawlett, and J. M. Tour, Science **286**(5444), 1550 (1999).
5. H. Agarwal, P. Kushwaha, J. P. Duarte, Y.-K. Lin, A. B. Sachid, M.-Y. Kao, H.-L. Chang, S. Salahuddin, and Ch. Hu, IEEE Transactions on Electron Devices **65**(5), 2033 (2018).
6. G. J. Ferreira, M. N. Leuenberger, D. Loss, and J. C. Egues, Phys. Rev. B **84**, 125453 (2011).
7. X. Chin, D. Cortecchia, J. Yin, A. Bruno, and C. Soci, Nat. Commun. **6**, 7383 (2015).
8. J. H. Schön, A. Dodabalapur, C. Kloc, and B. Batlogg, Science **290**(5493), 963 (2000).
9. D. Kim and J. Choi, Organic Electronics **51**, 287 (2017).
10. R. Li, L. Schneider, W. Heimbrodtt, W. Heimbrodtt, H. Wu, M. Koch, and Rahimi-Iman, Sci. Rep. **6**, 28224 (2016).
11. G. Konstantatos, M. Badioli, L. Gaudreau, J. Osmond, M. Bernechea, F. Pelayo Garcia de Arquer, F. Gatti, and F. H. L. Koppens, Nat. Nanotechnol. **7**, 363 (2012).
12. R. Akter, N. Islam, and S. Waheed, International Journal of Computer Applications **109**(1), 41 (2015).
13. V. K. Voronov, International Journal of Information, Technology and Computer Science **2**, 42 (2020).
14. S. Datta, *Quantum Transport: Atom to Transistor*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge (2005).
15. K. I. Bolotin, K. J. Sikes, Z. Zhang, Zh. Jiang, M. Klima, G. Fudenberg, J. Hone, Ph. Kim, and H. L. Stormer, Solid State Commun. **146**(9/10), 351 (2008).
16. R. Lake, G. Klimeck, R. C. Bowen, and D. Jovanovic, J. Appl. Phys. **81** 7845 (1997).
17. M. P. Anantram, M. S. Lundstrom, and D. E. Nikonov, Proc. IEEE **96**, 1511 (2008).
18. R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 223 (1957).
19. S. Datta, Superlattices and Microstructures **28**(4), 253 (2000).

Низкотемпературное возрастание силы трения Ван-дер-Ваальса при относительном движении металлических пластин

Г. В. Дедков¹⁾

Кабардино-Балкарский государственный университет, 360004 Нальчик, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2021 г.

После переработки 2 ноября 2021 г.

Принята к публикации 3 ноября 2021 г.

Представлены результаты расчета силы трения Ван-дер-Ваальса (диссипативной флуктуационно-электромагнитной силы) между металлическими пластинами при их относительном движении при температурах, близких к 1 К. Расчеты выполнены в рамках флуктуационной электромагнитной теории Левина–Полевого–Рытова. Показано, что для пластин золота с небольшим числом дефектов и низким остаточным сопротивлением ρ_0 сила трения Ван-дер-Ваальса может возрастать на 6–8 порядков с уменьшением температуры ниже 100 К, достигая максимума с величиной, пропорциональной $\rho_0^{-4/5}$. Для сверхпроводящих металлов рост трения может наблюдаться при уменьшении температуры до величины критической температуры перехода, после чего трение исчезает. Другим важным результатом является слабая зависимость силы трения от расстояния между пластинами a ($\propto a^{-q}$ с $q < 1$). Абсолютные значения сил трения достижимы для измерений в экспериментах с применением современной техники АСМ.

DOI: 10.31857/S1234567821230105

Пространственные корреляции квантовых и тепловых флуктуаций поляризации и намагниченности конденсированных тел, а также вакуумного электромагнитного поля приводят к появлению флуктуационных электромагнитных сил между атомными частицами, атомами и макроскопическими телами, и между последними. В частности, возникает сила притяжения между электронейтральными металлическими или диэлектрическими пластинами (полупространствами), находящимися на расстоянии a друг от друга – сила Казимира–Лифшица [1, 2]. Флуктуационно-электромагнитные силы в различных системах обычно называются также силами Ван-дер-Ваальса [3]. При относительном движении тел со скоростью V , помимо силы притяжения, между телами возникает сила трения Ван-дер-Ваальса (при температуре $T \neq 0$) или сила квантового трения (при $T = 0$) [4–8]. При нерелятивистских скоростях V и температуре $T \neq 0$ эта сила пропорциональна V , а при квантовом трении – более высоким нечетным степеням V . В течение нескольких десятилетий расчет диссипативных сил Ван-дер-Ваальса был предметом интенсивного теоретического исследования и дискуссии многочисленных групп авторов с сильно различающимися результатами. Отчасти это было вызвано малостью этих сил по сравнению с притя-

гивающими (консервативными) силами Казимира и отсутствием надлежащих экспериментов. В последние годы, однако, появился общий консенсус между теоретическими результатами разных авторов для сил трения Ван-дер-Ваальса [11, 19–21], и, как будет показано далее, возникает более оптимистичная перспектива для проведения соответствующих экспериментальных измерений.

Целью работы является анализ низкотемпературной зависимости силы трения Ван-дер-Ваальса между пластинами немагнитных металлов, основанный на развитии результатов Полевого [6] в наших недавних работах [17, 18]. Помимо фундаментального и практического значения (для технологии микроэлектромеханических систем, например), обнаружение и количественное измерение диссипативных сил Ван-дер-Ваальса может пролить свет на решение другой важной проблемы – так называемого “парадокса” Казимира, – нарушения теоремы Нернста в теории Лифшица [22–26].

Рассмотрим стандартную конфигурацию системы из двух параллельных пластин 1 и 2 (рис. 1) при температуре T , разделенных вакуумным промежутком a , в которой пластина 1 движется с нерелятивистской скоростью V относительно покоящейся пластины 2. Воспользуемся исходным выражением для флуктуационно-электромагнитной силы трения F_x , отнесенной к единице площади вакуумного контакта

¹⁾e-mail: gv_dedkov@mail.ru

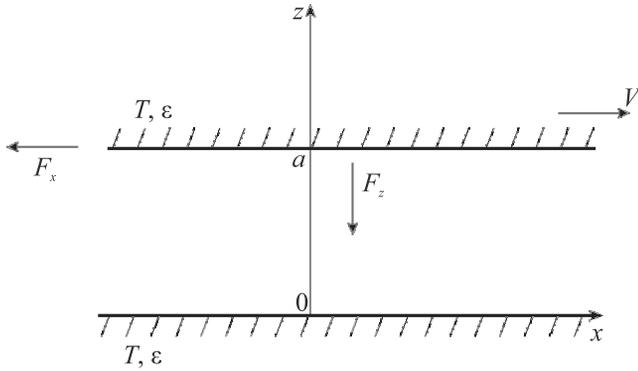


Рис. 1. Конфигурация системы

пластин, полученным в [17, 18] в линейном приближении по скорости V ,

$$F_x = \frac{\hbar V}{2\pi^2} \int_0^\infty d\omega \frac{dn}{d\omega} \int_0^\infty dk k^3 \times$$

$$\times \left[\frac{|q|^2}{|Q_e|^2} \operatorname{Im} \left(\frac{q_1}{\varepsilon_1} \right) \operatorname{Im} \left(\frac{q_2}{\varepsilon_2} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{|q|^2}{|Q_m|^2} \operatorname{Im} \left(\frac{q_1}{\mu_1} \right) \operatorname{Im} \left(\frac{q_2}{\mu_2} \right) \right], \quad (1)$$

где $n(\omega) = 1/(\exp(\hbar\omega/T) - 1)$, $\varepsilon_{1,2}$ и $\mu_{1,2}$ – зависящие от частоты диэлектрические и магнитные проницаемости материалов пластин 1 и 2, $q = \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}$, $q_{1,2} = \sqrt{k^2 - \varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}\omega^2/c^2}$,

$$Q_e = (q + q_1/\varepsilon_1)(q + q_2/\varepsilon_2)e^{qa} - (q - q_1/\varepsilon_1)(q - q_2/\varepsilon_2)e^{-qa}, \quad (2)$$

$$Q_m = (q + q_1/\mu_1)(q + q_2/\mu_2)e^{qa} - (q - q_1/\mu_1)(q - q_2/\mu_2)e^{-qa}. \quad (3)$$

Постоянная Планка и скорость света в вакууме обозначены как \hbar и c , а температура T выражена в энергетических единицах. Линейное приближение по скорости соответствует условию $\omega \gg kV$, которое в нерелятивистском случае $V \ll c$ выполняется как для нерадиационных электромагнитных мод ($k > \omega/c$), так и для радиационных ($k \leq \omega/c$). Как было показано в [17, 18], формула (1) полностью согласуется с общим релятивистским выражением для диссипативной силы F_x , полученным впервые в рамках флуктуационно-электромагнитной теории Левина–Полевого–Рытова [6, 27]. Ее также можно преобразовать к полученной позднее форме в терминах френелевских коэффициентов отражения электромагнитных волн [10, 11], однако формула

(1) является значительно более удобной при анализе низкотемпературного поведения силы F_x вследствие более прозрачной зависимости от материальных свойств.

Будем рассматривать случай одинаковых пластин из нормальных немагнитных металлов, когда $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon(\omega)$, и вместо F_x введем коэффициент “вязкости” $\eta = -F_x/V$. Тогда (1) принимает вид

$$\eta = \frac{\hbar}{8\pi^2} \left(\frac{\hbar}{T} \right) \int_0^\infty \frac{d\omega}{\operatorname{sh}(\hbar\omega/2T)^2} \times$$

$$\times \int_0^\infty dk k^3 |q|^2 \left[\frac{\operatorname{Im}(q_1/\varepsilon)^2}{|Q_e|^2} + \frac{\operatorname{Im}(q_1)^2}{|Q_m|^2} \right]. \quad (4)$$

При записи (4) учтено тождество $\frac{d}{dx}(\exp(x) - 1)^{-1} = -1/4\operatorname{sh}(x/2)^2$. При изучении низкотемпературного поведения притягивающей силы Казимира–Лифшица F_z между металлическими пластинами рядом авторов используется приближение Друде для диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (5)$$

где ω_p и ν – частота плазмы и частота релаксации. Как хорошо известно, для металла без дефектов и примесей частота релаксации удовлетворяет закону Блоха–Грюнайзена [28]

$$\nu_{\text{BG}}(T) = 0.0212(T/\theta)^5 \int_0^{\theta/T} x^5 \operatorname{sh}(x/2)^{-2} dx (eV), \quad (6)$$

где θ – температура Дебая. При наличии дефектов, влияющих на остаточное сопротивление, имеет смысл использовать выражение

$$\nu(T) = \nu_0 + \nu_{\text{BG}}(T), \quad (7)$$

где ν_0 – постоянная и $\nu_{\text{BG}}(T) \ll \nu_0$ при $0 \leq T \ll T_0$ ($T_0 \ll \theta$).

Во избежание недоразумений следует особо подчеркнуть, что формула (1) получена при условии, что пластины имеют конечную температуру T , поэтому рассмотрение случая $T \rightarrow 0$ с исчезающим омическим сопротивлением на ее основе неправомерно. Для таких условий анализ следует проводить, используя общие выражения для диссипативной силы [6, 10, 17, 18] без разложения по скорости. Из них вытекает, что диссипативная сила уменьшается на много порядков величины. Однако при нулевом сопротивлении, формально математически, из (1) также

следует очень низкая сила трения при всех температурах, отличных от нуля, поскольку в этом случае вклад в нее вносят только радиационные моды с частотами $\omega/c > k$.

Будем далее считать, что функция $\nu(T)$ всегда отлична от нуля, и используем параметризацию частоты $\omega = \nu t$. Для волнового вектора k рассмотрим случай нерадиационных мод $k > \omega/c$ с параметризацией $k = (\omega_p/c)\sqrt{y^2 + \beta^2 t^2}$ (где $\beta = \nu/\omega_p$) и случай радиационных мод $k \leq \omega/c$, когда $k = (\omega_p/c)\sqrt{\beta^2 t^2 - y^2}$. Соответственно, формула (4) преобразуется к виду

$$\eta = \frac{\hbar}{8\pi^2} \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^4 \frac{1}{\alpha} (I_{mn} + I_{en} + I_{mr} + I_{er}), \quad (8)$$

где $\alpha = \hbar\nu/T$, а интегральные слагаемые в скобках определяются выражениями

$$I_{mn} = \alpha^2 \int_0^\infty \frac{dt}{\text{sh}(\alpha t/2)^2} \int_0^\infty dy y^2 (y^2 + \beta^2 t^2) \times \times \text{Im} \left(\sqrt{y^2 + t/(t+i)} \right)^2 |Q_{mn}|^{-2}, \quad (9)$$

$$I_{en} = \alpha^2 \int_0^\infty \frac{dt}{\text{sh}(\alpha t/2)^2} \int_0^\infty dy y^2 (y^2 + \beta^2 t^2) \times \times \text{Im} \left(\sqrt{y^2 + t/(t+i)}/\epsilon \right)^2 |Q_{en}|^{-2}, \quad (10)$$

$$I_{mr} = \alpha^2 \int_0^\infty \frac{dt}{\text{sh}(\alpha t/2)^2} \int_0^{\beta t} dy y^2 (\beta^2 t^2 - y^2) \times \times \text{Im} \left(\sqrt{-y^2 + t/(t+i)} \right)^2 |Q_{mr}|^{-2}, \quad (11)$$

$$I_{er} = \alpha^2 \int_0^\infty \frac{dt}{\text{sh}(\alpha t/2)^2} \int_0^{\beta t} dy y^2 (\beta^2 t^2 - y^2) \times \times \text{Im} \left(\sqrt{-y^2 + t/(t+i)}/\epsilon \right)^2 |Q_{er}|^{-2}. \quad (12)$$

Кроме того, здесь и далее используем обозначения $\epsilon = 1 - 1/(\beta^2 t(t+i))$, $\lambda = \omega_p a/c$ и

$$Q_{mn} = 2 \left(2y^2 + \frac{t}{t+i} \right) \text{sh}(\lambda y) + + 4y \sqrt{y^2 + \frac{t}{t+i}} \text{ch}(\lambda y), \quad (13)$$

$$Q_{en} = 2 \left(y^2 + \epsilon^{-2} \left(y^2 + \frac{t}{t+i} \right) \right) \text{sh}(\lambda y) + + 4y \epsilon^{-1} \sqrt{y^2 + \frac{t}{t+i}} \text{ch}(\lambda y), \quad (14)$$

$$Q_{mr} = 2 \left(-2y^2 + \frac{t}{t+i} \right) \sin(\lambda y) + + 4y \sqrt{-y^2 + \frac{t}{t+i}} \cos(\lambda y), \quad (15)$$

$$Q_{er} = 2 \left(-y^2 + \epsilon^{-2} \left(-y^2 + \frac{t}{t+i} \right) \right) \sin(\lambda y) + + 4y \epsilon^{-1} \sqrt{-y^2 + \frac{t}{t+i}} \cos(\lambda y). \quad (16)$$

Формулы (9) и (10) соответствуют вкладам нерадиационных мод с *S*- и *P*-поляризацией, а (11) и (12) – вкладам радиационных мод (с аналогичной поляризацией). Помимо зависимости коэффициента трения от α (и от температуры), в (8) остается, на первый взгляд, сложная зависимость от температуры каждого из интегралов (9)–(12) через α , β и ϵ .

Проанализируем роль отдельных членов (8) при $T \sim 1$ К, когда параметр $\alpha = \hbar\nu(T)/T$ мал ($\alpha \ll 1$). Если $\nu(T)$ определяется формулой (6), то $\alpha = 1$ при $T = 69$ К, $\theta = 170$ К (дебаевская температура Au). Причем вплоть до высоких температур ($T \sim 1000$ К) выполняется соотношение $\alpha/\beta = \hbar\omega_p/T \gg 1$. Параметр λ от температуры не зависит. В частности, для золота ($\omega_p = 9.03$ эВ) при $a = 10$ нм получим $\lambda = 0.459$. Наличие квадрата гиперболического синуса в (8) увеличивает роль низкочастотных мод с $t \ll 1$, когда $\text{sh}(\alpha t/2)^{-2} \approx 4\alpha^{-2}t^{-2}$. Соответственно, значительный температурный эффект может проявляться при $T \ll 69$ К. Анализ выражений (9)–(12) показывает, что в широкой области расстояний a между пластинами (от 1 нм до 3 мкм), основной вклад в силу трения вносит интеграл I_{mn} . При его вычислении y принимает характерные значения $y \sim \lambda^{-1} \sim 1$. Поэтому при $t \ll 1$ и $y \gg t$ получим $|Q_{mn}|^2 \approx 16y^4 \exp(2\lambda y)$. С другой стороны, независимо от соотношения между y и t , будем иметь

$$(\text{Im}w)^2 \equiv \left(\text{Im} \sqrt{y^2 + t/(t+i)} \right)^2 = = \frac{\sqrt{t^2 + [t^2 + y^2(1+t^2)]^2 - t^2 - y^2(1+t^2)}}{2(1+t^2)}. \quad (17)$$

Соответственно, при $t \ll 1$ и $y \gg t$, с учетом (17), получим $(\text{Im}w)^2/|Q_{mn}|^2 \approx \frac{t^2}{32y^6(1+t^2)} \exp(-2\lambda y)$, а (9) принимает вид

$$I_{mn} \approx \frac{1}{8} \int_0^p \frac{dt}{(1+t^2)} \int_0^\infty dy \frac{e^{-2\lambda y}}{y^2} (1 + \beta^2 t^2/y^2), \quad (18)$$

где $p \approx 1$. Вычисление интеграла (18) дает

$$I_{mn} = \frac{\operatorname{arctg} p}{8p} [2p\lambda \operatorname{Ei}(-2p\lambda) + e^{-2p\lambda}] + \frac{\beta^2 (p - \operatorname{arctg} p)}{24 p^3} [4p^3 \lambda^3 \operatorname{Ei}(-2p\lambda) + (1 - p\lambda + 2p^2 \lambda^2) e^{-2p\lambda}], \quad (19)$$

где $\operatorname{Ei}(-x)$ – интегральная показательная функция [29], причем наличие малого параметра β^2 во втором слагаемом (19) делает его пренебрежимо малым по сравнению с первым. Формула (19) (без второго слагаемого) обеспечивает общую точность вычисления интеграла (9) в пределах 1–10%, если параметр p изменяется от 0.4 до 0.1 при изменении a от 10 до 200 нм. При этом $p(a)$ хорошо аппроксимируется зависимостью $p(a) = 0.4 \exp(-0.1a^{0.5} - 0.001a^{0.874})$.

В другом предельном случае, когда $y \ll t \ll 1$, из (13) и (17) следует $(\operatorname{Im} w)^2 / |Q_{mn}|^2 \approx (1 + y^2) / 16y^2$. При подстановке этого выражения в (9) результат также не зависит от α , как и в предыдущем случае, но соответствующий вклад пренебрежимо мал из-за малости верхних пределов интегрирования. В прочих областях интегрирования по t, y интеграл I_{mn} оказывается пропорциональным α или более высоким степеням α , поэтому соответствующими вкладами при $\alpha \ll 1$ можно пренебречь. Малы и остальные интегральные слагаемые в скобках (15). В частности, величина I_{en} обрезается из-за большой (по модулю) величины диэлектрической проницаемости ϵ (ϵ в (10)), а радиационные вклады I_{mr} и I_{er} – вследствие появляющейся дополнительной зависимости от β^2 . Заметим, что сближение (по модулю) вкладов последних трех слагаемых (8) с величиной I_{mn} происходит только на расстояниях $a > 10$ мкм.

В качестве численного примера был рассмотрен случай пластин золота с диэлектрической проницаемостью (5) и частотой релаксации (7). Параметр ν_0 в (7) варьировался таким образом, что соотношение $\nu_0 = \nu_{\text{BG}}(T_0)$ выполнялось для температур T_0 в пределах от 0.1 до 3 К, а параметр α находился из соотношения $\alpha(T) = (\nu_0 + \nu_{\text{BG}}(T)) / T$. Соответственно, остаточное сопротивление металла в этом случае было бы равно $\rho_0 = 4\pi\nu_0 / \omega_p^2$. На рисунке 2 показана зависимость $\eta(a)$ от расстояния при $T = T_0 = 1$ К (черная линия). Линии 1–3 соответствуют аппроксимациям $0.41a^{-0.25}$, $1.37a^{-0.75}$ и $5a^{-1}$. Можно отметить значительно более медленное убывание силы трения с расстоянием по сравнению с притягивающей силой Казимира–Лифшица ($F_z \sim a^{-q}$ при $q = 4 \div 3$). На рисунке 3 показаны температурные зависимости $\eta(T)$ для $a = 10$ нм. Кривые $\eta(T)$ (в порядке следования “сверху-вниз”) соответствуют параметрам $T_0 = 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 3$ К. Образование плато при $T \rightarrow T_0$ обус-

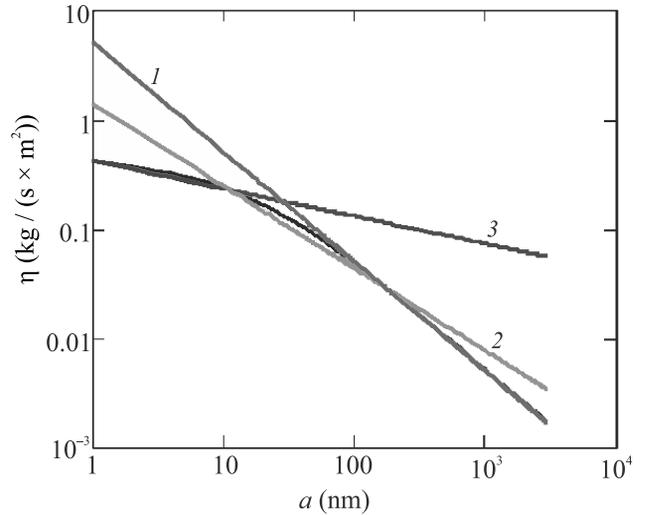


Рис. 2. (Цветной онлайн) Коэффициент трения (черная кривая) пластин золота как функция ширины щели ($T = T_0 = 1$ К). Линии 1–3 соответствуют аналитическим аппроксимациям $5a^{-1}$, $1.37a^{-0.75}$, $0.41a^{-0.25}$

словлено конечными значениями ν_0 в (7). Чем меньше ν_0 , тем выше высота плато, связанная с остаточным сопротивлением зависимостью $\rho_0^{-4/5}$. При температурах $T > 100$ К, как видно из рис. 3, появляется еще одно плато, но в этом случае трение Ван-дер-Ваальса уменьшается на 6–10 порядков величины (в зависимости от ν_0).

Учитывая результаты расчета, можно сделать вывод о том, что при уменьшении температуры от 100 до 1 К сила трения Ван-дер-Ваальса для пластин золота с малым числом дефектов и остаточным сопротивлением ρ_0 может возрастать на 6–8 порядков. Величина максимума силы трения пропорциональна $\rho_0^{-4/5}$. Для сверхпроводящих металлов рост силы трения будет происходить при снижении температуры до величины критической температуры перехода, после чего трение исчезнет. Заметим, что в [17, 18] этот вывод не был сделан, хотя увеличение трения при низких температурах также отмечалось.

Неожиданный, на первый взгляд, рост трения при $T < 100$ К (69 К для золота), имеет достаточно простое физическое обоснование. В соответствии с планковским распределением, плотность флуктуационных мод максимальна на низких частотах $\omega < T/\hbar$. Но при нормальных условиях и достаточно высоком сопротивлении металла выполняется соотношение $\nu > T/\hbar$ ($\alpha > 1$), а характерной частотой поглощения является виновская частота T/\hbar . Соответственно, трение уменьшается при уменьшении температуры. С уменьшением температуры T частота релаксации убывает быстрее, чем виновская частота

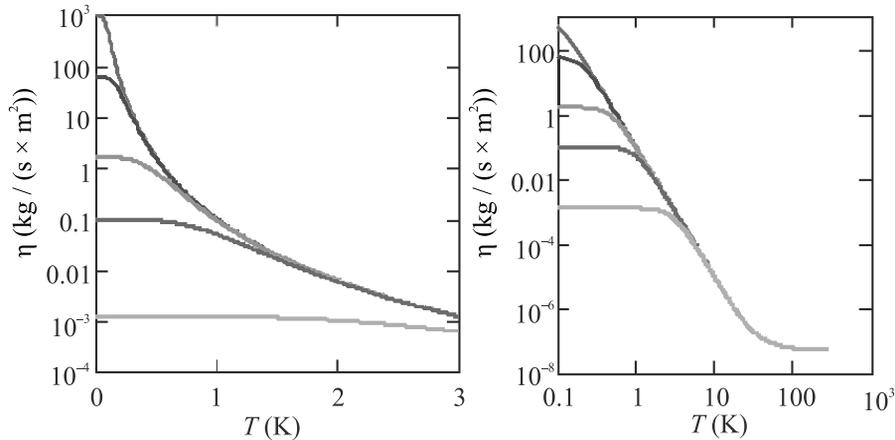


Рис. 3. (Цветной онлайн) Коэффициент трения пластин золота как функция температуры при $a = 10$ нм. Кривые в порядке следования сверху-вниз соответствуют значениям $T_0 = 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 3$ К

та, соотношение между ними изменяется ($\alpha < 1$), и характерная частота поглощения смещается в сторону низких частот с высокой плотностью электромагнитных мод. Одновременно с этим возрастает глубина проникновения S -мод. И хотя длина свободного пробега электронов растет, а сопротивление постоянному току уменьшается, все большее число электронов испытывает малоугловое рассеяние под действием многочисленных мелкомасштабных локальных флуктуаций электромагнитного поля и плотности заряда. В итоге джоулева диссипация и трение растут до наступления порога насыщения, обусловленного остаточным сопротивлением. В целом эти процессы контролируются параметром α . В рамках данной схемы легко объясняется и резкое падение силы трения в пределе $T \rightarrow 0, \nu \rightarrow 0$: поле S -волны переходит в постоянное магнитное поле, свободно проникающее в образец, и диссипация энергии электронов исчезает.

Заметим, что экспериментальные исследования диссипативных сил Ван-дер-Ваальса до сих пор отсутствуют. Так, измеренный в [30] коэффициент трения при колебаниях покрытой золотом сферы вблизи поверхности золота оказался равным $2.5 \cdot 10^{-14}$ кг/с (при $T = 77$ К и $a = 10$ нм) с зависимостью $\eta(a) \propto a^{-1.3 \pm 0.2}$ от расстояния a и убывающей зависимостью $\eta(T)$ при уменьшении T (в 6 раз при изменении T от 295 до 77 К). Однако механизм диссипации колебаний зонда не был установлен, а измерения при температурах ниже 4.2 К не проводились. Эти результаты не согласуются с теоретическими оценками настоящей работы (при сопоставимой величине коэффициента η). Так, при $T = T_0 = 3$ К, $a = 100$ нм, радиусе зондирующей сферы $R = 50$ мкм и эффективной площади контакта πRa получим оцен-

ку $\eta = 10^{-14}$ кг/с. При этом, в силу более медленного убывания силы трения с расстоянием, эффективная площадь контакта и величина η могут быть увеличены за счет увеличения a (в два-три раза при $a < 0.5$ мкм). Одновременно с этим будет уменьшаться влияние шероховатости поверхности, а требования к точности позиционирования станут менее жесткими.

Заклучение. В заключение сформулируем основные выводы. (1) Для пластин нормальных металлов с малым числом дефектов и малым остаточным сопротивлением ρ_0 при уменьшении температуры от 100 до 1 К сила трения Ван-дер-Ваальса может возрасти на 6–8 порядков величины. Максимальное значение коэффициента трения η лимитируется величиной ρ_0 , причем $\eta \propto \rho_0^{-4/5}$. Механизм возрастания силы трения обусловлен значительным увеличением плотности мод и объема проникновения неоднородных низкочастотных мод S -поляризации в сочетании с джоулевыми потерями электронов проводимости; (2) коэффициент трения медленно уменьшается с расстоянием: $\eta(a) \propto a^{-q}$ ($q = 0.25 \div 1$ при $a < 3$ мкм); (3) абсолютные значения силы трения достижимы в современных экспериментах с применением атомно-силовых микроскопов.

1. Н. В. Г. Casimir, Proc. Kon. Ned. Akad. Wet. B **51**, 793 (1948).
2. Е. М. Lifshitz, ZhETF **29**, 94 (1955) [Sov. Phys. JETP **2**, 73 (1956)].
3. Ю. С. Бараш, *Силы Ван-дер-Ваальса*, Наука, М. (1988).
4. Е. V. Teodorovich, Proc. R. Soc. A **362**, 71 (1978).
5. L. S. Levitov, Eur. Phys. Lett. **8**, 499 (1989).

6. V. G. Polevoy, ZhETF **98**, 190 (1990) [Sov. Phys. JETP **71**, 1119 (1990)].
7. V. E. Mkrtchian, Phys. Lett. A **209**, 299 (1995).
8. J. B. Pendry, J. Phys. C.: Condens. Matter **9**, 10301 (1997).
9. M. Kardar and R. Golestanian, Rev. Mod. Phys. **71**, 1233 (1999).
10. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, J. Phys. C.: Condens. Matter **9**, 345 (1999).
11. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys. **79**, 1291 (2007).
12. T. G. U. Leonhardt, New. J. Phys. **11**, 033035 (2009).
13. J. B. Pendry, New. J. Phys. **12**, 033028 (2010).
14. G. Barton, Phys. C.: Condens. Matter **23**, 335004 (2011).
15. J. S. Høye, I. Brevik, and K. A. Milton, Eur. Phys. J. D **66**, 365004 (2012).
16. J. S. Høye and I. Brevik, Eur. Phys. J. D **68**, 61 (2014).
17. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, Chin. Phys. **56**, 3002 (2018).
18. Г. В. Дедков, А. А. Кясов, Физика твердого тела **60**, 2311 (2018) [G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, Phys. Solid. State **60**, 2349 (2018)].
19. J. S. Høye, I. Brevik, and K. A. Milton, Symmetry **29**, 8 (2016).
20. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, Phys.-Uspekhi **60**, 1 (2017).
21. G. Pieplow and C. Henkel, New J. Phys. **15**, 023027 (2013).
22. G. L. Klimchitskaya and V. M. Mostepanenko, Contemp. Phys. **47**, 131 (2006).
23. J. S. Høye, I. Brevik, and K. A. Milton, J. Phys. Math. Gen. **39**, 6031 (2006).
24. K. A. Milton, Y. Li, P. Kalauni, P. Parashar, P. Guerodt, G.-L. Ingold, A. Lambrecht, and S. Reynaud, Fortschr. Phys. **65**, 1600047 (2017).
25. G. Bimonte, T. Emig, M. Kardar, and M. Kruger, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **8**, 119 (2017).
26. V. M. Mostepanenko, Universe **7**, 704084 (2021).
27. M. L. Levin, V. G. Polevoy, and S. M. Rytov, ZhETF **79**, 2087 (1980) [Sov. Phys. JETP **52**, 1054 (1980)].
28. *Handbook of Physics*, ed. by E. U. Condon and H. Odishaw, McGraw Hill, N.Y. (1967).
29. I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzik, *Table of integrals, series and products*, Acad. Press, N.Y. (2000).
30. B. C. Stipe, T. D. Stowe, T. W. Kenny, and D. Rugar, Phys. Rev. Lett. **87**, 096801 (2001).

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

том 114

Выпуск 12

25 декабря 2021

*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.ru>

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

© Российская академия наук, 2021

© Редколлегия журнала “Письма в ЖЭТФ” (составитель), 2021

Topological photonics (Mini-review)

A. S. Ustinov⁺, A. S. Shorokhov⁺, D. A. Smirnova^{*×1)}

⁺*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia*

^{*}*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia*

[×]*Research School of Physics, Australian National University, Canberra ACT 2601, Australia*

Submitted 4 November 2021
Resubmitted 4 November 2021
Accepted 5 November 2021

DOI: 10.31857/S1234567821240010

Topological photonics has recently emerged as a novel approach to robust waveguiding and routing of light [1, 2]. It exploits engineered photonic structures with the properties analogous to electronic topological insulators (TIs) [3], which are insulating in their bulk but exhibit conducting states at the surfaces. Unusual manifestations inherent to topologically nontrivial states, including the ability of edge modes to overcome structural imperfections without back reflection, drive general interest in topological effects within photonics and optical communications.

Intriguing properties of TIs are rooted in the wavevector-space topology and the existence of abstract “holes” in the modes of the media in momentum space, similar to how a sphere is topologically distinct from a torus. Whenever a system can be characterised by a topological invariant with nonzero value, one can expect physical features that remain insensitive to a range of perturbations, giving rise to resilience in operation and disorder resistance.

Figure 1 shows the actual representative demonstrations of two-dimensional topological photonic systems in their historical sequence. Following a theoretical proposal by Raghu and Haldane [4], Wang et al. were first to implement the photonic counterpart of the quantum Hall effect, the seminal example of the topologically nontrivial phase, at microwave frequencies [5]. In their experiment, time-reversal (TR) symmetry was broken by the magnetic field applied in a square-lattice photonic crystal of gyromagnetic ferrite rods (Figs. 1a, b). The resultant band structure hosts a gapless chiral edge state that propagates around defects with back scattering significantly suppressed within the band gap frequency range shaded yellow in Fig. 1c. However, the path with preserved TR symmetry appears

preferential in optics because magneto-optical response is weak at optical frequencies. TR-invariant topological phases were realised in lattices of coupled silicon ring resonators [6] (Figs. 1d, e), waveguide arrays [7] (Figs. 1f, g), and bianisotropic metamaterials [8]. Motivated by optical on-chip applications, the most recent realisations of topological phases in photonics have advanced to the nanoscale. For example, spin-polarized nanophotonic topological edge states were imaged via third-harmonic generation (Figs. 1h, i) in topological arrays of silicon nanopillars [9]. The high-quality-factor topological modes, including strongly confined corner states, can also be employed for nanolasing with improved stability and nontrivial radiation characteristics [10, 11].

Topological photonics is likely to continue to be a highly active and flourishing area of research for the next decade. It proves itself not only useful for classical light control but also promising for a variety of quantum optical applications [12]. Links are being established between topological photonics and other frontier topics, including bound states in the continuum [13], structured light, transformation optics, and leaky mode theory [14]. We anticipate harnessing topological photonic phases in nonlinear and quantum optics [2] will drive the cutting-edge developments in quantum computing and on-chip neuromorphic signal processing with ultrafast operation speed and low energy consumption.

This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant # 20-72-00148).

D. A. Smirnova thanks Y. S. Kivshar for the useful advice.

This is an excerpt of the article “Topological photonics”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364021240012

¹⁾e-mail: daria.smirnova@anu.edu.au

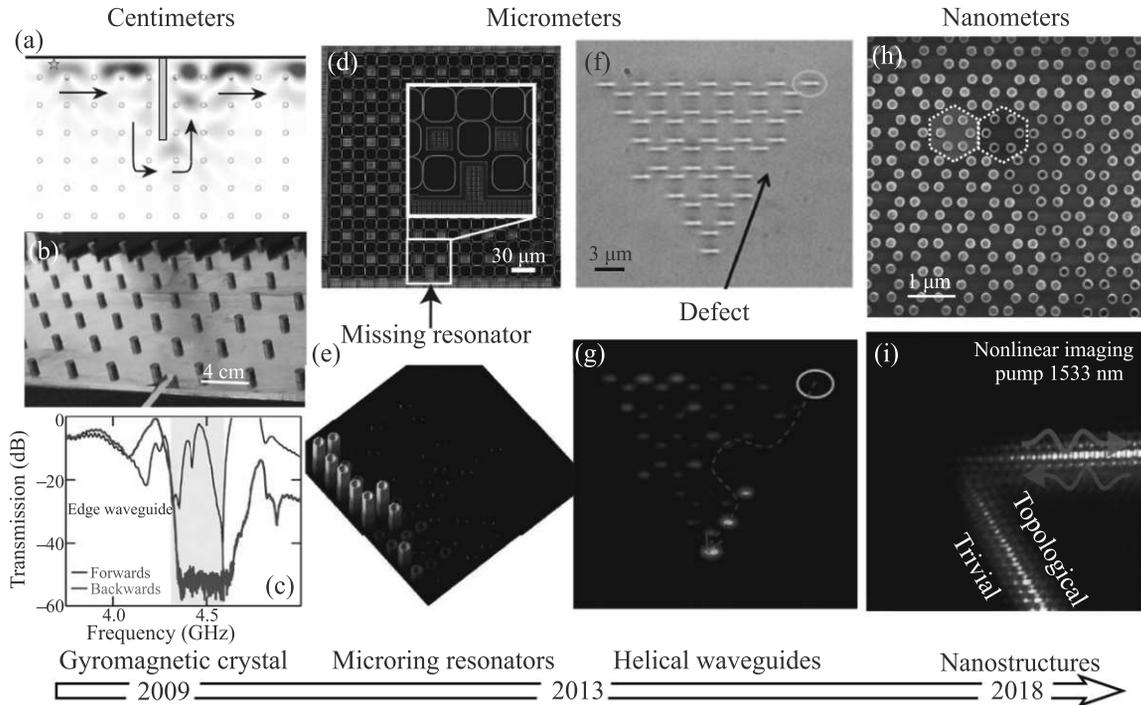


Fig. 1. (Color online) (a), (b) – Demonstration of back and side scattering suppression of the edge wave when a large obstacle is inserted in the array of magnetised ferrite rods emulating the quantum Hall topological phase; (c) – Measured spectra confirm unidirectional propagation in the edge waveguide at mid-gap frequencies. Blue and red curves represent forward and backward transmission, respectively. (d) – A fragment of the topological array of silicon ring resonators with one site-resonator deliberately removed; (e) – Topological protection is experimentally demonstrated as light traverses around the defect. (f), (g) – A triangle-shaped array of helical waveguides acts as a photonic topological insulator so that light excited at the corner (yellow circle) is guided along its surface and bypasses a defect, created by a missing waveguide (blue arrow). (h) – A top view of a sample and (i) experimental image of the third-harmonic generation from topological edge states in a metasurface composed of expanded (bluish) and shrunken (reddish) hexamers of silicon pillars on a glass substrate. Timeline with the milestone years is shown on the bottom. Adapted from [5–7, 9]

1. T. Ozawa, H. M. Price, A. Amo, N. Goldman, M. Hafezi, L. Lu, M. C. Rechtsman, D. Schuster, J. Simon, O. Zilberberg, and I. Carusotto, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 015006 (2019).
2. D. Smirnova, D. Leykam, Y. Chong, and Y. Kivshar, *Appl. Phys. Rev.* **7**, 021306 (2020).
3. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
4. F. D. M. Haldane and S. Raghu, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 013904 (2008).
5. Z. Wang, Y. Chong, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, *Nature* **461**, 772 (2009).
6. M. Hafezi, S. Mittal, J. Fan, A. Migdall, and J. M. Taylor, *Nat. Photonics* **7**, 1001 (2013).
7. M. C. Rechtsman, J. M. Zeuner, Y. Plotnik, Y. Lumer, D. Podolsky, F. Dreisow, S. Nolte, M. Segev, and A. Szameit, *Nature* **496**, 196 (2013).
8. A. Slobozhanyuk, S. H. Mousavi, X. Ni, D. Smirnova, Y. S. Kivshar, and A. B. Khanikaev, *Nature Photon.* **11**, 130 (2017).
9. D. Smirnova, S. Kruk, D. Leykam, E. Melik-Gaykazyan, D.-Y. Choi, and Y. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 103901 (2019).
10. D. Smirnova, A. Tripathi, S. Kruk, M.-S. Hwang, H.-R. Kim, H.-G. Park, and Y. Kivshar, *Light Sci. Appl.* **9**, 127 (2020).
11. H.-R. Kim, M.-S. Hwang, D. Smirnova, K.-Y. Jeong, Y. Kivshar, and H.-G. Park, *Nat. Commun.* **11**, 5758 (2020).
12. A. Blanco-Redondo, *Proc. IEEE* **108**, 837 (2020).
13. P. Tonkaev and Y. Kivshar, *JETP Lett.* **112**, 615 (2020).
14. D. Leykam and D. A. Smirnova, *Nature Phys.* **17**, 632 (2021).

О возможности распространения гамма-фотонов со скоростью менее шести метров в секунду при комнатной температуре посредством акустически индуцированной прозрачности

Е. В. Радионьчев^{+*1)}, И. Р. Хайрулин^{+*}, О. А. Кочаровская[×]

⁺Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

^{*}Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия

[×]Department of Physics and Astronomy and Institute for Quantum Studies and Engineering, Texas A&M University, College Station, TX 77843-4242, USA

Поступила в редакцию 12 ноября 2021 г.

После переработки 12 ноября 2021 г.

Принята к публикации 12 ноября 2021 г.

В работе [Phys. Rev. Lett. 124, 163602 (2020)] сообщалось о наблюдении акустически индуцированной прозрачности фольги из нержавеющей стали для резонансных гамма-фотонов с энергией 14.4 кэВ от радиоактивного мессбауэровского источника ^{57}Co , которая аналогична электромагнитно-индуцированной прозрачности и расщеплению Аутлера–Таунса. В данной статье мы показываем, что в тех же экспериментальных условиях использование фольги из нержавеющей стали определенной толщины, обогащенной нуклидом ^{57}Fe , осциллирующей с оптимальной частотой, позволит замедлить однофотонный волновой пакет гамма-излучения длительностью около 80 нс от источника ^{57}Co до значений менее 6 м/с с задержкой порядка 100 нс при комнатной температуре.

DOI: 10.31857/S1234567821240022

1. Введение. В настоящее время большой интерес исследователей привлекают эффекты, связанные с возникновением спектрального окна прозрачности в частотной области сильного резонансного поглощения среды. Прозрачность посредством расщепления Аутлера–Таунса (РАТ) [1, 2], электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [3–5], оптомеханически индуцированная прозрачность [6–8], акустически индуцированная прозрачность [9–11], а также их аналоги в различных квантовых и классических системах [12–19], включая разнообразные метаматериалы [13, 15, 17–19], составляют далеко не полный перечень многочисленных методов управления резонансным поглощением среды и, как следствие, характеристиками взаимодействующего с ней излучения в различных спектральных диапазонах от микроволнового до жесткого рентгеновского.

Одним из эффектов, сопровождающих возникновение спектрального окна прозрачности, является достаточно сильная частотная зависимость дисперсии среды, что может приводить к уменьшению групповой скорости распространения излучения до нескольких метров в секунду [20], а при соответствующем использовании пространственной дисперсии,

до нуля и отрицательных значений ее проекции на направление фазовой скорости [21]. На этой основе разрабатываются новые подходы к созданию линий управляемой задержки в оптических сетях, а также обработке оптической и квантово-оптической информации [2, 5, 8, 12, 13, 15, 18, 19, 22].

Впечатляющие успехи когерентной оптики инфракрасного и видимого диапазонов, включая управление скоростью распространения оптических импульсов, стимулируют исследования возможности применения разработанных методов в более высокочастотной области электромагнитного спектра с энергией фотонов от нескольких кэВ до нескольких сотен кэВ. Основными источниками излучения здесь являются синхротроны, лазеры на свободных электронах и лазерная плазма, с которыми обычно ассоциируют рентгеновское излучение, а также радиоактивные мессбауэровские источники (РМИ), излучение которых принято называть гамма-излучением. Указанный спектральный диапазон привлекателен не только с фундаментальной точки зрения, но также многочисленными существующими и перспективными приложениями в различных областях науки и техники.

Среди достоинств килоэлектронвольтового излучения можно выделить возможности его фокусиров-

¹⁾e-mail: radion@appl.sci-nnov.ru

ки до нанометровых размеров, распространения в непрозрачных для оптического излучения средах, а также генерации в виде последовательности отдельных фотонов и высокоэффективного их детектирования. Указанные фотоны могут обладать уникально высокой степенью монохроматичности. Например, фотоны с энергией 14.4 кэВ, испускаемые без отдачи (мессбауэровское излучение) при радиоактивном распаде ядер ^{57}Co , имеют спектральную ширину около 1 МГц, а длина когерентности фотона превышает 40 м. Наряду с этим, в условиях эффекта Мессбауэра спектральные линии резонансных указанному излучению квантовых переходов ядер ^{57}Fe даже при комнатной температуре имеют ширину ~ 1 МГц, что примерно в 3×10^{12} раз меньше частот переходов (соответствующие отношения для оптических переходов электронов в атомах обычно колеблются от 10^9 в газах до 10^3 в твердых телах). В сочетании с высокой концентрацией рабочих ядер в твердом теле (до 10^{23} см $^{-3}$) это приводит к весьма высокой оптической толщине при малой физической толщине поглотителя. Например, уменьшение интенсивности излучения 14.4 кэВ в “е” раз при комнатной температуре обеспечивается железной фольгой, состоящей из нуклида ^{57}Fe толщиной около 70 нм, что создает основу создания миниатюрных твердотельных элементов гамма-/рентгеновской квантовой оптики. Перечисленные и прочие достоинства высокоэнергетического излучения и ядерных сред стимулируют активное развитие квантовой гамма-/рентгеновской оптики.

Одним из направлений исследований здесь является перенос идей и концепций лазерной физики в гамма-/рентгеновский диапазон. Вместе с тем, непосредственное применение большинства методов управления светом оказываются неэффективными или неприменимыми для килоэлектронвольтных фотонов. Прежде всего, это связано с отсутствием источников достаточно интенсивного когерентного излучения, с помощью которого осуществляется изменение оптических свойств сред видимого и ИК диапазонов.

Однако перечисленные выше уникальные для атомной оптики свойства килоэлектронвольтного излучения и ядерных сред открывают новые возможности управления интерфейсом гамма-/рентгеновский фотон – ядерный ансамбль. Одна из них состоит в использовании эффекта Доплера, который особенно ярко проявляется в случае малой длины волны излучения. Например, движение ядра ^{57}Fe с постоянной скоростью 0.17 мм/с вдоль направления распространения излучения 14.4 кэВ выводит излучение

из резонанса с квантовым переходом ядра, смещая частоту его спектральной линии шириной 1.13 МГц на 2 МГц. На практике такое движение осуществляется смещением образца среды, содержащей ядра ^{57}Fe , с постоянной скоростью и составляет основу мессбауэровской спектроскопии.

Другим вариантом применения эффекта Доплера для эффективного управления резонансным взаимодействием гамма-/рентгеновского излучения с ядрами среды являются когерентные гармонические колебания ядер вдоль направления излучения с одинаковой амплитудой, которые осуществляются посредством движения образца среды как целого (поршнеобразная вибрация) с ультразвуковой частотой [9–11, 23–33]. Проведенные эксперименты показали, что изменение амплитуды, частоты, и начальной фазы вибрации, а также отстройки несущей частоты излучения от частоты квантового перехода ядер позволяет управлять формой огибающей однофотонного волнового пакета, прошедшего сквозь поглотитель. Как было продемонстрировано в серии недавних работ, в зависимости от значений указанных параметров однофотонный волновой пакет с экспоненциальной огибающей может а) быть преобразован в регулярную последовательность коротких почти спектрально ограниченных импульсов с управляемой длительностью и периодом следования [26] либо пачек импульсов с различным количеством импульсов в пачке [27], б) проходить сквозь резонансный поглотитель, практически не изменив своей интенсивности и спектрально-временных характеристик [10].

В работе [10] был продемонстрирован предсказанный ранее [9] эффект акустически индуцированной прозрачности (АИП) двухуровневой ядерной среды для резонансного гамма-излучения, испускаемого РМИ ^{57}Co . Аналогично эффектам ЭИП и РАТ в оптике, акустическая вибрация поглотителя при определенных условиях приводит к возникновению спектрального окна прозрачности в области резонансного поглощения ядер. Соответственно, имеет место достаточно сильная частотная зависимость дисперсии среды, что должно сопровождаться уменьшением скорости распространения фотонов.

В настоящей работе мы показываем, что оптимизация параметров проведенного эксперимента [10], а именно, обогащение фольги нержавеющей стали нуклидом ^{57}Fe , а также уменьшение частоты ее колебаний, позволит наблюдать уменьшение скорости распространения одиночных гамма-фотонов до значений менее 6 м/с при комнатной температуре.

2. Групповая скорость излучения в условиях АИП. Рассмотрим распространение монохроматического излучения

$$E(t, z) = \bar{E}_\omega \exp(-i\omega t + ikz), \quad (1)$$

где $z \leq 0$, в изотропной однородной среде длиной L , полагая $k = \omega/v_{ph}$ (v_{ph} – фазовая скорость света в среде на частоте ω). Групповая скорость $v_g \equiv d\omega/dk'$ (где $k = k' + ik''$) распространения соответствующего спектрально узкого волнового пакета с центральной частотой ω , близкой к частоте квантового перехода среды ω_{21} , может быть записана в виде:

$$v_g = \frac{v_{ph}}{1 + \frac{2\pi\omega}{1+4\pi\chi'_{21}(\omega)} \cdot \frac{d\chi'_{21}(\omega)}{d\omega}}, \quad (2)$$

где $v_{ph} = c$, c – скорость света в вакууме (все нерезонансные взаимодействия будем считать пренебрежимо малыми), а $\chi'_{21}(\omega)$ – действительная часть резонансной восприимчивости среды, $\chi_{21}(\omega) = \chi'_{21}(\omega) + i\chi''_{21}(\omega)$, определяемая соотношением между амплитудами резонансной поляризации среды $P(t, z) = \bar{P}_\omega e^{-i\omega t + ikz}$ и монохроматического поля (1), $\bar{P}_\omega = \chi_{21}(\omega)\bar{E}_\omega$. Поляризация среды в рамках двухуровневой модели может быть определена как $P = f_a N d_{12} \rho_{21}$, где ρ_{21} – индуцированная резонансная когерентность (недиагональный элемент матрицы плотности) квантового перехода $|1\rangle - |2\rangle$, f_a – фактор Мессбауэра–Лэмба, учитывающий вероятность поглощения фотона ядром без отдачи, N – концентрация резонансных ядер, $d_{12} = d_{21}^*$ – эффективный дипольный момент резонансного квантового перехода $|1\rangle - |2\rangle$ [34, 35]. Когерентность определяется уравнением для матрицы плотности среды, которое в случае однородно уширенного квантового перехода с учетом движения атомов в лабораторной системе отсчета имеет вид [9, 10, 34, 36]:

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{21}}{\partial z} \frac{dz}{dt} + (i\omega_{21} + \gamma_{21})\rho_{21} = in_{12} \frac{d_{21} E(z, t)}{\hbar}, \quad (3)$$

где γ_{21} – скорость релаксации когерентности на переходе $|1\rangle - |2\rangle$, определяющая полуширину линии поглощения перехода, $n_{12} \approx 1$ – разность населенностей между нижним и верхним уровнями перехода, dz/dt – скорость движения ядер вдоль направления распространения поля, \hbar – постоянная Планка.

В соответствии с [10] рассмотрим синхронные гармонические колебания ядер с одинаковой амплитудой вдоль направления распространения резонансного поля,

$$z(t) = z_a + R \sin(\Omega t + \vartheta), \quad (4)$$

где R , Ω , ϑ – амплитуда, частота и начальная фаза колебаний, z_a – координата в осциллирующей вместе со средой системе отсчета. Уравнение (4) подразумевает, что толщина поглотителя L много меньше длины волны звука в поглотителе, $L \ll 2\pi V_s/\Omega$, где V_s – скорость звука, и его движение является нерелятивистским, $R\Omega \ll c$. Подставляя (4) в (3), можно показать, что частота квантового перехода колеблющейся среды в лабораторной системе отсчета становится модулированной [9–11, 26, 29, 30, 32, 33], $\tilde{\omega}_{21} = \omega_{21} + kR\Omega \cos(\Omega t + \vartheta)$. Последующее интегрирование ур. (3) для монохроматического поля (1) в правой части с применением соотношения Якоби–Ангера ($e^{\pm ip \sin \phi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(p) e^{\pm in\phi}$, где $J_n(p)$ – функция Бесселя первого рода, $p = kR$ – индекс частотной модуляции квантового перехода) приводит к решению на передней границе среды $z = 0$ в следующем виде [9]:

$$\rho_{21} = \rho_{21}^{(0)} + \sum_{q=-\infty, q \neq 0}^{\infty} \rho_{21}^{(q)}, \quad (5)$$

где

$$\rho_{21}^{(0)} = \frac{d_{21} \bar{E}_\omega}{\hbar \gamma_{21}} n_{12} e^{-i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_n J_n^2(p), \quad (6)$$

$$\rho_{21}^{(q)} = \frac{d_{21} \bar{E}_\omega}{\hbar \gamma_{21}} n_{12} e^{-iq\vartheta - i(\omega + q\Omega)t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_{n-q} J_{n-q}(p) J_n(p), \quad (7)$$

$$\eta_n = \frac{(\omega_{21} - \omega + n\Omega)/\gamma_{21} + i}{(\omega_{21} - \omega + n\Omega)^2/\gamma_{21}^2 + 1}. \quad (8)$$

Выражения (5)–(8) показывают, что резонансное монохроматическое поле индуцирует в колеблющейся среде поляризацию не только на собственной частоте ω (см. (6)), но также на комбинационных частотах $\omega + q\Omega$, $q \in \mathbb{Z}$ (см. (7)). В результате, при определенных условиях имеет место генерация поля на комбинационных частотах, а синхронизация сгенерированных спектральных компонент приводит к преобразованию падающего монохроматического излучения в последовательность коротких импульсов [26, 27, 29, 30, 32, 33]. Рассматриваемый случай АИП возникает при других условиях, основным из которых является определенное значение амплитуды колебаний поглотителя [9–11]:

$$R = R_i, \quad \text{где } R_1 \approx 0.38\lambda, \quad R_2 \approx 0.88\lambda, \dots, \quad (9)$$

соответствующее индексу модуляции

$$p = p_i, \quad \text{где } p_1 \approx 2.4, \quad p_2 \approx 5.5, \dots \quad (10)$$

При этом $J_0(p_i) \approx 0$, что означает исчезновение резонансных членов в суммах (6) и (7). Оставшиеся члены содержат в знаменателе величину, кратную Ω , и

если частота колебаний поглотителя достаточно велика, $\Omega/\gamma_{21} > 1$, то возбуждаемая резонансным полем поляризация квантового перехода (пропорциональная когерентности (5)) может быть весьма малой. Иными словами, имеет место акустически индуцированная прозрачность среды.

Ограничимся рассмотрением случая $p = p_1$. Тогда, согласно (6), восприимчивость среды на частоте поля имеет вид (рис. 1)

$$\chi_{21}(\omega) = \chi_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(p_1) \eta_n, \quad (11)$$

где $\chi_0 = f_a n_{12} |d_{21}|^2 N / (\hbar \gamma_{21})$.

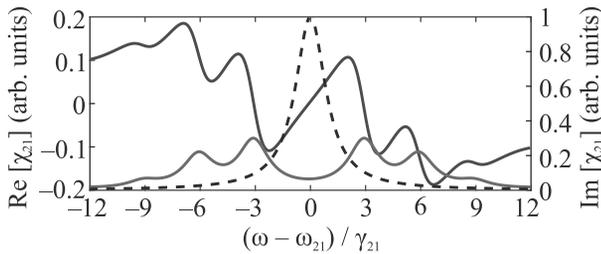


Рис. 1. (Цветной онлайн) Поглощение (красная кривая, правая ось) и дисперсия (синяя кривая, левая ось) колеблющегося резонансного поглотителя в лабораторной системе отсчета в случае АИП согласно (11) при $p = p_1 = 2.4$ и $\Omega/\gamma_{21} = 3$. Черная пунктирная кривая (правая ось) – спектральная линия поглощения неподвижного поглотителя, построенная согласно (11) при $p_1 = 0$. В случае падающего волнового пакета с лоренцевым спектром (20) с полушириной γ_{21} черная пунктирная кривая также изображает спектр падающего поля в лабораторной системе отсчета

Как следует из (11) и видно на рис. 1, в случае однородно уширенной спектральной линии квантового перехода и частоты колебаний поглотителя $\Omega/\gamma_{21} = 3$ резонансное поглощение в середине спектрального окна прозрачности $\omega = \omega_{21}$ уменьшается в 15 раз, а дисперсия имеет крутой наклон, определяющий, согласно (2), групповую скорость распространения поля в среде. Последняя с учетом (11) может быть записана в виде:

$$v_g = \frac{c}{1 + 4\pi Q \chi_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(p_1) \frac{(n\Omega/\gamma_{21})^2 - 1}{\{(n\Omega/\gamma_{21})^2 + 1\}^2}}, \quad (12)$$

где $Q = \omega_{21}/(2\gamma_{21})$ – добротность квантового перехода. Оценим с помощью (12) групповую скорость однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ в условиях эксперимента по наблюдению АИП [10] в фольге нержавеющей стали $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{19}\text{Ni}_{11}$ с естественным содержанием нуклида ^{57}Fe ($\approx 2\%$).

Физическая и оптическая толщины фольги равнялись $L \approx 25$ мкм и $T_a \approx 5.2$ соответственно, частота колебаний – $\Omega/(2\pi) \approx 9.87$ МГц, полуширина спектральной линии резонансного квантового перехода ядер ^{57}Fe – $\gamma_{21}/(2\pi) \approx 0.85$ МГц. В этом случае $Q \approx 2.1 \times 10^{12}$, $\chi_0 \approx 2.3 \times 10^{-7}$, а величина суммы в (12) примерно равна 0.005, что дает $v_g \approx 10^4$ м/с. Из выражения (12) следует, что групповую скорость можно уменьшить за счет а) уменьшения частоты колебаний фольги Ω , б) увеличения концентрации N ядер ^{57}Fe , в) увеличения фактора Лэмба–Мессбауэра f_a , г) уменьшения полуширины γ_{21} спектральной линии квантового перехода до естественной $\gamma_{21}/(2\pi) \approx 0.56$ МГц. Уменьшение ширины спектральной линии и увеличение фактора Лэмба–Мессбауэра поглотителя можно осуществить посредством изменения его химического состава и кристаллической структуры (внедрения ядер ^{57}Fe в более жесткую кристаллическую матрицу), а также уменьшения температуры. В случае [10] возможно увеличение концентрации ядер ^{57}Fe во фракции железа до 95 %, согласно [24, 25, 36], а также до 98 %, согласно [37]. В последнем случае получим $4\pi Q \chi_0 \approx 2.97 \times 10^8$. Уменьшение частоты колебаний фольги до 2.54 МГц, что соответствует $\Omega/\gamma_{21} \approx 3$, приводит к увеличению суммы в (12) до 0.05. В результате групповая скорость излучения принимает значение $v_g \approx 20$ м/с.

3. Распространение фотонов с энергией 14.4 кэВ в условиях АИП. В эксперименте [10] исследуемое излучение представляло собой последовательность одиночных фотонов 14.4 кэВ, испускаемых РМИ ^{57}Co (рис. 2).

Измерялся интервал времени, прошедший с момента регистрации фотона 122 кэВ, т.е. возникновения в РМИ ядра в возбужденном состоянии, испускающем фотон 14.4 кэВ (т.е. с момента возникновения возможности испускания фотона), до момента детектирования фотона и число зарегистрированных через этот интервал фотонов при многократно повторяющихся событиях испускания и детектирования фотона. В результате формировался однофотонный волновой пакет, интенсивность (волновая форма) которого пропорциональна зависимости вероятности детектирования фотона 14.4 кэВ от времени, прошедшего с момента регистрации фотона 122 кэВ (этот момент определяет начало однофотонного волнового пакета).

Скорость распространения γ -фотонов 14.4 кэВ в резонансном ядерном поглотителе v определяется как

$$v \equiv L/\Delta t_M, \quad (13)$$

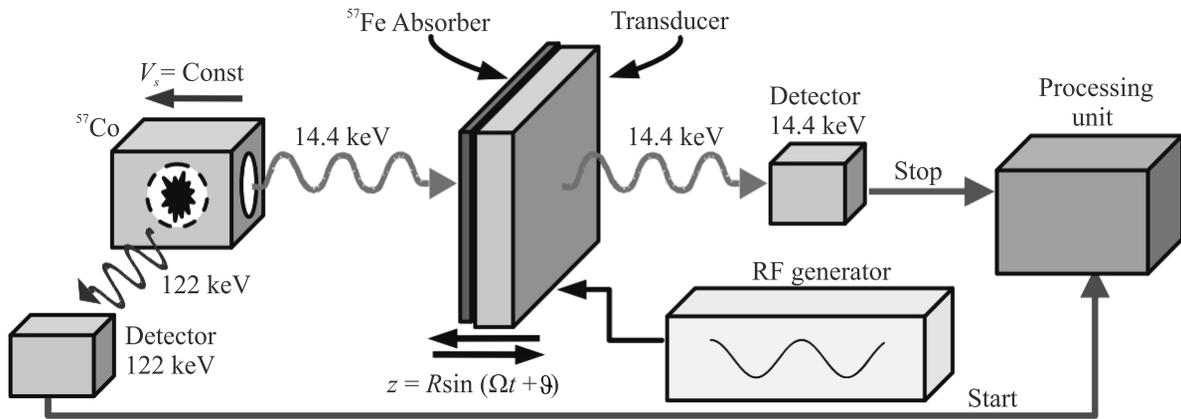


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема эксперимента [10] по наблюдению АИП для фотонов 14.4 кэВ в осциллирующей фольге нержавеющей стали. Регистрация фотона 122 кэВ сигнализирует о возникновении в РМИ ^{57}Co ядра в возбужденном состоянии, т.е. возможности испускания фотона 14.4 кэВ источником. Интервал между сигналами “Старт” и “Стоп”, измеренный многократно, дает скорость счета фотонов 14.4 кэВ как функцию времени, пропорциональную интенсивности однофотонного волнового пакета (временной зависимости вероятности детектирования или волновой форме фотона 14.4 кэВ). РМИ перемещается с постоянной скоростью, чтобы согласовать резонансные частоты источника и поглотителя. Сигнал “Старт” может быть произвольно задержан для отсечки бриллюэновского предвестника (см. текст)

где L – физическая толщина поглотителя, Δt_M – время распространения однофотонного волнового пакета в среде, которое вычисляется как разность между моментами формирования максимумов интенсивности на выходе, $t_{\max}^{(\text{out})}$, и на входе, $t_{\max}^{(\text{in})}$, в среду: $\Delta t_M = t_{\max}^{(\text{out})} - t_{\max}^{(\text{in})}$. Отличие скорости распространения волнового пакета в среде от скорости в свободном пространстве приводит к появлению временной задержки, τ_d , определяемой выражением:

$$\tau_d = \Delta t_M - \Delta t_{FS}, \quad (14)$$

где $\Delta t_{FS} = L/c$ – время преодоления волновым пакетом расстояния L в свободном пространстве. Из (13) и (14) следует, что если $v \ll c$, то можно считать, что $v = L/\tau_d$ и $\tau_d = \Delta t_M$.

Интенсивность однофотонного волнового пакета, прошедшего через поглотитель, удобно искать в системе отсчета поглотителя, т.е. колеблющейся по закону (4). В этой системе отсчета поглотитель покоится, и его резонансная восприимчивость хорошо известна (см. также [10, 36]),

$$\chi_{21}^{(\text{vib})}(\omega) = \chi_0 \frac{(\omega_{21} - \omega)/\gamma_{21} + i}{(\omega_{21} - \omega)^2/\gamma_{21}^2 + 1}. \quad (15)$$

Выражение (15) также следует из (11) при $p_1 = 0$. При этом падающее монохроматическое поле становится частотно модулированным: $E(t, z_a = 0) = \bar{E}_\omega \exp[-i\omega t + ikR \sin(\Omega t + \vartheta)]$, что непосредственно

следует из подстановки ур. (4) в (1). Согласно соотношению Якоби–Ангера, частотно модулированное поле равносильно набору эквидистантных монохроматических компонент:

$$\begin{aligned} E(t, z_a = 0) &= \bar{E}_\omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{-n}(p) e^{-in\vartheta} e^{-i(\omega+n\Omega)t} = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{E}_\omega^{(n)} e^{-i\omega_n t}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\omega_n = \omega + n\Omega$. Предполагается, что поглотитель достаточно тонкий, $L \ll \pi c/|\omega_n - \omega_m|$ для любых n и m , что позволяет пренебречь разницей величин волновых векторов монохроматических компонент. Распространение в среде каждой компоненты $\bar{E}_\omega^{(n)} = \bar{E}_\omega J_{-n}(p) e^{-in\vartheta}$ описывается известным волновым уравнением для медленно меняющихся амплитуд

$$c \frac{d\bar{E}_\omega^{(n)}}{dz_a} = i2\pi\omega_{21} \chi_{21}^{(\text{vib})}(\omega_n) \bar{E}_\omega^{(n)}, \quad (17)$$

где $\omega_n \simeq \omega_{21}$, так как $\Omega \ll \omega_{21}$. Из (17) следует закон Бугера–Ламберта–Бэра [10, 34, 35]:

$$\bar{E}_\omega^{(n)}(z_a) = \bar{E}_\omega J_{-n}(p) e^{-in\vartheta} \exp[i2\pi\omega_{21} \chi_{21}^{(\text{vib})}(\omega_n) z_a/c]. \quad (18)$$

Однофотонный волновой пакет излучения без от-

дачи с энергией фотонов 14.4 кэВ от РМИ ^{57}Co описывается функцией [10, 11, 26–33, 34, 35, 38, 39]

$$E_{Ph}(t, z \leq 0) = E_0 \theta(t - z/c) e^{-i(\omega_S t - k_S z)} e^{-\gamma_S(t - z/c)}, \quad (19)$$

где $\theta(x)$ – функция Хэвисайда, $\gamma_S \geq 1/(2T_S)$ ($T_S \approx 141$ нс – время жизни возбужденного состояния РМИ), ω_S – центральная частота спектральной линии РМИ, $k_S = \omega_S/c$. Спектр такого волнового пакета на входе в поглотитель ($z = 0$),

$$\bar{E}_{Ph}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{Ph}(t, 0) e^{i\omega t} d\omega, \text{ соответствующий}$$

амплитуде монохроматической волны (1), описывается функцией

$$\bar{E}_{Ph}(\omega) = \frac{E_0/(2\pi)}{\gamma_S + i(\omega_S - \omega)} \equiv \bar{E}_\omega. \quad (20)$$

Таким образом, подставляя (18) в (16) с учетом (20), получим выражение для формируемого поля в результате распространения монохроматической компоненты излучения РМИ в сопровождающей поглотитель системе отсчета. Интегрирование по частотам всех монохроматических компонент падающего поля (20) дает выражение для полного поля однофотонного волнового пакета РМИ на глубине z_a поглотителя в осциллирующей системе отсчета:

$$E_{Ph}(t, z_a) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{-n}(p) e^{-in\vartheta} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i(\omega + n\Omega)t} \bar{E}_{Ph}(\omega) e^{i2\pi\omega_{21}\chi_{21}^{(\text{vib})}(\omega_n)z_a/c}. \quad (21)$$

Как показано в [10, 11, 26, 29, 30, 32], выражение для поля внутри поглотителя в лабораторной системе отсчета отличается от (21) только фазовым множителем $\exp[-ip \sin(\Omega t + \vartheta)]$. Таким образом, интенсивность поля на выходе из поглотителя $I_{\text{out}}(t) = \frac{c}{8\pi} |E_{Ph}(t, L)|^2$ не зависит от системы отсчета. Случайность моментов возникновения в РМИ ядра в возбужденном состоянии обуславливает усреднение интенсивности однофотонного волнового пакета относительно начальной фазы колебаний поглотителя ϑ . В результате волновая форма фотона от РМИ, измеряемая на выходе из осциллирующего резонансного поглотителя, может быть описана как

$$\langle I_{\text{out}}(t) \rangle_{\vartheta} / I_0 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(p) \times \quad (22)$$

$$\times \left| \int_{-\infty}^{\infty} \bar{E}_{Ph}(\omega) \exp \left\{ \frac{-T_a/2}{1 + i(\omega_{21} - \omega + n\Omega)/\gamma_{21}} \right\} e^{-i\omega t} d\omega \right|^2,$$

где $I_0 = cE_0^2/(8\pi)$, $T_a = 4\pi\omega_{21}\chi_0 L/c$ – мессбауэровская толщина поглотителя. Эта волновая форма изображена на рис. 3 для значений параметров колебаний поглотителя, при которых построен рис. 1. На входе в поглотитель в эксперименте [10] Лоренцев спектральный контур (20) (черный пунктир на рис. 1) однофотонного волнового пакета (19) от РМИ ^{57}Co соответствует экспоненциально затухающей со временем $1/(2\gamma_S) \approx 118$ нс волновой форме с резким фронтом (синий пунктир на рис. 3).

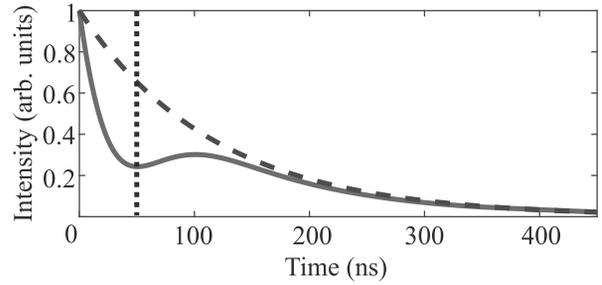


Рис. 3. (Цветной онлайн) Временная зависимость интенсивности (22) Лоренцевого однофотонного волнового пакета (19), (20) с энергией фотонов 14.4 кэВ, излучаемого РМИ ^{57}Co , с полушириной спектральной линии $\gamma_S/(2\pi) = 0.68$ МГц [10] (синий пунктир) после прохождения поглотителя ^{57}Fe (красная кривая), с полушириной спектральной линии $\gamma_{21}/(2\pi) = 0.85$ МГц [10] и оптической толщиной $T_a = 6$, осциллирующего на частоте $\Omega/\gamma_{21} = 3$ с амплитудой R_1 (см. (9)) в случае $\omega_S = \omega_{21}$. Точечная вертикальная прямая – начало детектирования в эксперименте с отсечкой бриллюэновского предвестника

Резкий фронт, обусловленный длинными спектральными крыльями, слабо взаимодействует с резонансным ядерным переходом. Поэтому на выходе из поглотителя формируется бриллюэновский предвестник длительностью на полувысоте порядка времени формирования поляризационного отклика среды $\tau_r \approx 1/(T_a\gamma_{21})$ (около 30 нс на рис. 3), который распространяется без замедления. Сформированный через время порядка $2\tau_r$ отклик среды обуславливает замедление оставшейся части однофотонного волнового пакета за счет дисперсии поглотителя в акустически индуцированном спектральном окне прозрачности. Для параметров рис. 3 задержка относительно переднего фронта, которая характеризует время распространения волнового пакета в среде, составляет $\Delta t_M \approx 100$ нс, что в 1.2 раза превышает измеренную на полувысоте длительность импульса (81.5 нс). Согласно (13), скорость распространения фотонов, соответствующая этому времени распространения, пропорциональна физической

толщине поглотителя. При заданной оптической толщине $T_a = 6$ минимальная физическая толщина L реализуется при максимальной концентрации резонансных ядер. В случае фольги нержавеющей стали $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{19}\text{Ni}_{11}$ [10] возможно ее обогащение нуклидом ^{57}Fe до 98 % [37]. Тогда волновая форма на рис. 3 может быть получена при физической толщине фольги $L \approx 0.54$ мкм, что согласно (13) будет соответствовать скорости распространения $v \approx 5.4$ м/с при комнатной температуре.

Отличие скорости распространения фотонов 14.4 кэВ от РМИ ^{57}Co , рассчитанной по формулам (13), (14), (22), от групповой скорости (12) обусловлено особенностями спектральной линии РМИ, а именно, ее ширина сопоставима со спектральным окном прозрачности, а Лоренцевы крылья выходят далеко за его пределы (рис. 1). В результате имеет место неравномерное поглощение спектра и дисперсия групповой скорости волнового пакета, приводящие к его искажению (рис. 3). Кроме этого, оценка (12) не учитывает генерацию когерентности (7) и, соответственно, спектральных компонент поля на комбинационных частотах. Таким образом, понятие групповой скорости в данном случае дает лишь ориентировочную оценку скорости распространения γ -фотонов в среде.

Присутствие бриллюэновского предвестника в волновой форме фотона 14.4 кэВ маскирует эффект его дисперсионного замедления в условиях АИП, создавая впечатление решейпинга исходной волновой формы. Однако бриллюэновский предвестник слабо взаимодействует со средой. Если он содержит малую часть энергии волнового пакета (как на рис. 3), то можно ожидать, что при последующей обработке и применении замедленных гамма-фотонов основную роль будет играть задержанная часть волновой формы. Чтобы непосредственно наблюдать дисперсионное замедление гамма-фотонов в осциллирующем поглотителе в отсутствие бриллюэновского предвестника, достаточно начинать детектирование фотонов 14.4 кэВ (сигнал “Старт” на рис. 2) с запаздыванием на некоторое время после момента регистрации фотона 122 кэВ. В качестве примера на рис. 4 приведены величины времени и скорости распространения фотонов 14.4 кэВ в фольге нержавеющей стали в зависимости от частоты ее колебаний и оптической толщины в случае подачи сигнала “Старт” на рис. 2 через 50 нс после регистрации фотона 122 кэВ (что соответствует значениям времени правее черной точечной линии на рис. 3). При частоте колебаний поглотителя $\Omega/\gamma_{21} = 3$ наибольшее время распространения, соответствующее максимальной дисперсион-

ной задержке фотонов 14.4 кэВ, $\Delta t_M \simeq \tau_d \approx 38$ нс, будет иметь место в поглотителе с оптической толщиной $T_a \approx 5.5$ (рис. 4а). В фольге нержавеющей стали $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{19}\text{Ni}_{11}$ [10], до 98 % обогащенной нуклидом ^{57}Fe [37], минимальная скорость распространения фотонов может наблюдаться при оптической и физической толщинах $T_a \approx 4.2$ и $L \approx 0.39$ мкм соответственно, и составлять $v \approx 11$ м/с (рис. 4б).

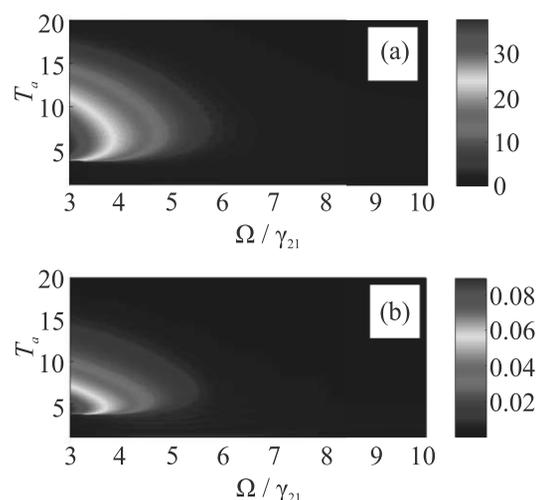


Рис. 4. (Цветной онлайн) Момент (в нс) образования максимума Δt_M задержанного однофотонного 14.4 кэВ импульса (а) и обратная скорость $1/v$ (в с/м) его распространения (б) как функции нормированной частоты колебаний и резонансной оптической толщины поглотителя, построенные с использованием (13), (14), (22). Амплитуда колебаний – R_1 (см. (9)), точный резонанс $\omega_S = \omega_{21}$, поглотитель – фольга нержавеющей стали $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{19}\text{Ni}_{11}$ [10], обогащенная нуклидом ^{57}Fe до 98 % [37], начало детектирования 14.4 кэВ фотонов смещено на 50 нс относительно фронта излучаемого РМИ волнового пакета (точная прямая на рис. 3)

Волновая форма максимально задержанного фотона 14.4 кэВ изображена на рис. 5. Задержанный волновой пакет (красная сплошная кривая на рис. 5) удлиняется вследствие поглощения поля на границах окна прозрачности и дисперсии групповой скорости. Сравнение рис. 3 и 5 показывает, что задержка Лоренцева фотона в АИП-среде относительно резкого переднего фронта может быть приближенно оценена как сумма временных интервалов, обусловленных постепенным формированием ядерного отклика на быстро возникшее воздействие поля падающего волнового пакета и последующим дисперсионным замедлением фотона.

Полученные оценки задержки и скорости распространения фотонов 14.4 кэВ могут быть скорректированы в зависимости от условий эксперимента,

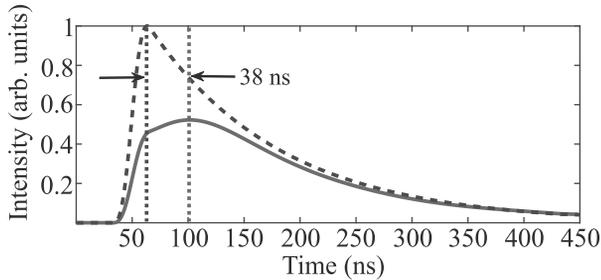


Рис. 5. (Цветной онлайн) Запаздывающее на 50 нс детектирование волновой формы 14.4 кэВ фотона от РМИ ^{57}Co с полушириной спектральной линии $\gamma_S/(2\pi) = 0.68$ МГц [10] (синяя пунктирная кривая) после прохождения поглотителя ^{57}Fe (красная сплошная кривая), с полушириной спектральной линии $\gamma_{21}/(2\pi) = 0.85$ МГц [10] и оптической толщиной $T_a = 5.5$, осциллирующего на частоте $\Omega/\gamma_{21} = 3$ с амплитудой $R_1 = 0.38\lambda$ (см. (9)) в случае $\omega_s = \omega_{21}$

а также требований к времени задержки, скорости распространения, выходной интенсивности и форме огибающей замедленного однофотонного волнового пакета. Например, уменьшение частоты колебаний фольги приведет к увеличению задержки (см. рис. 1), но одновременно к уменьшению выходной интенсивности и искажению огибающей однофотонного волнового пакета за счет того, что более существенная часть спектра поля оказывается вне окна прозрачности. Отсечка бриллюэновского предвестника также может быть реализована различными способами.

4. Выводы. Таким образом, мы показали возможность замедления одиночных γ -фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых РМИ ^{57}Co , в фольге нержавеющей стали, обогащенной нуклидом ^{57}Fe , при комнатной температуре посредством акустически индуцированной прозрачности в экспериментальных условиях, реализованных в [10], до 5.4 м/с. Еще большее замедление может быть достигнуто посредством уменьшения частоты акустических колебаний фольги, понижения ее температуры и изменения химического состава допируемой матрицы.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение # 075-15-2020-906. О. А. Кочаровская благодарит за поддержку Национальный Научный Фонд США (NSF), грант # PHY-201-2194.

2. E. Saglamyurek, T. Hrushevskiy, A. Rastogi, K. Heshami, and L. J. LeBlanc, *Nat. Photon.* **12**, 774 (2018).
3. O. Kocharovskaya and Ya. I. Khanin, *Sov. Phys. JETP* **63**, 945 (1986).
4. K. J. Boller, A. İmamoğlu, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991).
5. A. Rastogi, E. Saglamyurek, T. Hrushevskiy, S. Hubele, and L. J. LeBlanc, *Phys. Rev. A* **100**, 012314 (2019).
6. S. Weis, R. Rivière, S. Deleglise, E. Gavartin, O. Arcizet, A. Schliesser, and T. J. Kippenberg, *Science* **330**, 1520 (2010).
7. A. H. Safavi-Naeini, T. P. Mayer Alegre, J. Chan, M. Eichenfield, M. Winger, Q. Lin, J. T. Hill, D. E. Chang, and O. Painter, *Nature* **472**, 69 (2011).
8. H. Xiong and Y. Wu, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031305 (2018).
9. Y. V. Radeonychev, M. D. Tokman, A. G. Litvak, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 093602 (2006).
10. Y. V. Radeonychev, I. R. Khairulin, F. G. Vagizov, M. Scully, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 163602 (2020).
11. I. R. Khairulin, Y. V. Radeonychev, V. A. Antonov, and O. Kocharovskaya, *Sci. Rep.* **11**, 7930 (2021).
12. M. F. Yanik, W. Suh, Z. Wang, and S. Fan, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 233903 (2004).
13. S. Zhang, D. Genov, Y. Wang, M. Liu, and X. Zang, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 047401 (2008).
14. A. G. Litvak and M. D. Tokman, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 095003 (2002).
15. K. Totsuka, N. Kobayashi, and M. Tomita, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 213904 (2007).
16. R. Coussemont, Y. Rostovtsev, J. Odeurs, G. Neyens, H. Muramatsu, S. Gheysen, R. Callens, K. Vyvey, G. Kozyreff, P. Mandel, R. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 107601 (2002).
17. R. Röhlberger, H.-C. Wille, K. Schlage, and B. Sahoo, *Nature* **482**, 199 (2012).
18. T. Wang, Y.-Q. Hu, C.-G. Du, and G.-L. Long, *Opt. Express* **27**, 7344 (2019).
19. R. Y. M. Manjappa, Y. K. Srivastava, and R. Singh, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 021101 (2017).
20. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999).
21. O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 628 (2001).
22. Y. Okawachi, M. A. Foster, J. E. Sharping, A. L. Gaeta, Q. Xu, and M. Lipson, *Opt. Express* **14**, 2317 (2006).
23. A. R. Mkrtchyan, G. A. Arutyunyan, A. R. Arakelyan, and R. G. Gabrielyan, *Phys. Stat. Sol.* **92**, 23 (1979).
24. G. V. Smirnov, U. van Burck, J. Arthur, S. L. Popov, A. Q. R. Baron, A. I. Chumakov, S. L. Ruby, W. Potzel, and G. S. Brown, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 183 (1996).

1. S. H. Autler and C. H. Townes, *Phys. Rev.* **100**, 703 (1955).

25. G. V. Smirnov and W. Potzel, *Hyperfine Interactions* **123**, 633 (1999).
26. F. Vagizov, V. Antonov, Y. V. Radeonychev, R. N. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, *Nature* **508**, 80 (2014).
27. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 023836 (2015).
28. R. N. Shakhmuratov and F. G. Vagizov, *Phys. Rev. B* **95**, 245429 (2017).
29. Y. V. Radeonychev, V. A. Antonov, F. G. Vagizov, R. N. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 043808 (2015).
30. V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 023841 (2015).
31. E. K. Sadykov, A. A. Yurichuk, F. G. Vagizov, Sh. I. Mubarakshin, and A. A. Valiullin, *Hyper. Interact.* **238**, 85 (2017).
32. I. R. Khairulin, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **98**, 043860 (2018).
33. I. R. Khairulin, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **51**, 235601 (2018).
34. E. Ikonen, P. Helistö, T. Katila, and K. Riski, *Phys. Rev. A* **32**, 2298 (1985).
35. Yu. V. Shvyd'ko and G. V. Smirnov, *J. Phys. Condens. Matter* **4**, 2663 (1992).
36. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Сибирское отделение, Новосибирск (1979).
37. A. A. Kiselev and A. A. Opalenko, *Moscow University Physics Bulletin* **40**, 106 (1985).
38. F. J. Lynch, R. E. Holland, and M. Hamermesh, *Phys. Rev.* **120**, 513 (1960).
39. G. V. Smirnov, *Hyper. Interact.* **123/124**, 31 (1999).

Закономерности в потенциалах ионизации многозарядных ионов тяжелых элементов

Г. В. Шпатаковская¹⁾

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, 125047 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 ноября 2021 г.

После переработки 1 ноября 2021 г.

Принята к публикации 11 ноября 2021 г.

Для элементов периодической системы с атомными номерами $55 \leq Z \leq 95$ рассмотрены имеющиеся расчетные данные по потенциалам ионизации ионов в основном состоянии с числом электронов $N_e \leq 46$. Установлена их монотонная зависимость в приведенных координатах от атомного номера Z и числа электронов N_e . Предложена полиномиальная аппроксимация этих зависимостей, дающая достаточно точную аналитическую оценку потенциалов ионизации всех ионов рассмотренного диапазона.

DOI: 10.31857/S1234567821240034

Введение. Многозарядные ионы, положительные ионы с большой кратностью ионизации, играют существенную роль в процессах, происходящих в высокотемпературной лабораторной и астрофизической плазме. Их свойства важны для рентгеновской астрономии и астрофизики, в физике термоядерного синтеза, в кинетических моделях плазмы, для исследования взаимодействия ионов с веществом, в медицине и т.д. К числу важнейших характеристик ионов относятся их потенциалы (в вольтах) или совпадающие с ними численно энергии ионизации (в электронвольтах). Для легких элементов экспериментально измерены почти все энергии ионизации, но в средних и тяжелых ионах измерены лишь несколько первых. Эти величины для многозарядных ионов получают или полуэмпирическими методами, или в результате применения различных теоретических моделей.

Вся совокупность имеющихся данных по энергиям ионизации атомов и ионов для элементов с атомными номерами $Z \leq 110$ представлена в таблицах [1] со ссылками на источники. Большую часть этих данных представляют результаты на основе теоретических расчетов [2] полных энергий связи атомов и всех их ионов в основном состоянии по модели Дирака–Фока для элементов с $Z \leq 118$. Однако использование обширных таблиц на практике не очень удобно и имеется потребность в возможно более точной аппроксимации табличных данных, что определило мотивацию исследования.

Проведенный в настоящей работе анализ энергий ионизации ионов некоторых элементов, взятых выборочно из базы данных [1], опирается на определен-

ный вид зависимости энергий связи электронов (орбитальных энергий) от атомного номера Z . Этот вид был подсказан квазиклассическим примером использования условия квантования Бора–Зоммерфельда для вычисления электронных уровней энергии в модели атома Томаса–Ферми. Используемый нами метод [3] восстанавливает соответствующую функцию-коэффициент при степени атомного номера $Z^{4/3}$ по имеющимся в литературе экспериментальным или теоретическим значениям орбитальных энергий. В частности, этот метод позволил проанализировать орбитальные энергии в каждой оболочке естественных атомов в основном состоянии и продемонстрировать закономерности в их поведении [4]. Установленный в результате закон подобия по атомному номеру дает возможность аппроксимировать простыми полиномами большое число данных по этим энергиям.

Задача данного исследования – поиск похожих закономерностей в потенциалах ионизации многозарядных ионов в основном состоянии с числом электронов $N_e \leq 46$ в элементах с атомными номерами $55 \leq Z \leq 95$. Важно отметить, что в отличие от порядка заполнения электронных состояний в нейтральных атомах, во всех этих ионах с увеличением числа электронов от 1 до 46 имеет место правильное заполнение вплоть до появления $4f$ -состояний в оболочке N с главным квантовым числом $n = 4$. Это позволяет устанавливать зависимость энергий ионизации только от числа электронов N_e в ионах определенного элемента, не конкретизируя квантовые числа соответствующего электронного состояния.

В первом разделе представлен анализ энергий ионизации из состояний K и L ($n = 1, 2$) оболочек, во втором – из состояний M и N ($n = 3, 4$) оболочек.

¹⁾e-mail: shpagalya@yandex.ru

Ионизация ионов из электронных состояний K и L оболочек. В таблицах [1] находим энергии ионизации ионов $I_{N_e}(Z)$ в электронвольтах. Будем исследовать зависимость этих величин от Z при постоянном числе электронов N_e . Это соответствует принятой в литературе группировке ионов разных элементов в изоэлектронные последовательности по их подобию нейтральным атомам с тем же числом электронов.

Для анализа используем вспомогательную функцию $e_{N_e}(\sigma)$, которая строится по известной энергии ионизации $I_{N_e}(Z)$ [1] (но в атомных единицах Хартри: $E_h = 27.211\ 386$ эВ) согласно следующему алгоритму [3]:

$$e_{N_e} = (I_{N_e}(Z)/E_h) Z^{-4/3}, \quad \sigma = \pi Z^{-1/3}. \quad (1)$$

На рисунке 1 по оси абсцисс отложена величина σ , а по оси ординат десятичный логарифм соответствующей

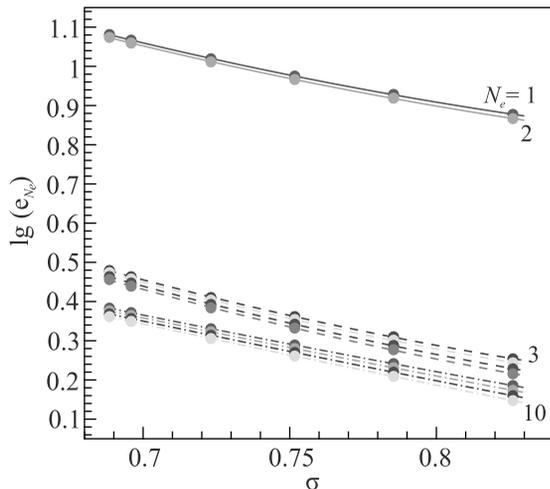


Рис. 1. (Цветной онлайн) Ионизация состояний из K и L оболочек. Зависимости $\lg e_{N_e}(\sigma)$, вычисленные по формуле (1) для 10 ионов элементов с атомными номерами $Z = 55, 64, 73, 83, 92, 95$ по данным из [1] (символы). Линии – квадратичные интерполяции. Разные цвета и типы линий и символов соответствуют разным значениям числа электронов в ионе N_e . Число электронов увеличивается последовательно сверху вниз от 1 до 10. Цифры указывают начало и конец заполнения электронами соответствующих оболочек

щего значения e_{N_e} , вычисленные для шести разных элементов выбранного диапазона (символы). Рисунок демонстрирует очень гладкие монотонные зависимости, которые хорошо аппроксимируются квадратичными полиномами (линии):

$$\lg e_{N_e}(\sigma) = \sum_{i=0}^{i_{\max}} a_i^{(N_e)} \sigma^i, \quad i_{\max} = 2. \quad (2)$$

Однако на практике требуется знать потенциалы ионизации элемента с фиксированным значением атомного номера Z в зависимости от числа электронов в нем N_e или заряда иона $q = Z - N_e$. Поэтому более удобным оказывается другое представление функции $e_{N_e}(\sigma)$. Его можно получить, аппроксимируя полиномами кусочно монотонные зависимости коэффициентов a_i от числа электронов N_e :

$$a_i^{(N_e)} = \sum_{k=0}^{k_{\max}} b_{ik} N_e^k, \quad (3)$$

$$\lg e_{N_e}(\sigma) = \sum_{i=0}^{i_{\max}} \sum_{k=0}^{k_{\max}} b_{ik} N_e^k \sigma^i. \quad (4)$$

Отметим здесь, что попытка интерполяции в (2) полиномами более высокой степени с целью повышения точности оказывается не эффективной: коэффициенты a_i при этом являют скачкообразную зависимость от N_e . В данном же случае (см. рис. 2) имеются три

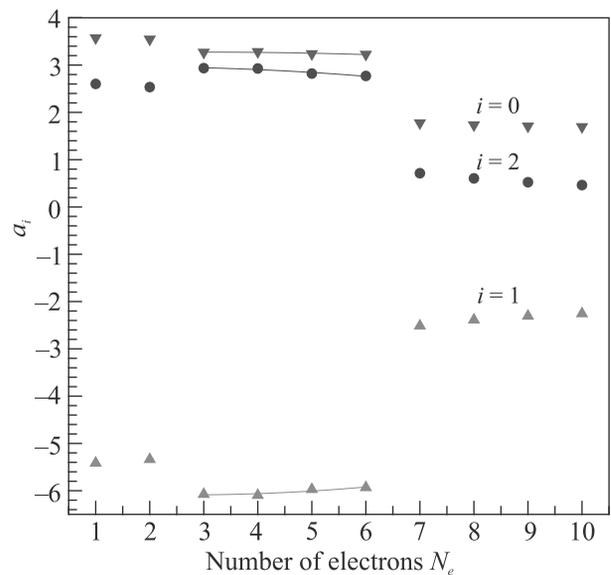


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость коэффициентов квадратичной интерполяции a_i (разные символы и цвета) в формуле (2) от числа электронов в ионе для ионизации из K и L оболочек. Линии – квадратичные интерполяции монотонных фрагментов

диапазона чисел электронов с монотонным поведением a_i ($i = 0, 1, 2$) от числа электронов N_e . Для K оболочки это один диапазон $N_e = 1, 2$ с линейной интерполяцией ($k_{\max} = 1$), для L – два диапазона: $N_e = 3 - 6$ и $N_e = 7 - 10$ с квадратичной интерполяцией ($k_{\max} = 2$). Полиномиальные коэффициенты b_{ik} для этих трех диапазонов представлены в табл. 1.

Покажем, как оценить энергию ионизации многозарядного иона в рассмотренном диапазоне, исполь-

Таблица 1. Полиномиальные коэффициенты b_{ik} в формуле (4) для $N_e = 1 - 10$

N_e	1 - 2		3 - 6			7 - 10			
	$i \setminus k$	0	1	0	1	2	0	1	2
0		3.603 146	-0.028 412	3.219 575	0.035 999	-0.005 938	2.477 236	-0.151 741	0.007 355
1		-5.490 431	0.076 551	-5.978 974	-0.081 335	0.015 163	-4.443 053	0.408 770	-0.019 012
2		2.668 416	-0.066 836	2.932 355	0.035 506	-0.010 631	2.144 425	-0.289 346	0.012 122

Таблица 2. Полиномиальные коэффициенты b_{ik} в формуле (4) для $N_e = 11 - 18$

N_e	11 - 14				15 - 18				
	$i \setminus k$	0	1	2	3	0	1	2	3
0		7.343 443	-1.256 454	0.107 376	-0.003 113	-32.013 158	6.149 787	-0.376 457	0.007 615
1		-15.432 109	2.735 254	-0.235 965	0.006 975	86.849 904	-16.422 831	1.005 614	-0.020 321
2		-2.443 173	0.998 928	-0.071 537	0.001 433	-60.747 007	11.284 362	-0.691 932	0.013 967

зую формулу (4) и табл. 1, и сравним оценку с табличным значением из [1]. В качестве примера вычислим энергии ионизации четырех ионов платины ($Z = 78$) с числом электронов $N_e = 7 - 10$. Для этого сначала вычисляем величину $\sigma = \pi Z^{-1/3} = 0.73528$. Затем в третьей колонке табл. 1 находим необходимые девять коэффициентов b_{ik} . Подставляя их в формулу (4) последовательно для $N_e = 7, 8, 9, 10$, получаем значения $\lg e_{N_e}(\sigma) = 0.31 297, 0.30 430, 0.29 548, 0.28 653$ соответственно. Обращая формулу (1)

$$I_{N_e} = Z^{4/3} 10^{\lg e_{N_e}(\sigma)} E_h, \quad (5)$$

получаем для энергий ионизации I_{N_e} в эВ соответственно: 18 642 (18 630)⁶⁰, 18 273 (18 280)⁶⁰, 17 906 (17 890)⁵⁰, 17 541 (17 540)⁵⁰. Здесь в скобках приводятся табличные значения энергий ионизации из [1]. Число рядом со скобкой в верхнем регистре характеризует неопределенность этих данных. Налицо практическое совпадение с нашими оценками.

Энергии ионизации из состояний M и N оболочек. Аналогичный анализ проведен для потенциалов ионизации ионов нескольких элементов из оболочек M и N . Соответствующие результаты представлены на рис. 3 и 4 символами и аппроксимированы квадратичными полиномами по σ согласно выражению (2) (линии). Как уже упоминалось во Введении, в оболочке N мы рассматриваем ионизацию только из $4s, 4p$ и $4d$ состояний, в которых для всех рассматриваемых элементов имеет место правильный порядок заполнения. Зависимость коэффициентов a_i ($i = 0, 1, 2$) от числа электронов N_e , подобная изображенной на рис. 2, позволяет для M оболочки выделить четыре диапазона монотонного их поведения: $N_e = 11 - 14$ и $N_e = 15 - 18$ с кубической аппроксимацией по N_e ($k_{\max} = 3$), $N_e = 19 - 22$ с линейной зависимостью ($k_{\max} = 1$) и $N_e = 23 - 28$ - с квадратичной ($k_{\max} = 2$). В оболочке N таких диапазонов

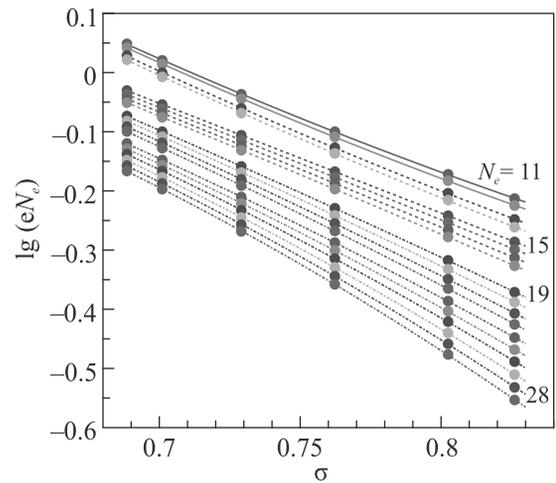


Рис. 3. (Цветной онлайн) Ионизация состояний из M оболочек. Зависимости $\lg e_{N_e}(\sigma)$ по данным из [1] для 18 ионов элементов $Z = 55, 60, 70, 80, 90, 95$ (символы). Обозначения аналогичны используемым на рис. 1. Цифрами указано число электронов N_e в некоторых ионных сериях

оказывается пять, причем все с линейной зависимостью: $N_e = 29 - 32$, $N_e = 33 - 36$, $N_e = 37 - 41$, $N_e = 42 - 44$ и $N_e = 45 - 46$. Соответствующие коэффициенты b_{ik} помещены в табл. 2, 3 и 4.

Проиллюстрируем точность предложенной аппроксимации несколькими примерами. Вычислим энергии ионизации I_{N_e} из оболочек M и N для некоторых ионов, используя формулы (4), (5) с коэффициентами b_{ik} из соответствующих частей табл. 2-4. В скобках даны для сравнения соответствующие табличные значения из базы [1] с указанием их неопределенности (число в верхнем регистре). Для ионов

- неодима ($Z = 60$) с $N_e = 23 - 28$:

Таблица 3. Полиномиальные коэффициенты b_{ik} в формуле (4) для $N_e = 19 - 32$

N_e	19 - 22		23 - 28			29 - 32	
$i \setminus k$	0	1	0	1	2	0	1
0	2.370 049	-0.073 248	2.409 356	-0.050 056	-0.001 447	6.676 696	-0.208 925
1	-5.344 290	0.228 391	-5.528 195	0.157 211	0.004 278	-18.145 058	0.623 294
2	2.959 552	-0.195 754	3.054 579	-0.135 053	-0.003 309	12.293 592	-0.492 152

Таблица 4. Полиномиальные коэффициенты b_{ik} в формуле (4) для $N_e = 33 - 46$

N_e	33 - 36		37 - 41		42 - 44		45 - 46	
$i \setminus k$	0	1	0	1	0	1	0	1
0	6.451 602	-0.224 719	13.924 293	-0.446 098	24.133 866	-0.704 916	10.670 545	-0.415 019
1	-17.779 059	0.664 419	-38.444 742	1.280 443	-67.957 131	2.026 628	-31.684 153	1.246 300
2	11.855 503	-0.508 948	26.331 729	-0.944 194	47.599 662	-1.480 698	23.229 246	-0.956 947

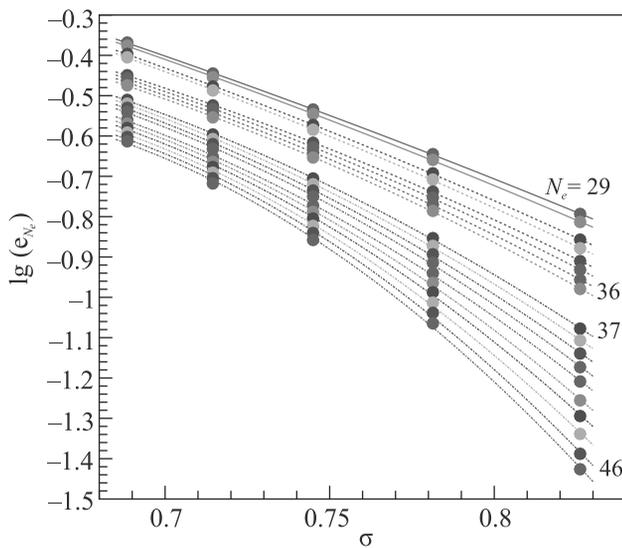


Рис. 4. (Цветной онлайн) Ионизация состояний из N оболочки. Зависимости $\lg e_{N_e}(\sigma)$ по данным из [1] для 18 ионов элементов $Z = 55, 65, 75, 85, 95$ (символы). Обозначения аналогичны используемым на рис. 1 и 3

2625.4 (2627)⁴, 2520.7 (2525)⁴, 2418.6 (2425)⁴,
2319.0 (2321)⁵, 2222.1 (2224)⁵, 2127.8 (2134)⁴;

- диспрозия ($Z = 66$) с $N_e = 33 - 36$:
1366.6 (1371)⁵, 1317.9 (1325)⁴, 1270.9 (1275)⁴,
1225.6 (1232)⁵;
- вольфрама ($Z = 74$) с $N_e = 45 - 46$:
1185.8 (1180.0)^{1,4}, 1137.0 (1132.2)^{1,4};
- висмута ($Z = 83$) с $N_e = 42 - 44$:
2055.7 (2029)⁴, 1993.4 (1967)⁴, 1933.1 (1902)⁴;
- нептуния ($Z = 93$) с $N_e = 15 - 18$:
10464 (10470)¹²⁰, 10302 (10300)¹²⁰, 10126
(10130)¹²⁰, 9969.4 (9970)¹⁰⁰.

В худшем случае (для иона Bi^{39+}) относительная погрешность нашей оценки 1.4 %.

Закключение. На основе квазиклассического метода [3] выделения зависимости от атомного номера Z проведен анализ представленных в базе данных [1] энергий ионизации многозарядных положительных ионов с числом электронов $N_e \leq 46$ для нескольких элементов в диапазоне $55 \leq Z \leq 95$. Анализ выявил определенные закономерности в зависимости энергий ионизации от атомного номера и числа электронов во всем этом диапазоне. Использование обнаруженных закономерностей позволяет на основе четырех небольших таблиц с хорошей точностью аппроксимировать все данные по потенциалам ионизации $1886 = 46 \times 41$ ионов. Предложенные аналитические оценки могут быть полезны, например, при моделировании современных энергетических проектов лазерного и ионного термоядерного синтеза, в расчетах сечения ионизации ионами нейтральных атомов [5].

1. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team (2020). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.8) [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2021, November 1]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD; DOI: <https://doi.org/10.18434/T4W30F>.
2. G. C. Rodrigues, P. Indelicato, J. P. Santos, P. Patte, and F. Parente, At. Data Nucl. Data Tables **86**, 117 (2004).
3. Г. В. Шпатаковская, УФН **189**, 195 (2019) [G. V. Shpatakovskaya, Phys. Usp. **62**, 186 (2019)].
4. Тезисы доклада на XXXVI International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (ELBRUS 2021), <https://ihed.ras.ru/elbrus21/program/restore.php?id=10>.
5. I. Yu. Tolstikhina, I. I. Tupitsyn, S. N. Andreev and V. P. Shevelko, ЖЭТФ **146**, 5 (2014).

Фазовый переход в $Y_3Fe_5O_{12}$ при высоких давлениях по данным спектроскопии комбинационного рассеяния

С. Н. Аксенов⁺, А. А. Миронович⁺, И. С. Любутий^{*}, А. Г. Иванова^{+,*}, И. А. Троян^{+,*×}, Р. А. Садыков⁺, Сиддхартха С Саксена (Монту)^{° 1)}, А. Г. Гаврилюк^{+,*× 2)}

⁺Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

^{*}Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова, Федеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия

[×]Балтийский федеральный университет им. И. Канта, 236041 Калининград, Россия

[°]Cavendish Laboratory, University of Cambridge, J. J. Thomson Avenue, Cambridge CB3 0HE, United Kingdom

Поступила в редакцию 7 ноября 2021 г.

После переработки 10 ноября 2021 г.

Принята к публикации 10 ноября 2021 г.

Колебательные свойства железо-иттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$) исследованы при высоком квазигидростатическом давлении методом спектроскопии комбинационного рассеяния света. Рамановские спектры измерялись в камере высокого давления с алмазными наковальнями в диапазоне давлений 0–72 ГПа при комнатной температуре. В области ~ 50 ГПа обнаружено кардинальное изменение характера спектров с исчезновением острых пиков. Это подтверждает фазовый переход из кристаллического в аморфное состояние, который ранее был обнаружен другими экспериментальными методами. При этом переходе также происходит спиновый кроссовер в ионах железа Fe^{3+} , которые переходят из высокоспинового состояния (HS, $S = 5/2$) в низкоспиновое (LS, $S = 1/2$). По результатам измерений подробно документированы барические зависимости фононных мод в $Y_3Fe_5O_{12}$ от атмосферного давления до критического давления фазового перехода.

DOI: 10.31857/S1234567821240046

1. Введение. Железо-иттриевый гранат $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ или YIG) относится к хорошо известному классу редкоземельных ферритов-гранатов, которые являются ферромагнетиками [1–3]. YIG обладает интересными магнитными и резонансными свойствами, которые определили его широкое применение в радио- и микроэлектронике [4, 5]. Также в нем наблюдается разнообразие других явлений, которые важны для применения этого кристалла в прикладных целях [6–8]. Фундаментальные электронные, магнитные и структурные свойства этого материала чрезвычайно важны как для понимания строения сильно коррелированных электронных систем, так и для исследований свойств внутренних слоев Земли, поскольку оксиды железа являются наиболее распространенными в составе минералов [9–11].

YIG имеет кубическую кристаллическую структуру с пространственной группой $Ia\bar{3}d$; параметр элементарной ячейки при нормальных условиях со-

ставляет $a_0 = 12.3738 \text{ \AA}$ [12]. В элементарной ячейке ионы Fe^{3+} занимают две структурные позиции с октаэдрическим и тетраэдрическим кислородным окружением. Полиэдры образуют чередующуюся трехмерную сеть, в которой все углы тетраэдров являются общими углами ближайших соседних октаэдров и наоборот. Эти ионы железа образуют две магнитные подрешетки с противоположными направлениями намагниченности. Формула феррита-граната с учетом распределения катионов по подрешеткам записывается в виде $(Y_3)[Fe_2](Fe_3)O_{12}$. Два иона Fe^{3+} из октаэдрических узлов частично компенсируют намагниченность трех ионов Fe^{3+} из тетраэдрических узлов, давая $5\mu_B$ полной намагниченности на формульную единицу [1]. Его температура Нееля составляет около 559 К при атмосферном давлении.

Ранее при высоких давлениях при комнатной температуре в ЖИГ были исследованы кристаллическая структура [13], электронные [14] и магнитные [15] свойства. При давлении около 50 ГПа в ЖИГ наблюдается сложный фазовый переход, при котором кардинально меняется кристаллическая структура с переходом в аморфное состояние [13] и наблюдается

¹⁾Siddharth S Saxena (Montu).

²⁾e-mail: gavriiliuk@mail.ru

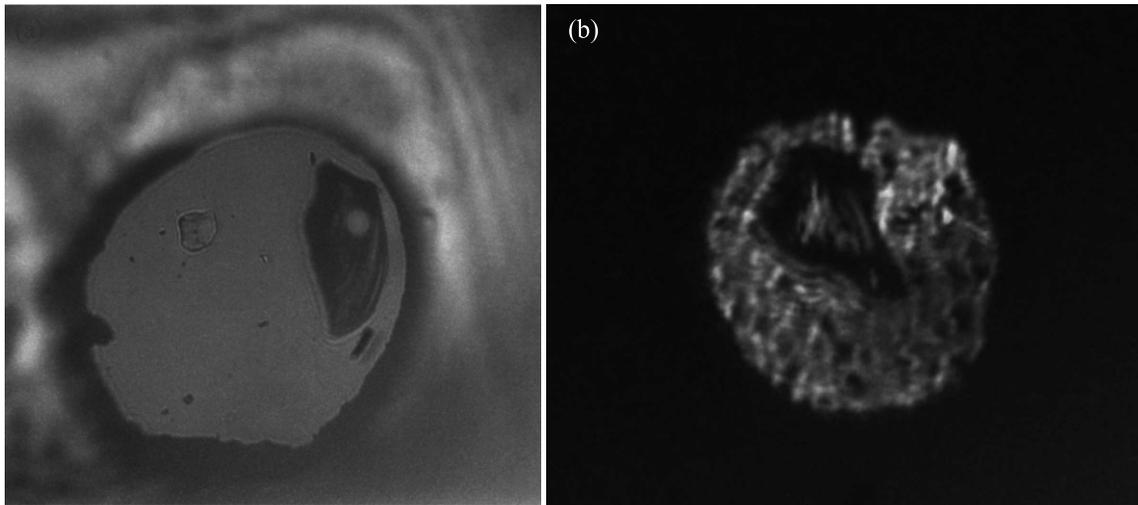


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фотографии кристаллов образца $Y_3Fe_5O_{12}$ толщиной ~ 10 мкм в двух сериях эксперимента: (a) – серия gun1, среда ПЭС-5, размер наковален 500 микрон, атмосферное давление (b) – серия gun2, среда NH_3BH_3 , размер наковален 300 микрон, давление 2.8 ГПа. Для измерения рамановских спектров использовался красный лазер Cobolt с длиной волны 660 нм

коллапс магнитного момента [15], который является результатом перехода ионов Fe^{3+} из высокоспинового (HS, $S = 5/2$) в низкоспиновое (LS, $S = 1/2$) состояние (спиновый кроссовер). Также по оптическим спектрам был обнаружен электронный переход с возможной металлизацией в диапазоне давлений 40–50 ГПа [14]. При этом переходе оптическая щель в ЖИГ резко уменьшается с ~ 2.3 эВ до, практически, нулевого значения.

При давлениях выше перехода край поглощения в оптическом спектре приобретает “урбаховскую форму” (*Urbach shape of the absorption edge*), что является подтверждением аморфизации кристалла [14, 16, 17]. При декомпрессии обратный электронный переход не является полностью обратимым.

Мессбауэровские спектры при высоком давлении указывают на магнитный коллапс при $P \approx 50$ ГПа [15], а в немагнитной фазе высокого давления ЖИГ спектры аналогичны спектрам в аморфном состоянии ЖИГ при нормальных условиях [15].

В данной работе представлены результаты исследований ЖИГ с помощью спектров комбинационного рассеяния света (рамановская спектроскопия) при высоких давлениях до 72 ГПа, создаваемых в камерах с алмазными наковальнями при комнатной температуре.

2. Методика эксперимента. Методом из расплава в расплаве были выращены объемные монокристаллы ЖИГ. Для рамановских исследований из объемного монокристалла выкалывались пластинки с характерными размерами $80 \times 40 \times 10$ мкм³ и $40 \times 20 \times 10$ мкм³.

Исследования проводились в камерах с алмазными наковальнями, в основу конструкции которых положены идеи из работы [18]. Были проведены две серии измерений gun1 и gun2. В эксперименте использовались наковальни с плоскими рабочими площадками диаметром ~ 500 мкм в серии gun1 и ~ 300 мкм в gun2. В прокладке (гаскете) из рения с помощью лазера высверливалось отверстие диаметром около 150 мкм для gun1 и 80 мкм для gun2, которое служило рабочим объемом. Образец помещался в рабочий объем камеры, который затем заполнялся средой, передающей давление. В серии (gun1) использовалась кремний-органическая жидкость ПЭС-5, а в серии (gun2) боран аммония NH_3BH_3 .

Величина давления измерялась по сдвигу линии люминесценции рубина. Для этого, кроме образца, в камеру помещалось несколько кусочков рубина размером около 1–5 мкм, которые располагались на различных расстояниях от центра, чтобы иметь возможность оценить градиент давления. Установлено, что разброс давления на образце даже при максимальном давлении в каждой серии был не больше 2 ГПа, что свидетельствует о хорошей степени гидростатичности применяемых сред. На рисунке 1 приведена фотография сборки для двух серий эксперимента при начальных давлениях.

Рамановские спектры снимались при комнатной температуре на высокочувствительной рамановской установке с высоким пространственным разрешением, предназначенной для исследований при высоких давлениях в камерах с алмазными наковальнями. В установке используется монохроматор Acton SP2558

с детектором CCD PIXIS-100f фирмы “Princeton Instruments”. Характерное время накопления спектра составляло 1–2 мин. Для возбуждения спектров рамановского рассеяния использовался твердотельный DPSS лазер с длиной волны 660 нм производства фирмы SOVOLT с высокостабильной узкой линией.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение.

3.1. Аттестация исходного образца при нормальном давлении. Аттестация исходного образца была проведена методом рентгеновской монокристаллической дифракции. Исследование кристаллической структуры $Y_3Fe_5O_{12}$ выполнено методом монокристаллического рентгеноструктурного анализа с использованием дифрактометра XtaLAB Synergy-DW и $Ag-K\alpha$ -излучения ($\lambda = 0.56087 \text{ \AA}$). Уточнение позиционных и анизотропных тепловых параметров атомов в кубической структуре $Y_3Fe_5O_{12}$ выполнено в программе ShelxL [19] по 583 независимым рефлексам [$I > 2\sigma(I)$] до значения фактора расходимости $R = 1.9\%$ с остаточными пиками на разностной карте электронной плотности $\Delta\rho_{\max} = 0.86 \text{ \AA}^{-3}$ и $\Delta\rho_{\min} = -0.90 \text{ \AA}^{-3}$. По результатам уточнения структуры установлены следующие параметры: $a = 12.3749(2) \text{ \AA}$, $V = 1895.07(9) \text{ \AA}^3$ (пространственная группа – $Ia\bar{3}d$, $Z = 8$).

Кристаллическая структура $Y_3Fe_5O_{12}$ показана на рис. 2. Катионы Fe^{3+} занимают две независимые

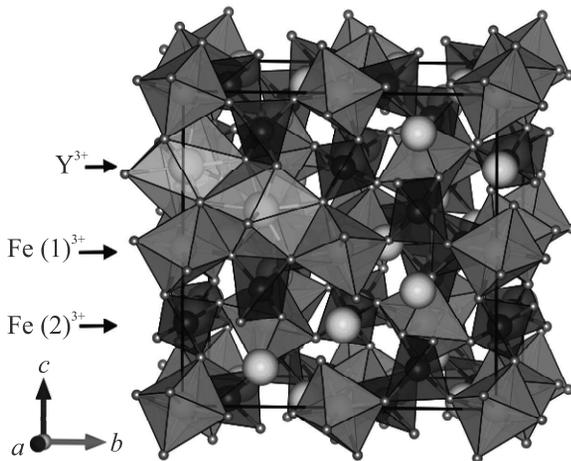


Рис. 2. (Цветной онлайн) Кристаллическая структура $Y_3Fe_5O_{12}$. Ионы $Fe(1)^{3+}$ и их координационные полиэдры показаны голубым цветом, ионы $Fe(2)^{3+}$ – темно-красным и Y^{3+} – желтым цветом; атомы кислорода показаны светло-красными шарами

кристаллографические позиции: $Fe(1)$ ($16a: 0, 0, 0$) с октаэдрической координацией атомов кислорода и

$Fe(2)$ ($24d: 0.375, 0, 0.25$) с тетраэдрической координацией атомов кислорода. Чередующиеся октаэдры $Fe(1)O_6$ и тетраэдры $Fe(2)O_4$ связаны общими вершинами, образуя трехмерный каркас (рис. 2). Каждый катион Y^{3+} занимает кристаллографическую позицию ($24c: 0.125, 0, 0.25$) с 8-кратной координацией атомов кислорода, через которые связан с двумя соседними ионами Y^{3+} , тремя ионами $Fe(1)^{3+}$ и шестью ионами $Fe(2)^{3+}$.

Координаты атомов и некоторые межатомные расстояния, полученные по результатам уточнения структуры, приведены в табл. 1 и 2.

Также первоначально были проведены измерения рамановских спектров исходного монокристаллического объемного образца при нормальном давлении для его аттестации и сравнения с литературными данными. На рисунке 3 показан спектр $Y_3Fe_5O_{12}$ в различных диапазонах частот. В диапазоне 0–750 $1/\text{см}$ в спектре наблюдается набор острых фоновых пиков. В диапазоне 800–1500 $1/\text{см}$ ряд пиков существенно уширены, что, по-видимому, указывает на их соответствие 2-фононным полосам.

На рисунке 4 приведен спектр нашего образца в сравнении со спектром из работы [20]. Очевидно, что набор линий спектра полностью соответствует линиям спектра, полученным ранее [20]. Довольно узкая ширина линий свидетельствует о хорошем качестве кристалла. Значение (величина) энергий (частот) фоновых мод при комнатной температуре немного меньше, чем при 80 К. Это обусловлено сжатием решетки и эффективным ростом энергий колебательных мод при охлаждении кристалла. В данном случае падение температуры действует эффективно как рост давления. В таблице 3 приведены численные значения частот наиболее интенсивных линий спектра в сравнении с частотами из работы [20]. Эти линии являются одно- и двухфононными линиями рамановского рассеяния кристалла ЖИГ.

3.2. Рамановская спектроскопия $Y_3Fe_5O_{12}$ в среде ПЭС-5 при давлениях до 33 ГПа. Эволюция рамановских спектров при высоких давлениях P до ~ 33 ГПа исследовалась при комнатной температуре в квази-гидростатических условиях с использованием кремний-органической жидкости ПЭС-5 в качестве среды, передающей давление (см. рис. 5а). Установлено, что частоты всех фоновых мод растут непрерывно с давлением.

Предварительная аттестация исходного образца позволяет отстроиться от паразитных пиков, обусловленных рамановским рассеянием на среде (ПЭС-5) и паразитной люминесценцией от кристаллов рубина (см. рис. 5).

Таблица 1. Координаты базисных атомов и изотропные параметры смещения атомов U_{eq} (Å²) для $Y_3Fe_5O_{12}$

Атом	Позиция Вайкоффа	x	y	z	U_{eq}
Y1	24c	0.125000	0.000000	0.250000	0.00510 (5)
Fe1	16a	0.000000	0.000000	0.000000	0.00545 (6)
Fe2	24d	0.375000	0.000000	0.250000	0.00519 (6)
O1	96h	-0.02696 (5)	0.05685 (5)	0.15074 (5)	0.00674 (10)

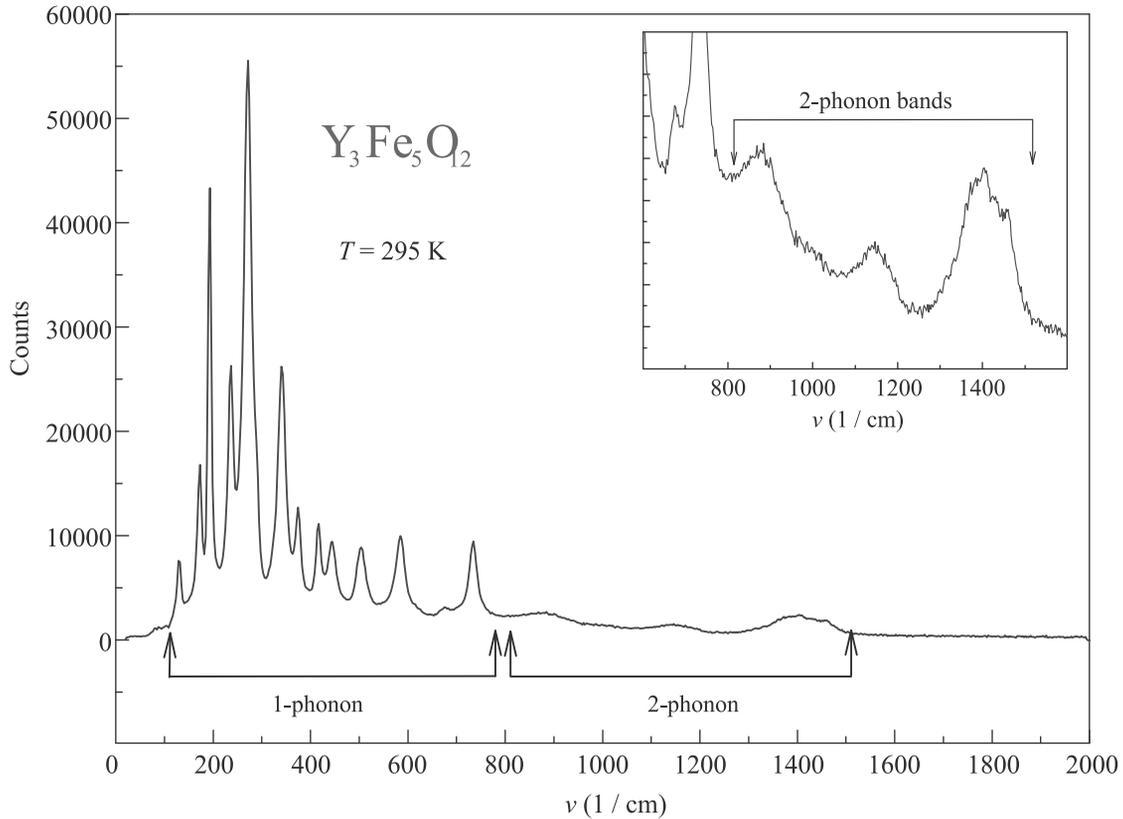


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр комбинационного рассеяния света в кристалле $Y_3Fe_5O_{12}$ в различных диапазонах частот при нормальных условиях (атмосферное давление и комнатная температура). Для возбуждения КР спектров использовался лазер производства фирмы SOVOLT с длиной волны 660 нм. На вставке показан спектр в диапазоне 600–1600 1/см, соответствующий 2-фононным полосам

Таблица 2. Выбранные межатомные расстояния в $Y_3Fe_5O_{12}$

Связь	Длина, d Å
6 x Fe1–O1	2.0214 (6)
4 x Fe2–O1	1.8643(6)
4 x Y1–O1	2.3537(6)
4 x Y1–O1	2.4343(7)

На рисунке 5b показана зависимость от давления рамановских частот в кристалле ЖИГ. Идентификация колебательных мод в фазе низкого давления ($P < P_{cr}$) указана в соответствии с данными из работы [20]. В диапазоне давлений 0–33.6 ГПа на-

блюдается плавный рост частот всех колебаний соответствующих мод, обусловленный сжатием решетки при изменении давления. Характерная форма спектра остается неизменной, что свидетельствует о сохранении симметрии кристаллической решетки до давления ~ 33 ГПа.

3.3. Рамановская спектроскопия $Y_3Fe_5O_{12}$ в среде NH_3BH_3 при давлениях до 72 ГПа. При измерении рамановских спектров при высоких давлениях P до ~ 72 ГПа мы определили значение критического давления фазового перехода ($P_k \sim 50$ ГПа) в $Y_3Fe_5O_{12}$ при комнатной температуре в квази-гидростатических условиях с использованием боран

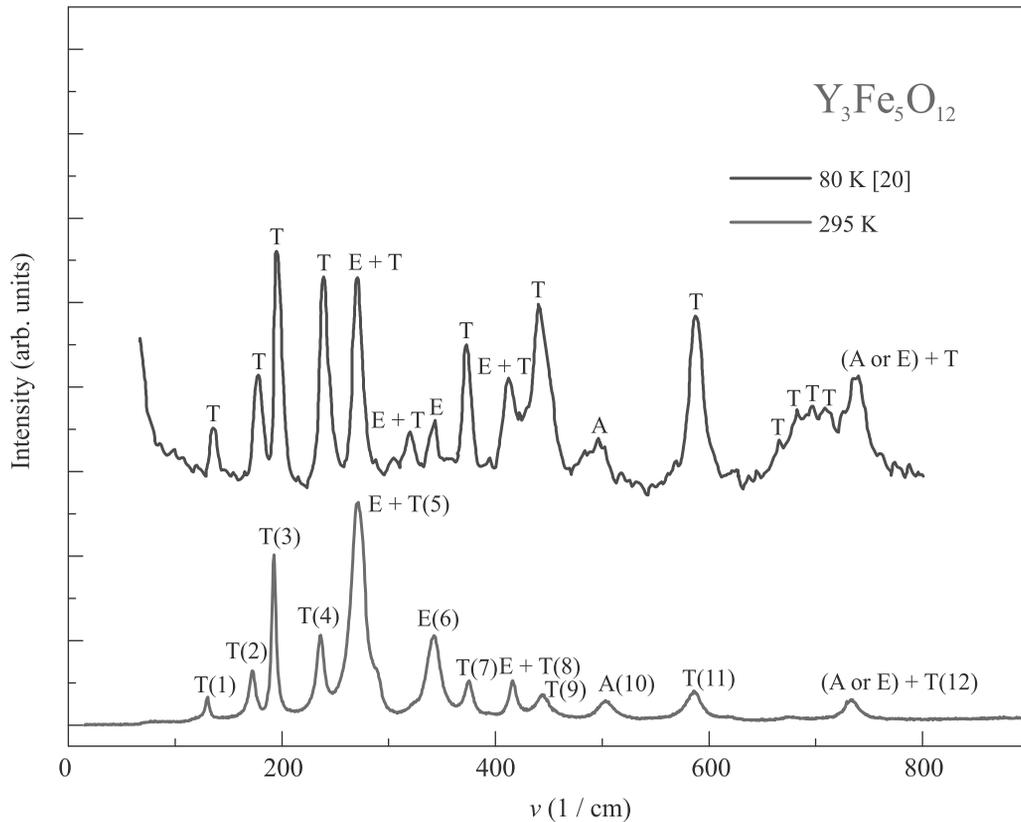


Рис. 4. (Цветной онлайн) Рамановский спектр объемного кристалла $Y_3Fe_5O_{12}$, измеренный при нормальном давлении при температуре 295 К (красная линия). Для сравнения показан спектр из работы [20], измеренный при 80 К (синяя линия). Для измерения рамановских спектров использовался красный лазер COBOLT с длиной волны 660 нм. В работе [20] использовался лазер с длиной волны 1064 нм. Обозначения Т, Е и А относятся к модам T_{2g} , E_g и A_{1g} соответственно

аммония (NH_3BH_3) в качестве среды, передающей давление. Как видно из рис. 6, в области 42–50 ГПа форма спектра кардинально меняется, указывая на фазовый переход.

Область давлений 42–50 ГПа коррелирует с областью электронного перехода в ЖИГ, который мы наблюдали по оптическим спектрам поглощения в работе [14]. При этом переходе оптическая щель вначале падает от ~ 2.25 эВ (при 40 ГПа) до ~ 0.25 эВ (при 50 ГПа), а затем окончательно схлопывается до нуля около 54 ГПа, демонстрируя переход диэлектрика в металл [14]. Значение давления 54 ГПа как раз соответствует полному исчезновению рамановского спектра в ЖИГ (см. рис. 6а). При давлении около 47 и 50 ГПа, несмотря на сильное искажение спектра, еще присутствуют следы фоннных мод, и для некоторых мод еще можно определить их частоту. Однако при давлении ~ 54 ГПа интенсивность рамановского сигнала полностью подавлена и в спектре уже отсутствуют пики, соответствующие фоннным модам ЖИГ.

Таким образом, по результатам рамановского эксперимента можно локализовать фазовый переход в ЖИГ в диапазоне 47–54 ГПа.

Довольно широкая “размытость” перехода по давлению, установленная по рамановским спектрам, принципиально отличается от характера перехода по кристаллической структуре [13] и по магнитным свойствам, установленным из мессбауэровского эксперимента [15], где фазовый переход по давлению был довольно резкий. Однако наблюдаемое барическое поведение рамановских спектров полностью соответствует электронному переходу, наблюдаемому по барическому поведению оптической щели в ЖИГ [14].

На рисунке 6б показана зависимость от давления рамановских частот в кристалле ЖИГ. Идентификация колебательных мод в фазе низкого давления ($P < P_{cr}$) указана в соответствии с данными [20]. В диапазоне 42–50 ГПа наблюдается исчезновение части пиков и сильное уширение и подавление интенсивности оставшихся пиков. Особенно наглядно это

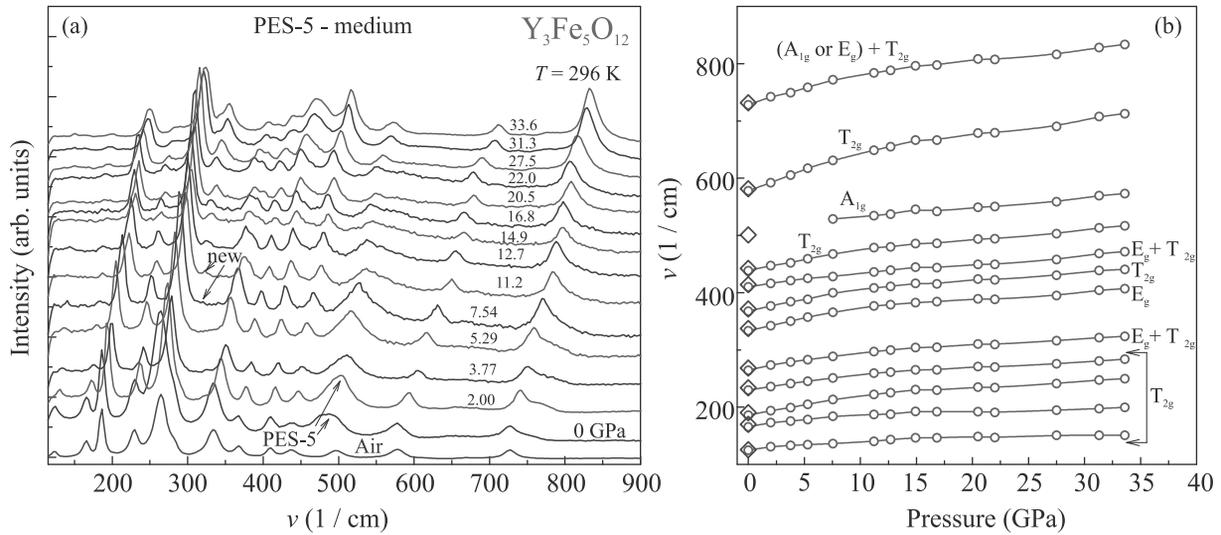


Рис. 5. (Цветной онлайн) Эволюция рамановских спектров кристалла железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ с ростом давления в квази-гидростатической среде ПЭС-5 (а), и зависимость от давления рамановских частот до 33.6 ГПа (б). Идентификация колебательных мод в фазе низкого давления на рис. (б) указана в соответствии с данными [20]. Для измерения рамановских спектров использовался красный лазер Cobolt с длиной волны 660 нм

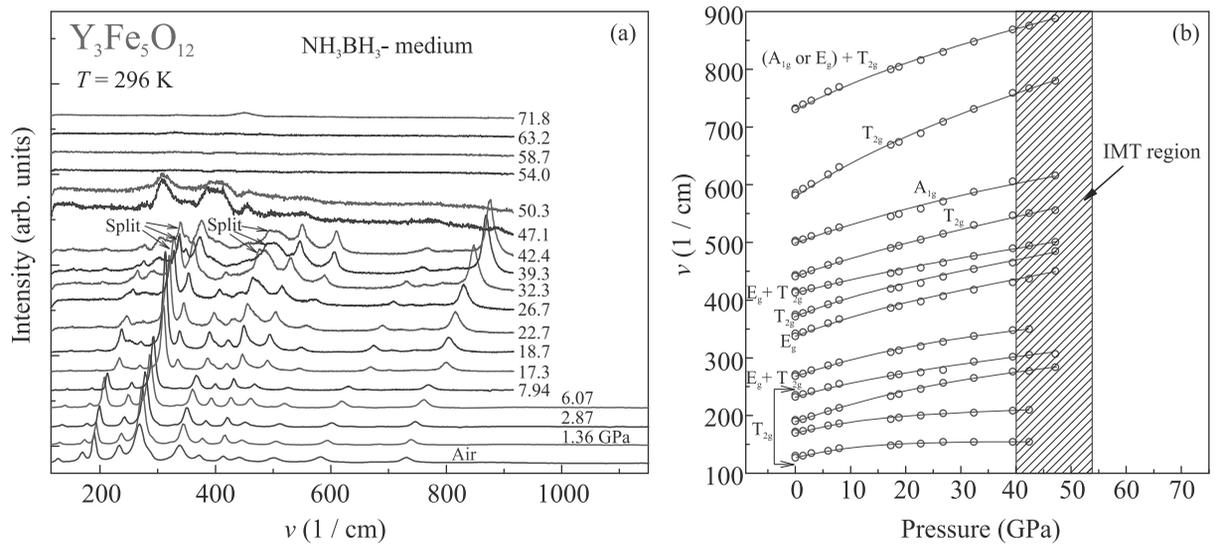


Рис. 6. (Цветной онлайн) Эволюция рамановских спектров (а) кристалла железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ с ростом давления в квази-гидростатической среде NH_3BH_3 , и (б) – зависимость от давления рамановских частот. Идентификация колебательных мод в фазе низкого давления указана в соответствии с данными [20]. Заштрихованным прямоугольником показана область предполагаемого перехода диэлектрик-металл (см. ссылку [14]). При давлении ~ 47 ГПа вид спектра кардинально изменяется, указывая на начало фазового перехода. Окончательно новый вид спектра устанавливается после 54 ГПа

видно на примере моды в области ~ 800 1/см. В начале ее интенсивность сильно растет с повышением давления от нормального до 42.4 ГПа (см. рис. 6а), затем она сильно подавляется при 47 ГПа, а при 50 ГПа исчезает полностью. Выше 54 ГПа проявляется новый спектр от фазы высокого давления, который является практически плоским и очень похож

на спектры от металлов. Таким образом, из рамановского эксперимента следует, что при комнатной температуре фазовый переход по давлению начинается при $P = 42$ ГПа. В диапазоне 42–50 ГПа наблюдается некое переходное состояние, и при давлениях выше 54 ГПа стабилизируется фаза высокого давления, которая, по-видимому, является металлической.

Таблица 3. Частоты фононных мод граната $Y_3Fe_5O_{12}$, измеренные в данной работе в сравнении с данными из работы [20]

Мода	Частота (1/см)	Частота (1/см)
	$T = 80 \text{ K}$ (из [20])	$T = 295 \text{ K}$ Данная работа
$T_{2g}(1)$	131	130.4
$T_{2g}(2)$	174	172.4
$T_{2g}(3)$	194	192.5
$T_{2g}(4)$	238	236.1
$E_g + T_{2g}(5)$	274	271.3
E_g	319	
T_{2g}	324	
$E_g(6)$	346	342.4
$T_{2g}(7)$	378	375.2
$E_g(8)$	416	416.0
T_{2g}	419	
$T_{2g}(9)$	445	443.8
E_g	456	
$A_{1g}(10)$	504	503.2
$T_{2g}(11)$	592	585.7
E_g	624	622.4
$E_g + T_{2g}$	685	674.7
$E_g + T_{2g}$	692	
A_{1g}	704	
T_{2g}	711	
$(A_{1g} \text{ or } E_g) + T_{2g}(12)$	736	732.7

Следует отметить, что при росте давления происходит непрерывное эволюционное изменение спектра. Так, например, при давлениях 7 ГПа и выше проявляется пик между пиками фононных мод $E_g + T_{2g}(5)$ и $E_g(6)$, и его интенсивность с ростом давления сильно нарастает (см. рис. 5а и 6а). Одновременно интенсивность пиков фононных мод $T_{2g}(1)$ и $T_{2g}(2)$ сильно ослабевает с ростом давления (см. рис. 5а и 6а). Ряд пиков претерпевает существенное расщепление $T_{2g}(1)$, $E_g + T_{2g}(5)$, $E_g(6)$ и другие, которое становится сильно заметным при давлениях выше 30 ГПа (см. рис. 5а и 6а).

Однако эти изменения, по-видимому, не связаны со структурными переходами, так как согласно рентгеновским данным кристаллическая структура граната в этой области давлений остается неизменной [13, 21]. Эволюция рамановских спектров скорее всего является результатом различного барического поведения соответствующих фононных мод, так как каждый пик изначально является совокупностью нескольких колебательных мод с близкими энергиями. Более подробно такие эффекты рассмотрены в работе [22].

Измеренные барические зависимости для характерных фононных мод приведены на рис. 6б. Очевид-

но, что эти зависимости нелинейные и для их аппроксимации необходимо использовать квадратичные и более высокие степени в разложении по малому параметру (P) давления. Мы установили, что экспериментальные точки можно хорошо описать (аппроксимировать) кубическим полиномом вида:

$$v = v_0 + k \cdot P + b \cdot P^2 + c \cdot P^3. \quad (1)$$

Результаты подгонки приведены в табл. 4.

4. Обсуждение результатов. Колебательные моды оксида дают информацию о его кристаллической структуре, которая может быть сопоставлена с данными рентгеновской дифракции. Из анализа пространственной группы кристалла можно предсказать, сколько колебательных мод активны в рамановской спектроскопии [23]. Для кубической структуры граната $Y_3Fe_5O_{12}$ с пространственной группой $Ia\bar{3}d$ предсказывают 25 рамановских активных мод, которые могут быть представлены как $\Gamma = 3A_{1g} + 8E_g + 14F_{2g}$ [24, 25]. В рамановском спектре присутствуют 14 мод ($2v_1, 4v_2, 4v_3$ и $4v_4$), которые соответствуют внутренним колебаниям молекулярной группы железных тетраэдров FeO_4 [24]. Моды в области менее 300 см^{-1} связаны с трансляционными смещениями (сдвигами) додекаэдрических комплексов иттрия YO_8 , тогда как моды от группы октаэдров FeO_6 оказываются неактивными [24].

Ранее по рентгеноструктурным исследованиям в работе нашей группы [13] было обнаружено, что при давлении 50 ГПа в гранате $Y_3Fe_5O_{12}$ происходит резкий структурный переход первого рода, диффузионного типа, в аморфное состояние. При этом выше критического давления из кислородных полиэдров прослеживаются только октаэдрические комплексы железа FeO_6 [13].

Явление аморфизации граната $Y_3Fe_5O_{12}$ при высоком давлении наблюдалось также в работе [21] методом синхротронной рентгеновской дифракции. Было установлено, что при последующем отжиге образца при высокой температуре аморфная фаза может рекристаллизоваться по схеме ($Y_3Fe_5O_{12} \rightarrow 3YFeO_3 + Fe_2O_3$). Интересно, что в обеих новых фазах перовскита ($YFeO_3$) и гематита (Fe_2O_3) ионы железа находятся в октаэдрических кислородных координациях.

Важная роль октаэдрической координации железа обсуждалась также в работе [15], где с помощью мессбауэровской спектроскопии был обнаружен коллапс магнитного момента в гранате $Y_3Fe_5O_{12}$ при высоких давлениях около 50 ГПа (при комнатной температуре). Было установлено, что магнитный коллапс является результатом перехода ионов Fe^{3+} ,

Таблица 4. Подгонка экспериментальных точек (рис. 6b) к аналитической функции (1). Приведены численные значения (подгоночных) коэффициентов k , b и c , описывающие барические зависимости частоты фононных мод в $Y_3Fe_5O_{12}$, измеренные в данной работе при высоких давлениях в интервале 0–42 ГПа и $T = 295$ К

Мода	ν_0	k	b	c
$T_{2g}(1)$	130.4	1.68255	-0.039	$3.01281 \cdot 10^{-4}$
$T_{2g}(2)$	172.4	1.87727	-0.03585	$2.91689 \cdot 10^{-4}$
$T_{2g}(3)$	192.5	2.45617	0.00418	$-3.29601 \cdot 10^{-4}$
$T_{2g}(4)$	236.1	2.13775	-0.0159	$7.31296 \cdot 10^{-5}$
$E_g + T_{2g}(5)$	271.3	2.5772	-0.01862	$4.93535 \cdot 10^{-5}$
$E_g(6)$	342.4	3.13825	-0.03923	$4.22619 \cdot 10^{-4}$
$T_{2g}(7)$	375.2	3.10245	-0.03783	$4.52515 \cdot 10^{-4}$
$E_g(8)$	416.0	1.60325	0.01474	$-2.14285 \cdot 10^{-4}$
$T_{2g}(9)$	443.8	2.58887	0.01486	$-3.94686 \cdot 10^{-4}$
$A_{1g}(10)$	503.2	2.28021	0.0208	$-3.72211 \cdot 10^{-4}$
$T_{2g}(11)$	585.7	5.35773	-0.03173	$1.37402 \cdot 10^{-4}$
$(A_{1g} \text{ or } E_g) + T_{2g}(12)$	732.7	4.67369	-0.05095	$4.74215 \cdot 10^{-4}$

находящихся в октаэдрической координации граната, из высокоспинового (HS, $S = 5/2$) в низкоспиновое (LS, $S = 1/2$) состояние (спиновый кроссовер). Этот переход является необратимым, и магнитные свойства не восстанавливаются после уменьшения давления до нормального.

Из-за большого различия в ионных радиусах ионов Fe^{3+} в HS и LS состояниях (для октаэдрических узлов $r^{HS} = 0.645 \text{ \AA}$ и $r^{LS} = 0.55 \text{ \AA}$), кроссовер между ними приводит к сильной связи электронных состояний и локальных колебаний ионов кислорода (электрон-вибронное взаимодействие) [26]. Как показано в работе [27], при давлениях вблизи кроссовера амплитуда вибронных колебаний резко подавляется.

Явление спинового кроссовера при высоком давлении было обнаружено в целом ряде оксидов на основе железа [9], в которых, однако ионы Fe^{3+} всегда находились в октаэдрической кислородной координации. Характерный диапазон давлений, где происходит HS \rightarrow LS переход, находится в пределах 45–55 ГПа [9]. Недавний обзор свойств кристалла $FeVO_3$, где ионы Fe^{3+} в октаэдрической кислородной координации также демонстрируют спиновый кроссовер в том же диапазоне давлений, приведен в работе [28].

Как показано в работах [29, 30], низкоспиновое состояние ионов Fe^{3+} не может быть создано в тетраэдрических кислородных узлах при таких “низких” давлениях, поскольку энергия LS-терма намного выше, чем энергия HS-терма. По некоторым оценкам [30, 31] для HS-LS перехода в тетраэдрических узлах требуется очень высокое давление более, чем на порядок выше, чем для такого перехода в октаэдрических узлах.

Третий экспериментальный метод наблюдения фазового перехода в гранате $Y_3Fe_5O_{12}$ при высоких

давлениях связан с исследованием спектров оптического поглощения [14]. В диапазоне давлений 40–50 ГПа был обнаружен электронный переход с резким уменьшением оптической щели от ~ 2.3 эВ до почти нулевого значения, что указывает на возможную металлизацию. Окончательное уменьшение оптической щели до нуля происходит примерно при 55 ГПа [14]. Сделано заключение, что это фазовое превращение при 40–55 ГПа является переходом типа диэлектрик-металл [14].

При теоретическом анализе механизмов металлизации в соединениях $3d$ элементов с сильными электронными корреляциями С. Г. Овчинниковым установлена важная роль эффективного параметра Хаббарда U_{eff} , поведение которого сильно зависит от спинового состояния электронов в $3d$ оболочке [32, 33]. В частности, спиновый HS-LS кроссовер в $3d^5$ ионах, находящихся в окружении лигандов с октаэдрической симметрией, приводит к значительному понижению эффективного параметра кулоновского взаимодействия U_{eff} Хаббарда. При этом условие металлизации мотовского диэлектрика $U_{\text{eff}} \sim W$ (где W – ширина d зоны) может наступить при гораздо меньших давлениях, чем в известном механизме уширения зоны [34]. Эти результаты показывают, что октаэдрические структурные комплексы $[FeO_6]$, которые присутствуют в кристаллической структуре граната $Y_3Fe_5O_{12}$ и продолжают доминировать после трансформации структуры при воздействии высокого давления, являются необходимым условием для реализации целого ряда фазовых превращений.

В настоящей работе нами использован уже четвертый экспериментальный метод для изучения фазовых превращений в гранате $Y_3Fe_5O_{12}$ при высоких давлениях. Проведенные исследования подтвердили

наличие фазовых превращений (и общую концепцию их трактовки) и дали новую важную информацию о поведении колебательных спектров граната в широкой области давлений до 72 ГПа.

По нашему мнению, для дальнейшего изучения электронного состояния граната $Y_3Fe_5O_{12}$ при давлениях выше перехода необходимо измерение электро-сопротивления при высоких давлениях и криогенных температурах. При этом следует отметить, что аморфное состояние [13] и перекристаллизованная фаза со структурой перовскита [21] являются принципиально различными стабильными фазовыми состояниями. Возможно, что металлическое состояние обусловлено именно аморфизацией, а не процессом по сценарию падения энергии Мота-Хаббарда U_{eff} при спиновом кроссовере в ионах железа Fe^{3+} ($S = 5/2 \rightarrow 1/2$) [9, 33, 35]. Это требует отдельных резистивных исследований как для аморфной фазы, так и для перовскитовой.

В целом, результаты данного исследования очень важны, как для физики систем с сильной корреляцией электронов, так и для геофизики, где различные окислы железа рассматриваются как одни из составляющих мантии Земли.

Авторы благодарят С. Г. Овчинникова за продуктивное обсуждение работы и комментарии.

Работа была выполнена главным образом при поддержке гранта Российского научного фонда # 21-12-00344. Юстировочная система рамановской установки была создана при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по гранту # 075-15-2021-1362.

При подготовке зарядки образцов для эксперимента использовалось оборудование ЦКП “Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины” Института ядерных исследований РАН.

Рентгеноструктурные исследования проведены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” с использованием оборудования ЦКП (проект RFMEFI62119X0035).

1. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 4 ed., John Wiley and Sons, Inc., N.Y., London, Sydney, Toronto (1971).
2. L. Neel, R. Pauthenet, and B. Dreyfus, *Progress in Low Temperature Physics* **4**, 344 (1964).
3. S. Geller, J. P. Remeika, R. C. Sherwood, H. J. Williams, and G. P. Espinosa, *Phys. Rev.* **137**, A1034 (1965).

4. K. P. Belov and M. A. Zaoitseva, in *Ferrites*, ed. by J. Smit and H. P. J. Wijn, Wiley, N.Y. (1959).
5. A. S. Pakhomov, *Magnetic and Crystal Chemical Studies of Ferrites*, Mosk. Gos. Univ., Moscow (1971).
6. A. N. Kuzmichev, P. M. Vetoshko, G. A. Knyazev, V. I. Belotelov, and Y. M. Bunkov, *JETP Lett.* **112**, 710 (2021).
7. A. A. Voronov, D. O. Ignatyeva, D. Karki, M. A. Kozhaev, A. N. Kalish, M. Levy, and V. I. Belotelov, *JETP Lett.* **112**, 720 (2020).
8. Y. M. Bunkov, P. M. Vetoshko, A. N. Kuzmichev, G. V. Mamin, S. B. Orlinskii, T. R. Safin, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, *JETP Lett.* **111**, 62 (2020).
9. I. S. Lyubutin and A. G. Gavriliuk, *Phys.-Uspekhi* **52**(10), 989 (2009).
10. S. G. Ovchinnikov, *JETP Lett.* **94**, 192 (2011).
11. S. G. Ovchinnikov, T. M. Ovchinnikova, P. G. Dyad'kov, V. V. Plotkin, and K. D. Litasov, *JETP Lett.* **96**, 129 (2012).
12. D. Rodic, M. Mitric, R. Tellgren, H. Rundloef, and A. Kremenovic, *J. Magn. Magn. Mater.* **191**, 137 (1999).
13. A. G. Gavriliuk, V. V. Struzhkin, I. S. Lyubutin, M. I. Eremets, I. A. Trojan, and V. V. Artemov, *JETP Lett.* **83**, 41 (2006).
14. A. G. Gavriliuk, V. V. Struzhkin, I. S. Lyubutin, and I. A. Trojan, *JETP Lett.* **82**, 682 (2005).
15. I. S. Lyubutin, A. G. Gavriliuk, I. A. Trojan, and R. A. Sadykov, *JETP Lett.* **82**, 702 (2005).
16. N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 2nd ed., Clarendon Press, Oxford (1979).
17. E. M. Gyorgy, K. Nassau, M. Eibschutz, J. V. Waszczak, C. A. Wang, and J. C. Shelton, *J. Appl. Phys.* **50**, 2883 (1979).
18. A. G. Gavriliuk, A. A. Mironovich, and V. V. Struzhkin, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 043906 (2009).
19. G. M. Sheldrick, *Acta Crystallogr. Sect. C Struct. Chem.* **71**, 3 (2015).
20. J.-J. Song, P. B. Klein, R. L. Wadsack, M. Selders, S. Mroczkowski, and R. K. Chang, *Opt. Soc. Am.* **63**, 1135 (1973).
21. C. V. Stan, J. Wang, I. S. Zouboulis, V. Prakapenka, and T. S. Duffy, *J. Phys.: Condens. Matter* **27**, 405401 (2015).
22. W.-H. Hsu, K. Shen, Y. Fujii, A. Koreeda, and T. Satoh, *Phys. Rev. B* **102**, 174432 (2020).
23. P. M. O. Silva, T. S. M. Fernandes, R. M. G. Oliveira, M. A. S. Silva, and A. S. B. Sombra, *Mater. Sci. Eng. B* **182**, 37 (2014).
24. S. Khanra, A. Bhaumik, Y. D. Kolekar, P. Kahol, and K. Ghosh, *J. Magn. Magn. Mater.* **369**, 14 (2014).
25. P. B. A. Fechine, E. N. Silva, A. S. D. Menezes, J. Derov, J. W. Stewart, A. J. Drehman, I. F. Vasconcelos, A. P. Ayala, L. P. Cardoso, and A. S. B. Sombra, *J. Phys. Chem. Solids* **70**, 202 (2009).

26. Y. S. Orlov, S. V. Nikolaev, S. G. Ovchinnikov, and A. I. Nesterov, *JETP Lett.* **112**, 250 (2020).
27. Ю. С. Орлов, С. В. Николаев, А. И. Нестеров, С. Г. Овчинников, *ЖЭТФ* **159**(3), 479 (2021) [Y. S. Orlov, S. V. Nikolaev, A. I. Nesterov, and S. G. Ovchinnikov, *JETP* **132**(3), 399 (2021)]; DOI:10.1134/S1063776121030079.
28. С. Г. Овчинников, В. В. Руденко, Н. В. Казак, И. С. Эдельман, В. А. Гавричков, *ЖЭТФ* **158**, 184 (2020).
29. Y. Tanabe and S. Sugano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **9**, 753 (1954).
30. A. G. Gavriliuk, I. S. Lyubutin, S. S. Starchikov, A. A. Mironovich, S. G. Ovchinnikov, I. A. Trojan, Y. Xiao, P. Chow, S. V. Sinogeikin, and V. V. Struzhkin, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 162402 (2013).
31. К. А. Лобач, С. Г. Овчинников, and Т. М. Овчинникова, *ЖЭТП* **120**, 132 (2015).
32. С. Г. Овчинников, *ЖЭТФ* **134**, 172 (2008).
33. I. S. Lyubutin, S. G. Ovchinnikov, A. G. Gavriliuk, and V. V. Struzhkin, *Phys. Rev. B* **79**, 085125 (2009).
34. R. E. Cohen, I. I. Mazin, and D. G. Isaak, *Science* **275**, 654 (1997).
35. A. G. Gavriliuk, V. V. Struzhkin, I. S. Lyubutin, S. G. Ovchinnikov, M. Y. Hu, and P. Chow, *Phys. Rev. B* **77**, 155112 (2008).

Расщепление спектра фермиевских возбуждений топологического изолятора зарядовыми флуктуациями

В. В. Вальков¹⁾

Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 8 ноября 2021 г.

После переработки 10 ноября 2021 г.

Принята к публикации 10 ноября 2021 г.

Показано, что в топологическом изоляторе (ТИ) межузельное кулоновское взаимодействие (МКВ) электронов приводит к расщеплению исходной энергетической структуры и индуцированию двух зон флуктуационных состояний (ЗФС). В результате полный спектр фермиевских возбуждений ТИ имеет четырехполосную структуру. При этом диэлектрическая щель определяется энергетическим интервалом между дном ЗФС электронов проводимости и потолком валентной ЗФС. Уменьшенная ширина ЗФС приводит к появлению квазичастиц с различными эффективными массами.

DOI: 10.31857/S1234567821240058

1. Введение. Свойства топологических изоляторов (ТИ) и условия реализации краевых состояний в начале рассматривались для систем, описываемых квадратичными формами гамильтонианов [1–3], для структур с аномально сильной спин-орбитальной связью [4], а также в рамках модели, выведенной на основе формализма огибающих волновых функций и граничных условий [5]. В последнее время стали исследоваться свойства двухподрешеточных ТИ [6].

В реальных материалах часто реализуется режим, когда взаимодействие между фермионами не может считаться малым. Это инициирует работы, в которых спектр возбуждений ТИ и топологическая классификация проводится при учете межузельных кулоновских взаимодействий (МКВ) [7–10].

Включение МКВ не позволяет использовать классические методы вычисления спектра фермиевских возбуждений (ТИ), а простые линеаризованные схемы, типа обобщенного приближения Хартри–Фока, не являются корректными, как только параметры кулоновского взаимодействия становятся сравнимыми с параметрами, определяющими затравочную энергетическую структуру ТИ. Эти факторы определяют актуальность развития теории отмеченных материалов на основе современных квантово-статистических методов.

Проблема корректного описания МКВ усугубляется, если имеет место перекрытие затравочных зон. Тогда кулоновское взаимодействие, как известно [11–13], может существенно повлиять на систему и сформировать фазу экситонного диэлектрика. При

этом обменная часть МКВ способна индуцировать в экситонном диэлектрике краевые состояния [14].

Ранее для ансамбля хаббардовских фермионов было показано, что МКВ могут привести к расщеплению спектра фермиевских возбуждений и образованию зоны флуктуационных состояний (ЗФС) [15, 16]. Название объяснялось тем, что вычеты электронной функции Грина (ФГ) в окрестностях индуцированных полюсов были пропорциональны среднеквадратичной флуктуации электронной плотности.

Этот результат был получен как на основе расширенного набора базисных операторов [15], так и в рамках диаграммной техники в атомном представлении [16]. Во втором методе при нахождении массового оператора для фермионной функции Грина существенную роль сыграло точное суммирование подпоследовательности диаграмм, описывающих вклады от одноузельных зарядовых флуктуаций (ЗФ).

Принимая во внимание этот результат, можно ожидать, что в условиях инвертированной зонной структуры, имеющей место в ТИ, включение МКВ может приводить к более заметному качественному изменению энергетической структуры. Это следует из того, что возникновение дополнительных подзон как для электронов проводимости, так и для электронов валентной зоны, между которыми располагается спектр краевых состояний, может кардинально сказаться как на структуре спектра ТИ, так и на поведении плотности фермионных состояний.

В данной работе в рамках наиболее популярной модели ТИ, предложенной в работе Bernevig–Hughes–Zhang (модель BHZ) [1], описывающей энергетическую структуру квантовой ямы HgTe (см. так-

¹⁾e-mail: vvv@iph.krasn.ru

же [2, 3]), на основе расширенного набора базисных операторов при учете МКВ решена задача о спектре фермиевских возбуждений.

Показано, что ЗФ качественно меняют энергетическую структуру ТИ: спектр возбуждений состоит не только из зоны проводимости и валентной зоны, но и из двух ЗФС, а краевые состояния располагаются между верхней и нижней ЗФС, для которых имеет место возрастание эффективных масс.

2. Гамильтониан модели ВNZ + V. Напомним основные особенности, определяющие характеристики фермионного ансамбля со спин-орбитальным взаимодействием, описываемого моделью ВNZ.

Эффекты кристаллического поля, релятивистские поправки и спин-орбитальное взаимодействие приводят к тому, что из шести $5p$ – спин-орбиталей Те важную роль в формировании зонной структуры играют только две: $|l_z = 1, \sigma = +1/2\rangle$ и $|l_z = -1, \sigma = -1/2\rangle$, где $|l_z$ – проекция орбитального момента, σ – проекция спина [3]. Эти состояния образуют актуальный базис для описания валентной зоны.

Зона проводимости формируется из $6s$ -состояний атомов Hg, которые по симметричным причинам не испытывают существенных изменений.

В квазиимпульсном представлении $\hat{H}_{\text{ВNZ}}$ может быть записан следующим образом:

$$\hat{H}_{\text{ВNZ}} = \sum_{k\sigma} [\varepsilon_{ak} a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + \varepsilon_{bk} b_{k\sigma}^+ b_{k\sigma}] + \sum_{k\sigma} (\Gamma_{k\sigma} a_{k\sigma}^+ b_{k\sigma} + \Gamma_{k\sigma}^* b_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} \text{h.c.}), \quad (1)$$

где $a_{k\sigma}$ и $b_{k\sigma}$ – операторы вторичного квантования, используемые для описания зоны проводимости и валентной зоны соответственно. Затравочные спектры фермиевских состояний определяются выражениями

$$\varepsilon_{ak} = \varepsilon_a + t_{ak}, \quad \varepsilon_{bk} = \varepsilon_b + t_{bk}, \quad (2)$$

где ε_a и ε_b задают центры зоны проводимости и валентной зоны соответственно. Квазиимпульсная зависимость спектра соответствует учету перескоков в пределах первой координационной сферы

$$\begin{aligned} t_{ak} &= 2t_a(\cos(k_x) + \cos(k_y)), \\ t_{bk} &= 2t_b(\cos(k_x) + \cos(k_y)), \end{aligned} \quad (3)$$

t_a и t_b – параметры перескоков для зоны проводимости и валентной зоны соответственно.

Ковалентное смешивание состояний ионов Hg и Те определяется функцией

$$\Gamma_{k\sigma} = -2t_{sp} \left\{ \eta_\sigma \sin \frac{k_1 + k_2}{2} - i \sin \frac{k_1 - k_2}{2} \right\}, \quad (4)$$

в которой интенсивность гибридизации задается параметром t_{sp} . При записи (4) учитывались фазы атомных спин-орбиталей [3].

Эффекты ЗФ связаны с добавлением оператора

$$\hat{V} = \sum_{f \in F, \delta} V \Delta \hat{n}_f \cdot \Delta \hat{n}_{f+\delta}, \quad (5)$$

где V – параметр, определяющий энергию взаимодействия электронов, находящихся на ближайших ионах Hg и Те, соединяемых вектором δ . Среднеполевые вклады учтены в ε_a и ε_b .

Принято, что ионы Hg находятся в узлах F -подрешетки, нумеруемые посредством f . Узлы ионов Те образуют G -подрешетку и обозначаются буквой g .

В (5) операторы флуктуации электронной плотности на узле определяются выражениями

$$\begin{aligned} \Delta \hat{n}_f &= \hat{n}_f - \langle \hat{n}_f \rangle, \quad \hat{n}_f = \sum_{\sigma} a_{f\sigma}^+ a_{f\sigma}, \\ \Delta \hat{n}_g &= \hat{n}_g - \langle \hat{n}_g \rangle, \quad \hat{n}_g = \sum_{\sigma} b_{g\sigma}^+ b_{g\sigma}, \end{aligned} \quad (6)$$

в которых использовано представление Ванье

$$a_{f\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{ikf} a_{k\sigma}, \quad b_{g\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{ikg} b_{k\sigma}, \quad (7)$$

где N – число элементарных ячеек, а $\langle \hat{n}_{f(g)} \rangle$ – равновесное число электронов на узле в $F(G)$ -подрешетке.

Добавление оператора \hat{V} к гамильтониану $\hat{H}_{\text{ВNZ}}$ приводит к рассматриваемой модели ВNZ + V:

$$\hat{H}_{\text{ВNZ}+V} = \hat{H}_{\text{ВNZ}} + \hat{V}. \quad (8)$$

3. Флуктуационная ренормировка локализованных уровней и расщепление зон. При учете корреляционных эффектов первые точные уравнения движения записываются в виде:

$$\begin{aligned} \left(i \frac{d}{dt} - \varepsilon_a - t_{ak} \right) a_{k\sigma} &= \Gamma_{k\sigma} b_{k\sigma} + V A_{k\sigma}, \\ \left(i \frac{d}{dt} - \varepsilon_b - t_{bk} \right) b_{k\sigma} &= \Gamma_{k\sigma}^* a_{k\sigma} + V B_{k\sigma}, \end{aligned} \quad (9)$$

где операторы

$$A_{k\sigma} = \frac{1}{N} \sum_{f \in F, q\delta} e^{if(q-k)} a_{q\sigma} \Delta \hat{n}_{f+\delta}, \quad (10)$$

$$B_{k\sigma} = \frac{1}{N} \sum_{g \in G, q\delta} e^{ig(q-k)} b_{q\sigma} \Delta \hat{n}_{g+\delta}, \quad (11)$$

отражают связь фермионов с ЗФ.

Из (9) видно, что V играет роль константы связи между фермионами и флуктуациями электронных

плотностей. Если этот параметр не мал, то необходимо корректное описание отмеченной связи.

Решение такой задачи осуществим посредством расширения набора базисных операторов:

$$\{a_{k\sigma}, b_{k\sigma}\} \longrightarrow \{a_{k\sigma}, b_{k\sigma}, A_{k\sigma}, B_{k\sigma}\}. \quad (12)$$

Записывая уравнения для $A_{k\sigma}$ и $B_{k\sigma}$ и применяя метод Цванцинга–Мори [17, 18], получим

$$\begin{aligned} \left(i\frac{d}{dt} - \tilde{\varepsilon}_a - t_{ak}/2\right) A_{k\sigma} &= M_{k\sigma}^* a_{k\sigma} + L_{k\sigma} b_{k\sigma}, \\ \left(i\frac{d}{dt} - \tilde{\varepsilon}_b - t_{bk}/2\right) B_{k\sigma} &= P_{k\sigma} a_{k\sigma} + M_{k\sigma} b_{k\sigma}. \end{aligned} \quad (13)$$

В правых частях этих уравнений сохранены только главные вклады. При этом квазиимпульсные зависимости коэффициентов определяются выражениями:

$$\begin{aligned} M_{k\sigma} &= 2h(2-h)V - \Gamma_{k\sigma} \frac{1}{N} \sum_q \Phi_{kq} \langle b_{q\sigma}^+ a_{q\sigma} \rangle, \\ L_{k\sigma} &= \frac{1}{N} \sum_q \Phi_{kq} [(t_{bq} - t_{aq} - t_{bk}) \langle b_{q\sigma}^+ a_{q\sigma} \rangle + \Gamma_{q\sigma}^{ab}], \\ P_{k\sigma} &= \frac{1}{N} \sum_q \Phi_{kq} [(t_{aq} - t_{bq} - t_{ak}) \langle a_{q\sigma}^+ b_{q\sigma} \rangle + (\Gamma_{q\sigma}^{ba})^*], \\ \Phi_{kq} &= 4 \cos((k_x - q_x)/2) \cos((k_y - q_y)/2), \\ \Gamma_{q\sigma}^{ab} &= \Gamma_{q\sigma} (n_{q\sigma}^a - n_{q\sigma}^b). \end{aligned} \quad (14)$$

Кроме того, учитывалось, что узельная концентрация электронов валентной зоны незначительно отличается от 2 и описывается через концентрацию дырок h :

$$n_G = \frac{1}{N} \sum_g \langle \hat{n}_g \rangle = \frac{1}{N} \sum_{g\sigma} \langle b_{g\sigma}^+ b_{g\sigma} \rangle = 2 - h. \quad (15)$$

Из условия равенства концентрации электронов проводимости и дырок следует уравнение для вычисления химпотенциала

$$n_F = \frac{1}{N} \sum_f \langle \hat{n}_f \rangle = \frac{1}{N} \sum_{f\sigma} \langle a_{f\sigma}^+ a_{f\sigma} \rangle = h. \quad (16)$$

Из (13) следует, что зарядовые флуктуации сдвигают центры зон, связанных с композиционными операторами $A_{k\sigma}$ и $B_{k\sigma}$, поскольку в уравнения входят не затравочные величины ε_a и ε_b , а ренормированные: $\tilde{\varepsilon}_a$ и $\tilde{\varepsilon}_b$. Существенно, что флуктуационная ренормировка реализуется по различным сценариям:

$$\varepsilon_a \longrightarrow \tilde{\varepsilon}_a = \varepsilon_a - (1-h)V, \quad (17)$$

$$\varepsilon_b \longrightarrow \tilde{\varepsilon}_b = \varepsilon_b + (1-h)V. \quad (18)$$

В результате ЗФС, индуцируемая композиционным оператором $A_{k\sigma}$, смещается в направлении валентной зоны на величину $(1-h)V$. Подчеркнем, что

эта ЗФС, как видно из (10), обусловлена когерентной суперпозицией состояний, каждое из которых комбинируется из фермионов зоны проводимости и связанных с ними флуктуациями электронной плотности в валентной зоне. Существенно, что ЗФС в энергетической шкале расположена ниже затравочной зоны проводимости. Поэтому в перестроенной энергетической структуре ТИ ЗФС играет роль ренормированной зоны проводимости.

Иное смещение имеет место для валентной ЗФС, генерируемой оператором $B_{k\sigma}$, когда происходит движение навстречу зоны проводимости на ту же самую величину $(1-h)V$. В этом случае ЗФС формируется посредством связывания фермионов валентной зоны с флуктуациями электронной плотности из зоны проводимости. Важно, что данная ЗФС смещена в сторону больших энергий и по этой причине в ренормированном спектре ТИ выдвигается на роль валентной зоны.

Причина различия связана со значениями квадрата флуктуации электронной плотности для валентной зоны и для зоны проводимости. В первом случае флуктуации происходят на фоне почти полного заполнения электронных уровней, и тогда:

$$(\Delta \hat{n}_g)^2 = h(2-h)/2 - (1-h)\Delta \hat{n}_g. \quad (19)$$

Для зоны проводимости флуктуации электронной плотности происходят при незначительном заполнении уровней. Поэтому оператор квадрата флуктуации электронной плотности имеет иное выражение

$$(\Delta \hat{n}_f)^2 = h(2-h)/2 + (1-h)\Delta \hat{n}_f. \quad (20)$$

Различие в знаках перед вторыми слагаемыми в правых частях этих равенств и приводит к различному смещению флуктуационных зон, поскольку электрон проводимости благодаря МКВ “зацепляется” за флуктуации плотности электронной плотности валентной зоны, тогда как электрон валентной зоны через МКВ связывается с флуктуациями электронной плотности в зоне проводимости.

4. Спектр возбуждений и плотность электронных состояний в модели ВNZ + V. Из (9) и (13) следует, что спектр возбуждений ТИ определяется решениями дисперсионного уравнения

$$\begin{aligned} [(\omega - \varepsilon_{ak})(\omega - \varepsilon_{bk}) - |\Gamma_{k\sigma}|^2](\omega - \tilde{\varepsilon}_{ak})(\omega - \tilde{\varepsilon}_{bk}) - \\ - V[M_{k\sigma}(\omega - \varepsilon_{ak}) + \Gamma_{k\sigma} P_{k\sigma}](\omega - \tilde{\varepsilon}_{ak}) - \\ - V[M_{k\sigma}^*(\omega - \varepsilon_{bk}) + \Gamma_{k\sigma}^* L_{k\sigma}](\omega - \tilde{\varepsilon}_{bk}) + \\ + V^2(|M_{k\sigma}|^2 - P_{k\sigma} L_{k\sigma}) = 0, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\tilde{\varepsilon}_{ak} = \tilde{\varepsilon}_a + t_{ak}/2, \quad \tilde{\varepsilon}_{bk} = \tilde{\varepsilon}_b + t_{bk}/2. \quad (22)$$

Коэффициенты уравнения являются функциями квазиимпульса, зависящими самосогласованным образом от термодинамических средних $\langle a_{q\sigma}^+ b_{q\sigma} \rangle$, $\langle a_{q\sigma}^+ a_{q\sigma} \rangle$, $\langle b_{q\sigma}^+ b_{q\sigma} \rangle$.

Для их вычисления воспользуемся методом двухвременных функций Грина (ФГ). Применим матричный способ описания и введем оператор поля:

$$\hat{\Psi}_{k\sigma} = (a_{k\sigma}, b_{k\sigma}, A_{k\sigma}, B_{k\sigma})^T.$$

С его помощью определим 16-ти компонентную матричную функцию Грина (ФГ) $\hat{G}_{k\sigma}(t-t')$:

$$\hat{G}_{k\sigma}(t-t') = -i\theta(t-t')\langle\{\hat{\Psi}_{k\sigma}(t), \hat{\Psi}_{k\sigma}^+(t')\}_+\rangle, \quad (23)$$

где $\theta(t-t')$ – единичная функция Хевисайда по временным аргументам t и t' . Под знаком термодинамического среднего стоит антикоммутатор от операторов поля, взятых в моменты времени t и t' .

Уравнение движения для ФГ запишется в виде:

$$[\omega\hat{I} - \hat{M}_{k\sigma}]\hat{G}_{k\sigma}(\omega) = \hat{S}_{k\sigma}, \quad (24)$$

где \hat{I} – единичная матрица, а элементы матрицы \hat{M} определяются из соответствия уравнений (9) и (13) с уравнением (24), ω – частота.

В правой части (24) стоит матрица $\hat{S}_{k\sigma}$:

$$\hat{S}_{k\sigma} = \langle\{\hat{\Psi}_{k\sigma}, \hat{\Psi}_{k\sigma}^+\}_+\rangle. \quad (25)$$

Уравнения самосогласования для термодинамических средних нетрудно получить из решения системы (24). При их анализе использовалась симметричная классификация допустимых фаз [14, 19–21].

Опуская промежуточные вычисления, приведем результаты, связанные с влиянием ЗФ.

На рисунке 1 показан спектр фермиевских возбуждений. Видно, что при фиксированном значении одной из проекций квазиимпульса (в данном случае k_x) возникают четыре полосы значений энергии, в каждой из которых энергия фермиевского состояния меняется при изменении второй проекции квазиимпульса (k_y). При этом относительно узкие ЗФС прижимаются к диэлектрической щели.

Приведенные результаты показывают, что ЗФ инициируют появление фермионов с увеличенной массой. В этой связи отметим, что аргумент о существовании в квантовой яме HgTe легких и тяжелых дырок использовался в работе [22] при интерпретации полученных экспериментальных данных по магнитным свойствам двумерных фермионов.

Учитывая этот результат, продемонстрируем, что ЗФ могут инициировать появление тяжелых дырок. С этой целью на рис. 2 показан энергетический спектр для направления $k_x = k_y$. Видно, что при малых концентрациях носителей тока в квантовой

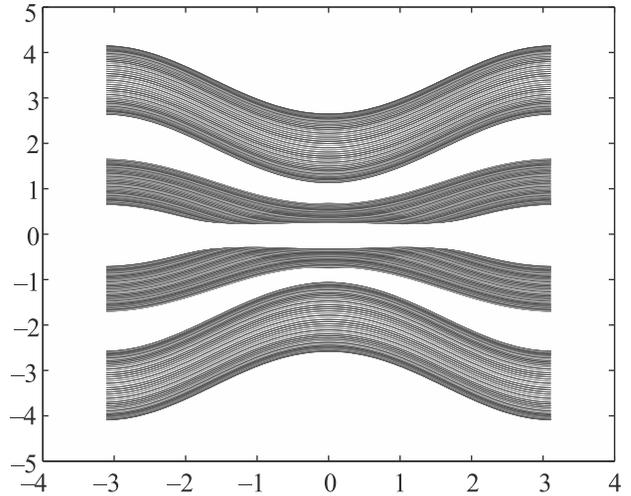


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр энергий фермиевских состояний ТИ при учете кулоновских корреляций для $V = 1$, $t_a = -0.45$, $t_b = 0.45$, $t_{sp} = 0.2$, $h = 0.25$

яме будут заполняться состояния с тяжелыми дырками. При возрастании концентрации носителей начнут подключаться состояния с легкими дырками.

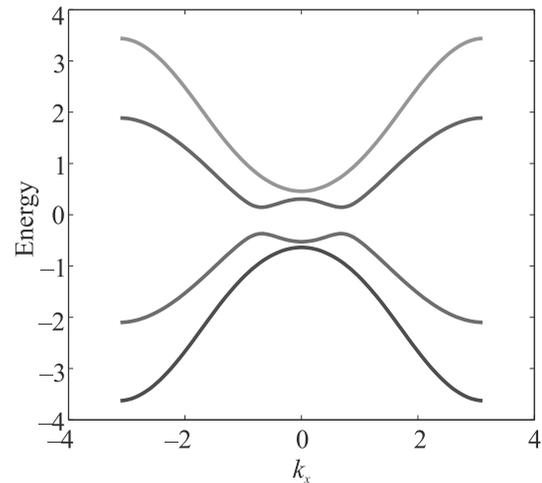


Рис. 2. (Цветной онлайн) Фермионный спектр ТИ для $k_x = k_y$ при $V = 0.5$, $h = 0.2$. Остальные параметры как на рис. 1

Следует подчеркнуть, что такому подключению способствует то, что для тяжелых дырок, соответствующих валентной ЗФС, спектральная интенсивность мала, т.к. она пропорциональна средне-квадратичной флуктуации плотности заряда в зоне проводимости. Это обстоятельство способствует быстрому переходу к режиму заполнения долин с легкими дырками [22].

Заметим, что для фермионов Хаббарда ЗФС, располагаясь значительно ниже химпотенциала, приводила лишь к перераспределению заполнения фермионных состояний.

В данном случае ситуация кардинально иная, поскольку ЗФС играет определяющую роль в термодинамических свойствах ТИ.

Поскольку при разных значениях k_x энергетические интервалы полос разные, то происходит перекрытие расщепленных частей зоны проводимости и валентной зоны. В результате полная плотность состояний сохраняет только одну щель в спектре состояний. Такой случай продемонстрирован на рис. 3, где показано поведение плотности фермионных состояний ТИ. Заметим, что при удалении от верхнего края щели плотность состояний сильно уменьшается, но не обращается в нуль, поскольку имеется перекрытие зон.

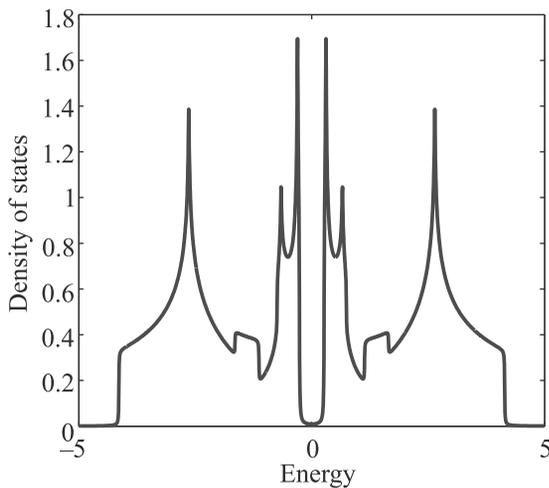


Рис. 3. (Цветной онлайн) Плотность фермионных состояний ТИ в модели $VHZ + V$. Параметры те же, что и на рис. 1

Для ТИ с меньшими значениями ширины затравочных зон происходит уменьшение перекрытия энергетических интервалов, и падение плотности состояний проявляется сильнее. При этом в режиме узкозонного ТИ, когда параметры перескоков по абсолютным величинам значительно меньше параметра межузельного кулоновского взаимодействия, происходит полное отщепление ЗФС, сопровождаемое появлением диэлектрических щелей и падением до нуля плотности состояний. Этот случай продемонстрирован рис. 4.

5. Спектр краевых состояний в модели $VHZ + V$. В условиях расщепленной зонной структуры ТИ актуальным становится вопрос о положении спектра краевых состояний. Для ответа на него приведенная выше система уравнений самосогласования была решена для геометрии цилиндра. Результат вычислений энергетической структуры представлен на рис. 5. Для большей наглядности спектр показан для части зоны Бриллюэна, соответствующей

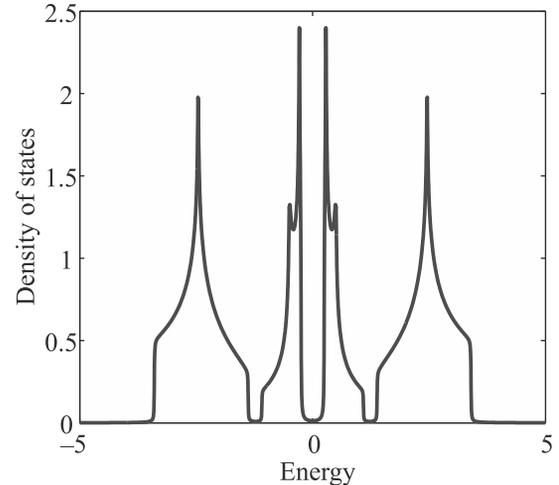


Рис. 4. (Цветной онлайн) Плотность фермионных состояний узкозонного ТИ в модели $VHZ + V$. Здесь $t_a = -0.3$, $t_b = 0.3$, остальные параметры те же, что и на рис. 1

относительно небольшим значениям квазиимпульса в направлении, для которого используются периодические граничные условия. Видно, что энергии краевых состояний расположены между валентной ЗФС и ЗФС электронов проводимости.

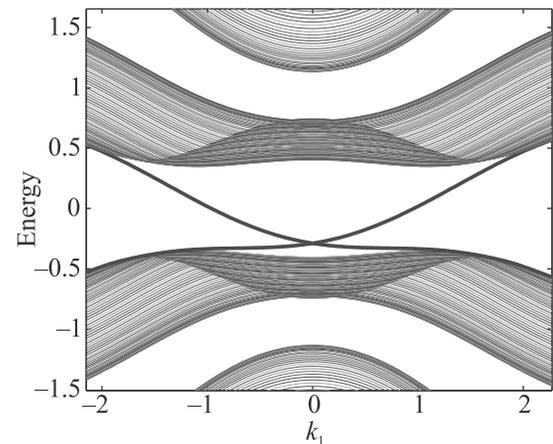


Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектр объемных и краевых состояний ТИ в модели $VHZ + V$. Параметры те же, что и на рис. 1

Полученный результат означает, что при интерпретации свойств ТИ существенное значение приобретают особенности энергетической структуры, обусловленные ЗФС. Поскольку изменения ожидаются в материалах, для которых параметр МКВ не мал, сделаем несколько замечаний относительно параметра V в квантовой яме $CdTe/CdHg/CdTe$, описываемой моделью VHZ .

В этой модели спин-орбитальное взаимодействие входит в нулевой гамильтониан, на основе которого

строится актуальный базис электронных состояний ионов Те [3]. При этом учитываются только две нижние по энергии спин-орбитали, тогда как наличием верхних спин-орбиталей пренебрегается.

Такой подход оправдан, если параметр перескока между спин-орбиталями, принадлежащим соседним ионам Те, не превосходит параметра спин-орбитальной связи. Это условие ограничивает допустимые значения параметра перескока валентной зоны: $|t_b| \lesssim |\lambda|$, λ – константа спин-орбитального взаимодействия. Учитывая реальные значения λ , следует ожидать, что величина кулоновского взаимодействия между электронами, находящимися на соседних ионах Те и Hg, соответствует случаю, когда V не меньше других энергетических параметров модели ВНЗ и энергетическая структура квантовой ямы для ширины, соответствующей режиму ТИ, должна описываться моделью ВНЗ + V .

В этом случае, как видно из рис. 5, краевые состояния примыкают к двум ЗФС, для которых имеет место значительная ренормировка эффективных масс. Соответственно этому существенно изменятся и такие характеристики, как электронная теплоемкость, магнитная восприимчивость и т.д.

6. Заключение. В заключение подчеркнем, что для фазы ТИ, когда реализуется инвертированное расположение потолка валентной зоны и дна зоны проводимости, включение МКВ электронов приводит к качественному изменению энергетического спектра и плотности фермионных состояний, как только параметр МКВ не является малым по сравнению с интегралами перескоков.

Главная модификация связана с индуцированием двух ЗФС, при котором полный спектр фермиевских возбуждений ТИ характеризуется четырехполосной энергетической структурой.

Существенно, что в спектральном и термодинамическом отношениях ЗФС играют главную роль, поскольку они находятся в непосредственной близости к щели в спектре объемных состояний и между ними располагается спектр краевых состояний ТИ. При этом потолку валентной зоны и дну зоны проводимости соответствуют квазичастицы из ЗФС с ренормированными эффективными массами (в нашем случае $m^* \gtrsim 2m$). Такое возрастание массы квазичастиц обусловлено коррелированным движением фермионов с окружающими его зарядовыми флуктуациями. Возрастание энергии вблизи дна зоны проводимости сопровождается падением плотности состояний, соответствующим псевдощелевому поведению.

Для режима узкозонного ТИ p -типа, когда параметр межузельного кулоновского взаимодействия превосходит параметры перескоков, плотность состо-

яний уменьшается до нуля и образуется дополнительная энергетическая щель.

Аналогичная картина имеет место для плотности электронных состояний вблизи потолка валентной зоны.

Следует заметить, что предсказанные особенности энергетической структуры, вызванные зарядовыми флуктуациями, будут иметь место не только для рассмотренной модели, но также и для других многозонных моделей полуметаллов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 19-02-00348).

1. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
2. L. Fu and C. L. Kane, *Phys. Rev. B* **76**, 045302 (2007).
3. X. Dang, J. D. Burton, A. Kalitsov, J. P. Velev, and E. Y. Tsympal, *Phys. Rev. B* **90**, 155307 (2014).
4. D. V. Khomitsky and A. A. Chubunov, *ЖЭТФ* **145**, 525 (2014).
5. В. А. Волков, В. В. Еналдиев, *ЖЭТФ* **149**, 702 (2016).
6. Ф. Бер, П. Пужоль, Р. Рамазашвили, *ЖЭТФ* **153**, 108 (2018).
7. L. Fidkovskii and A. Kitaev, *Phys. Rev. B* **81**, 134509 (2010).
8. C. Wang and T. Senthil, *Phys. Rev. B* **89**, 195124 (2014).
9. Ch.-K. Chiu, J. C. Y. Teo, A. P. Schnyder, and S. Ryu, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 035005 (2016).
10. S. V. Aksenov, A. O. Zlotnikov, and M. S. Shustin, *Phys. Rev. B* **101**, 125431 (2020).
11. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копяев, *ФТТ* **6**, 2791 (1964).
12. А. Н. Козлов, Л. А. Максимов, *ЖЭТФ* **48**, 1184 (1965).
13. J. de Cloiseaux, *J. Phys. Chem. Solids* **26**, 259 (1965).
14. В. В. Вальков, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 772 (2020).
15. V. V. Val'kov and M. M. Korovushkin, *Eur. Phys. J. B* **69**, 219 (2009).
16. В. В. Вальков, М. М. Коровушкин, *ЖЭТФ* **139**, 126 (2011).
17. R. Zwanzig, *Phys. Rev.* **124**, 983 (1961).
18. H. Mori, *Prog. Theor. Phys.* **33**, 423 (1965).
19. S. Zhou and Z. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 217002 (2008).
20. В. В. Вальков, А. О. Злотников, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 769 (2019).
21. В. В. Вальков, Т. А. Валькова, В. А. Мицкан, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 399 (2015).
22. А. Ю. Кунцевич, Е. В. Тупиков, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, М. Резников, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 750 (2020).

Отрицательная фотопроводимость гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$

А. В. Леонтьев, А. А. Чибирев, Н. Н. Гарифьянов, Р. Ф. Мамин¹⁾

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского
Федеральный исследовательский центр “Казанский научный центр РАН” 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 26 октября 2021 г.

После переработки 10 ноября 2021 г.

Принята к публикации 10 ноября 2021 г.

Исследовано влияние инфракрасного, зеленого и ультрафиолетового лазерного излучения на электрическое сопротивление гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$. В диапазоне 80–200 К освещение вызывает возрастание сопротивления с характерным временем ~ 4 –15 с. Отрицательный эффект фотопроводимости зарегистрирован при облучении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом.

DOI: 10.31857/S123456782124006X

Часто уникальные свойства функциональных материалов достигаются за счет эффектов, связанных со сложным составом гетероструктуры. Примером таких новых материалов служат оксидные гетероинтерфейсы между двумя непроводящими оксидами, обладающие уникальными транспортными свойствами вследствие сильных электронных корреляций. После обнаружения области с высокой подвижностью носителей заряда на интерфейсе между LaAlO_3 (LAO) и SrTiO_3 (STO) [1] к исследованиям гетероинтерфейсов на основе двух непроводящих оксидов было приковано особое внимание [1–10], так как открывалась возможность сделать следующий шаг в направлении миниатюризации размеров электронных устройств. Широкий круг других физических явлений, наблюдался в подобных системах [2–10]. В частности, было обнаружено, что в слоях STO на границе LAO/STO образуется металлическая фаза, или так называемый квазидвумерный электронный газ (q2DEG), если количество слоев LAO больше трех [3, 4]. Такая система переходит в сверхпроводящее состояние ниже 300 мК [4]. Позднее двумерный электронный газ (2DEG) был обнаружен на границах раздела между другими немагнитными диэлектриками, например, $\text{KTaO}_3/\text{SrTiO}_3$ [5] и $\text{CaZrO}_3/\text{SrTiO}_3$ [6]. Q2DEG был также обнаружен на границах раздела между магнитоупорядоченными изоляторами Мотта, в частности, на границах с ферромагнитным GdTiO_3 (GTO) [7], а также на интерфейсе с антиферромагнитными SmTiO_3 [8], LaTiO_3 [9], с максимально возможной плотностью носителей заряда $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. В гетероструктуре LAO/STO был обнаружен ферромагнетизм [4, 9].

Предполагается, что возникновение проводимости связано со структурной и электронной перестройкой, которая обусловлена локальной поляризованностью слоев $(\text{LaO})^{+1}$ и $(\text{AlO}_2)^{-1}$ в LAO. В недавней работе мы показали, что высокопроводящая область может возникать на интерфейсе между сегнетоэлектриком и диэлектриком в гетероструктурах $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ (BSTO/LMO) [11]. Позже была предсказана и обнаружена сверхпроводимость на интерфейсе гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ [12–14]. В данных случаях в системе существует сегнетоэлектрическая поляризация, связанная со сдвигом атомов Ti^{+4} из центра симметрии кислородного октаэдра в BSTO. Так как направление такой поляризации можно изменять внешним электрическим полем, а ее величина может зависеть от концентрации свободных носителей, которые могут ее экранировать, то в гетероструктуре подобной BSTO/LMO возникает возможность изменения сопротивления интерфейса электрическим полем и светом. В настоящей работе мы представляем результаты исследования проводящих свойств гетероструктуры BSTO/LMO с толщиной слоя BSTO 350 нм после воздействия светом различного спектрального состава.

Гетероструктуры BSTO/LMO были получены путем нанесения эпитаксиальной пленки сегнетоэлектрика BSTO на поверхность монокристаллов LMO методом реактивного распыления стехиометрических мишеней (ВЧ-распыление) [15, 16] при температуре 650 °С. Выбор этих объектов в первую очередь оправдан тем, что имеются развитые технологии приготовления каждого отдельного компонента [15]. Пленки BSTO имеют температуру сегнетоэлектрического перехода около $T_c \sim 540 \text{ К}$ для пле-

¹⁾e-mail: mamin@kfti.knc.ru

нок толщиной 300 нм на подложке MgO [15, 16]. Мы используем пленки толщиной 350 нм, поскольку свойства q2DEG не зависят от толщины сегнетоэлектрической пленки выше определенного порога. Пленка BSTO на подложке LMO будет находиться в сегнетоэлектрическом состоянии при температуре ниже комнатной.

Сопротивление интерфейса измерялось по стандартной четырехконтактной методике в отсутствии освещения и при освещении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом со стороны сегнетоэлектрической пленки. В связи с этим основное поглощение света было в пленке BSTO. Схематическое изображение представлено на вставке к рис. 1b. Контактные площадки для измерения сопротивления были изготовлены с использованием серебряной пасты, соединяющей тонкие золотые провода (25 мкм) с поверхностью образца в области интерфейса. Пример расположения контактных площадок на образце представлен на рис. 1a. Точное положение контактных площадок было различным в разных экспериментах. Ток подавался через две внешние площадки, расположенные на боковых гранях образца (см. рис. 1a). Измерение падения напряжения проводилось по двум другим контактным площадкам, расположенным на поверхности образца. В ходе измерений результаты были получены для различных образцов. Основные результаты, представленные в статье, были получены на образце с размерами $4.0 \times 3.2 \times 0.7 \text{ мм}^3$. Во время измерений образец при помощи непроводящего клея фиксировался на холодный медный палец внутри криостата Janis ST-100.

Температура образцов измерялась медь-константановой термопарой и поддерживалась с точностью $\pm 0.1 \text{ К}$. Температура стабилизировалась с помощью терморегулятора Lakeshore 325. Излучение генерировалось фемтосекундным лазером на иттербиевом кристалле, с частотой импульсов 3 кГц (с возможностью прореживания до 1.5 и 0.75 кГц), длительностью импульсов $\sim 200 \text{ фс}$ и средней плотностью потока $80 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$ с центральной длиной волны 1028 нм (1.2 эВ, инфракрасное излучение), а также на удвоенной и учетверенной частотах, 514 нм (2.4 эВ, зеленое излучение) и 257 нм (4.8 эВ, ультрафиолетовое излучение). Несфокусированный лазерный пучок диаметром 4 мм с профилем интенсивности гауссовой формы облучал пространство между контактными площадками через оптическое окно криостата.

Ширина запрещенной зоны пленки BSTO (около 3 эВ) существенно больше энергии кванта для инфракрасного (1.2 эВ) и зеленого (2.4 эВ) света, поэтому излучение на этих длинах волн, не поглощаясь BSTO, будет проникать в подложку (LMO) и со-

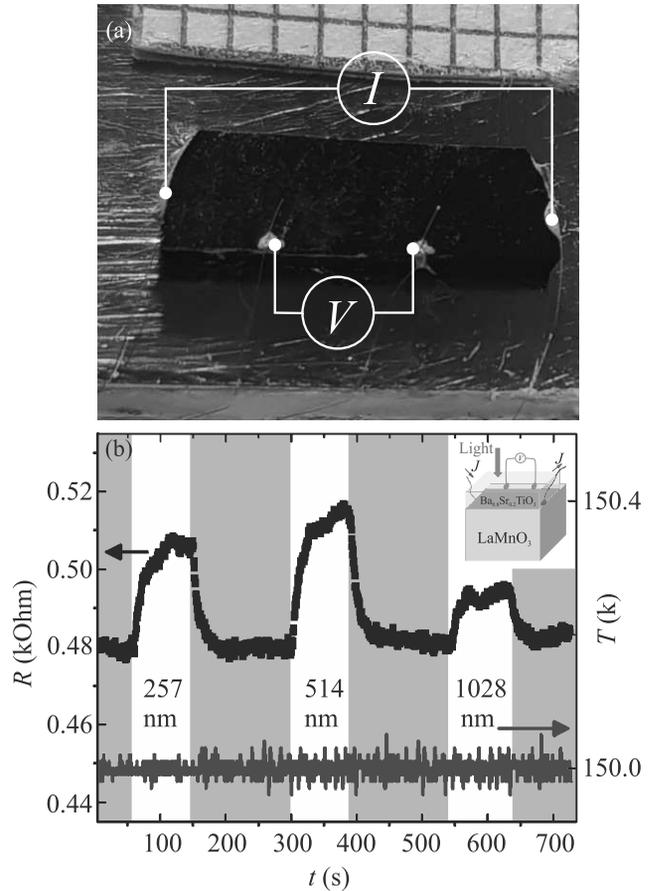


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фотография образца с характерным расположением контактных площадок (a) и зависимость электрического сопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ от времени (b) при инфракрасном (длина волны 257 нм), зеленом (514 нм) и ультрафиолетовом (1028 нм) освещении (верхняя кривая). Периоды без света заштрихованы. Температура образца стабилизирована при 150 К (нижняя кривая). Схема эксперимента показана на вставке

здавать там свободные пары носителей заряда. Ширина запрещенной зоны LMO составляет 0.5–1.3 эВ [17, 18], поэтому можно ожидать большей глубины проникновения инфракрасного излучения в LMO по сравнению с зеленым. Ультрафиолетовый свет (4.8 эВ) в основном поглощается в слое BSTO, но так или иначе ожидается, что фотовозбужденные носители заряда будут вносить вклад в проводимость образца.

Мы исследовали влияние освещения на электрическое сопротивление гетероструктуры BSTO/LMO ниже 230 К, когда гетероструктура имеет высокие проводящие свойства. После охлаждения и стабилизации температуры на определенном значении измерялось сопротивление гетероструктуры вдоль интер-

фейса сначала без освещения, а после при периодическом включении и выключении той или иной последовательности облучения с определенной длиной волны. Была исследована динамика фотоотклика с временным разрешением. В нашем случае регистрируемым сигналом было сопротивление образца между внутренними контактными площадками.

На рисунке 1b показано изменение фотопроводимости во времени при 150 К при включении инфракрасного, зеленого и ультрафиолетового освещения. Наблюдалось увеличение сопротивления при воздействии света на всех используемых длинах волн и восстановление сопротивления в темном состоянии. Отклик на облучение зеленым светом наиболее заметный. С другой стороны, реакция на инфракрасный свет значительно слабее.

Температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры BSTO/LMO показана на вставке на рис. 2а. Временные изменения фотосопротивления гетероструктуры BSTO/LMO при освещении зеленым светом при температурах 77, 120 и 160 К показаны на рис. 2 (рис. 2а–с соответственно). Сопротивление повышается при освещении зеленым светом и восстанавливается до исходных значений в темном состоянии для всех температур. Влияние зеленого света на электрическое сопротивление гетероструктуры BSTO/LMO при различных температурах показано на вставке к рис. 2b. Разброс значений для разных температур, по-видимому, указывает на влияние предыстории на эффект.

На рисунке 3 показаны множественные переключения электрического сопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ зеленым светом при 150 К. Обсудим, могут ли эффекты накопления тепла от лазерных импульсов внести заметный вклад в наблюдаемый сигнал. Одиночный ультракороткий лазерный импульс имеет мощность порядка $100 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$ и должен приводить к некоторому мгновенному нагреву образца. Для того, чтобы можно было таким образом объяснить наблюдаемый эффект, итоговое повышение температуры, вызванное светом, должно составлять 5–10 К. Время термализации фотовозбужденных носителей не превышает нескольких сотен фемтосекунд, а рекомбинация локализованных носителей происходит в масштабе времени в десятки пикосекунд [19]. Тепло, переданное в кристаллическую решетку, рассеивается в подложке, которая находится в контакте с медным “пальцем” криостата, в течение десятков наносекунд. С другой стороны, интервал между последовательными лазерными импульсами составляет несколько сотен микросекунд. Тем не менее, для экспериментальной проверки этой возможности мы провели те же эксперименты с увеличенными временными ин-

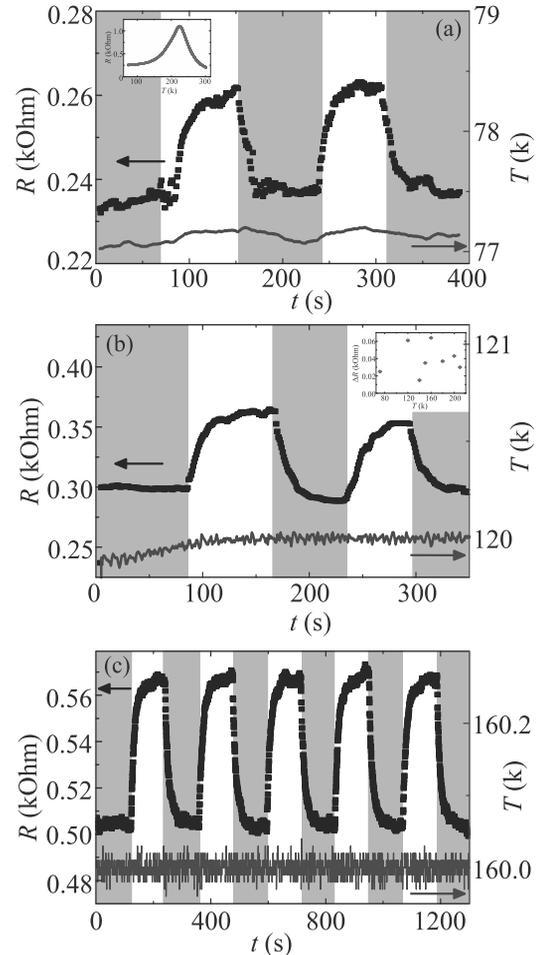


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость электросопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ от времени при 77 К (а), 120 К (b) и 160 К (с). На вставке на рис. 2а показана температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$. Изменения электросопротивления гетероструктуры при разных температурах показаны на вставке на рис. 2b

тервалами между импульсами в 2 и 4 раза (1.5 и 0.75 кГц, рис. 3, интенсивность лазерных импульсов соответственно менялась для поддержания неизменной средней интенсивности света). В случае, если образец не успевает полностью остыть до прихода следующего импульса, температура будет расти с каждым импульсом, и изменение интервала между импульсами должно значительно влиять на скорость нагрева. Однако на рис. 3 не видно влияния частоты следования лазерных импульсов на фотосопротивление, как его максимального значения, так и скорости нарастания/спада.

Было обнаружено, что при освещении светом разной длины волны наблюдается кумулятивный эффект. На рисунке 4 показано изменение сопро-

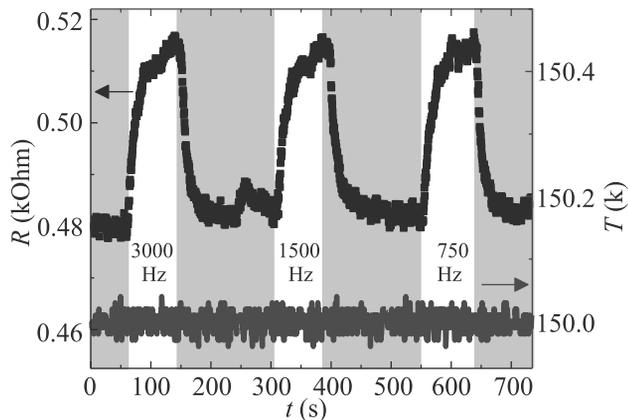


Рис. 3. (Цветной онлайн) Многократные переключения электрического сопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ при 150 К облучением зеленым светом (темновые периоды заштрихованы) с частотой следования импульсов 3, 1.5 и 0.75 кГц

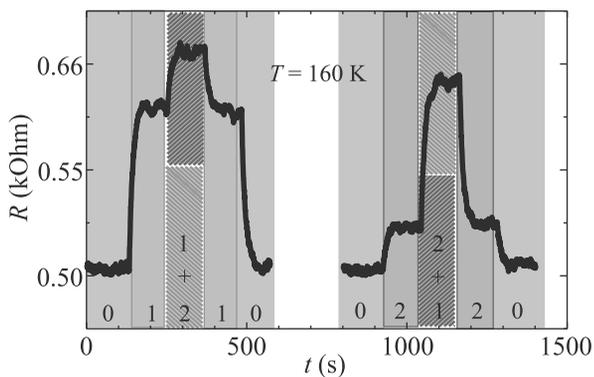


Рис. 4. (Цветной онлайн) Сопротивление гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ в течение нескольких циклов включения/выключения зеленого и инфракрасного излучения при 160 К

тивления в течение нескольких циклов включения/выключения зеленого и инфракрасного излучения при 160 К. Мы провели два цикла включения/выключения зеленого и инфракрасного излучения (см. рис. 4). В первом цикле было измерено электрическое сопротивление в отсутствие света (зона 0), затем при облучении зеленым светом (зона 1). Через некоторое время было включено инфракрасное освещение без выключения зеленого света (зона 1 + 2). По прошествии некоторого времени, превышающего характерное время переключения, инфракрасное освещение выключилось и осталось только зеленое (зона 1). Далее зеленое освещение тоже было выключено (зона 0). Во втором цикле сначала измерялось электрическое сопротивление без света (зона 0), затем было включено инфракрасное облучение (зона 2). Через некоторое время включалось зеленое

облучение, не выключая инфракрасное (зона 2 + 1). По прошествии некоторого времени, превышающего характерное время переключения, зеленое облучение выключилось, и осталось только инфракрасное облучение (зона 2). Затем выключилось и инфракрасное облучение (зона 0). Из рисунка 4 видно, что при разной последовательности включения/выключения зеленого и инфракрасного освещения наблюдается разный кумулятивный эффект. В первом цикле кумулятивный эффект был больше примерно на 23 %, чем во втором. Таким образом, при одной и той же интенсивности облучения одновременно зеленым и инфракрасным светом эффект зависит от последовательности включения света с различными длинами волн. Следовательно, эффект не связан с суммарной поглощенной энергией. Отметим, что именно зеленое освещение вносит максимальный вклад в накопленный эффект. Эта последовательность включения и выключения зеленого и инфракрасного освещения повторялась несколько раз. Картина изменения сопротивления практически не менялась при повторных циклах.

Сделаем оценку, из общих соображений, насколько сильно может нагреться образец при освещении. При облучении лазером установившаяся температура приповерхностного объема растет [20-24]. Толщина подложки (~ 0.7 мм) и даже сегнетоэлектрической пленки (~ 350 нм) обычно намного больше длины поглощения (~ 80 нм). Таким образом, мы можем рассчитать повышение температуры, используя простую стационарную модель тепловой диффузии [20, 22], где гауссов лазерный луч со средней мощностью лазера фокусируется в пятно диаметром d . В нашем эксперименте мы используем несфокусированный лазерный луч ($d \sim 4$ мм). Поэтому изменение температуры на поверхности ΔT составляет только около 0.1 К согласно нашим оценкам с использованием данных для коэффициента поглощения и теплопроводности ЛМО [25-27]. Наша оценка коррелирует с оценками, когда для сфокусированного лазерного луча ($d \sim 0.1$ мм) ΔT составляет около 12 или 2.7 К для гораздо более высокой средней плотности мощности [23, 24, 28]. Таким образом, эффект нагрева на поверхности раздела в нашем случае практически отсутствует (ΔT составляет ~ 0.1 К на поверхности). Это результат того, что мы использовали несфокусированный лазерный луч, и поэтому плотность мощности была сравнительно малой.

Мы провели дополнительные эксперименты по измерению нагрева образца во время эксперимента. Мы заменили образец на высокочувствительный температурный датчик Сепнох. Затем мы осветили датчик температуры Сепнох несфокусированным лазерным пучком диаметром около 4 мм с различной

средней плотностью мощности луча, при этом лазерный пучок полностью покрывал область датчика *Semnox*. Согласно нашим измерениям, при освещении датчика *Semnox* при средней плотности мощности лазера $80 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$ изменений температуры не наблюдалось. Затем мы увеличили среднюю плотность мощности лазера с 80 до $240 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Датчик *Semnox* нагрелся на 1 К только после более чем 40 мин освещения при средней плотности мощности лазера $240 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$. Таким образом, можно утверждать, что на интервалах времени, в которые проводились измерения нашего образца, нет нагрева образца от лазерного излучения.

Возникновение области высокой проводимости и наблюдаемый нами эффект отрицательной фотопроводимости нельзя объяснить, например, положительным температурным коэффициентом сопротивления сегнетоэлектрической пленки [29, 30], либо термоэлектрическим эффектом, возникающим в сегнетоэлектрической пленке [31–33]. Оба эффекта могут изменить удельное сопротивление пленки *BSTO* либо за счет обедненных слоев, образующихся на границах раздела сегнетоэлектриков, либо за счет термоЭДС. Но сопротивление пленки *BSTO* настолько велико, что сопротивление пленки шунтируется подложкой *LMO*, потому что площадь протекания тока в подложке намного больше, а удельное сопротивление *LMO* меньше, чем удельное сопротивление *BSTO*. Следовательно, мы не можем наблюдать сопротивление или какое-либо изменение сопротивления пленки *BSTO* в наших экспериментах. Таким образом, на интерфейсе происходит переход в состояние с высокой проводимостью [11, 12], и эффект отрицательной фотопроводимости связан с изменением проводимости интерфейса. Природа состояния с высокой проводимостью на интерфейсе имеет сходство с природой проводимости на заряженных доменных стенках в сегнетоэлектриках [34–36], но состояние с высокой концентрацией свободных носителей заряда возникает в данном случае не на доменных стенках, а на интерфейсе. Но если придерживаться более строго подхода, то следует сказать, что существование перпендикулярной к интерфейсу компоненты вектора спонтанной поляризации приводит к тому, что перестраивается вся область интерфейса. Произойдет смещение атомов, и, в результате, область интерфейса перейдет в состояние с ненулевой плотностью носителей заряда на уровне Ферми [11, 12]. Таким образом, возникнет металлическое состояние вблизи интерфейса, а вся гетероструктура переходит в состояние с относительно высокой проводимостью в направлении, параллельном интерфейсу.

В результате мы предлагаем следующее объяснение наблюдаемого явления отрицательной фотопро-

водимости. Поскольку наблюдаются довольно медленные релаксационные процессы, мы предполагаем, что такая зарядовая динамика связана с релаксацией в сегнетоэлектрической пленке (релаксационные процессы в металлической части образца должны были бы происходить намного быстрее). При освещении носители тока, генерируемые в сегнетоэлектрике, будут экранировать поляризацию внутри сегнетоэлектрика [37, 38]. Следовательно, это “эффективное” уменьшение объемной поляризации в пленке сегнетоэлектрика приводит к уменьшению плотности носителей заряда в высокопроводящей области интерфейса. Отметим, что аналогичные эффекты изменения внутренних полей за счет экранирования при проводимости проявляются при переключении доменов при освещении [39], либо в условиях, когда проводимость меняется при модификации сегнетоэлектрических кристаллов отжигом [40]. В обоих случаях происходит уменьшение внутренних полей за счет частичного внутреннего экранирования. В пользу этого вывода свидетельствует тот факт, что при освещении инфракрасным светом, когда энергия фотонов существенно меньше ширины запрещенной и, соответственно, генерация свободных носителей меньше, эффект мал. И, напротив, при освещении зеленым светом, когда эффективная генерация носителей тока значительно больше и происходит во всей толщине пленки *BSTO*, эффект максимален. Чтобы полностью прояснить эти вопросы, необходимы дальнейшие эксперименты по переключению поляризации сегнетоэлектрической пленки в сильных электрических полях.

Таким образом, при относительно низких температурах ($T < 210 \text{ К}$) при включении освещения электрическое сопротивление гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ начинает расти с характерным временем $\sim 4\text{--}15 \text{ с}$, а затем достигает установившегося значения при продолжающемся освещении образца. Такое поведение кардинально отличается от обычной фотопроводимости в полупроводниках, где вклад фотовозбужденных носителей увеличивает проводимость. В нашем случае при освещении наблюдается увеличение электрического сопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$. Поэтому возникает возможность управлять проводимостью интерфейса с помощью лазерного света. Отрицательный эффект фотопроводимости обнаружен при облучении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом. Наблюдаемый эффект не связан с нагревом образца. Полученный результат показывает, что квазидвумерное высокопроводящее состояние на интерфейсе сегнетоэлектрик/диэлектрик можно изменять при помощи освещения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 21-12-00179).

Авторы благодарны В. М. Мухортову за создание гетероструктур.

1. A. Ohtomo and H. Y. Hwang, *Nature* **427**, 423 (2004).
2. M. K. Niranjana, Y. Wang, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsymlal, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 016804 (2009).
3. S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl, C. W. Schneider, and J. Mannhart, *Science* **313**, 1942 (2006).
4. N. Reyren, S. Thiel, A. D. Caviglia, L. Fitting Kourkoutis, G. Hammerl, C. Richter, C. W. Schneider, T. Kopp, A.-S. Rüetschi, D. Jaccard, M. Gabay, D. A. Muller, J.-M. Triscone, and J. Mannhart, *Science* **317**, 1196 (2007).
5. A. Brinkman, M. Huijben, M. van Zalk, J. Huijben, U. Zeitler, J. C. Maan, W. G. van der Wiel, G. Rijnders, D. H. A. Blank, and H. Hilgenkamp, *Nature Mater.* **6**, 493 (2007).
6. A. Kalabukhov, R. Gunnarsson, J. Börjesson, E. Olsson, T. Claeson, and D. Winkler, *Phys. Rev. B* **75**, 121404 (2007).
7. P. Moetakef, T. A. Cain, D. G. Ouellette, J. Y. Zhang, D. O. Klenov, A. Janotti, Ch. G. van de Walle, S. Rajan, S. J. Allen, and S. Stemmer, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 232116 (2011).
8. C. A. Jackson and S. Stemmer, *Phys. Rev. B* **88**, 180403 (2013).
9. J. Biscaras, N. Bergeal, A. Kushwaha, T. Wolf, A. Rastogi, R. C. Budhani, and J. Lesueur, *Nat. Commun.* **1**, 89 (2010).
10. N. Nakagawa, H. Y. Hwang, and D. A. Muller, *Nature Mater.* **5**, 204 (2006).
11. Д. П. Павлов, И. И. Пианзина, В. М. Мухортов, А. М. Балбашев, Д. А. Таюрский, И. А. Гарифуллин, Р. Ф. Мамин, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 440 (2017).
12. V. V. Kabanov, I. I. Piyanzina, D. A. Tayurskii, and R. F. Mamin, *Phys. Rev. B* **98**, 9 (2018).
13. D. P. Pavlov, R. R. Zagidullin, V. M. Mukhortov, V. V. Kabanov, T. Adachi, T. Kawamata, Y. Koike, and R. F. Mamin, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 23 (2019).
14. V. V. Kabanov, I. I. Piyanzina, Yu. V. Lysogorskiy, D. A. Tayurskii, and R. F. Mamin, *Mater. Res. Express* **7**, 055020 (2020).
15. V. M. Mukhortov, Y. I. Golovko, G. N. Tolmachev, and A. N. Klevtsov, *Ferroelectrics* **247**, 75 (2000).
16. Yu. I. Golovko, V. M. Mukhortov, Yu. I. Yuzyuk, P. E. Janolin, and B. Dkhil, *Phys. Solid State* **50**, 485 (2008).
17. M. An, Y. Weng, H. Zhang, J.-J. Zhang, Y. Zhang, and Sh. Dong, *Phys. Rev. B* **96**, 235112 (2017).
18. M. Nakamura, A. Sawa, J. Fujioka, M. Kawasaki, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **82**, 201101R (2010).
19. S. Acharya, S. Chouthe, H. Graener, T. Bontgen, C. Sturm, R. Schmidt-Grund, M. Grundmann, and G. Seifert, *J. Appl. Phys.* **115**, 053508 (2014).
20. J. H. Bechtel, *J. Appl. Phys.* **46**, 1585 (1975).
21. T. N. Thomas, C. J. Stevens, A. J. S. Choudary, J. F. Ryan, D. Mihailovic, T. Mertelj, L. Forro, G. Wagner, and J. E. Evetts, *Phys. Rev. B* **53**, 12436 (1996).
22. H. S. Carslaw and J. S. Jaeger, *Conduction of heat in Solids*, 2nd ed., Oxford University Press, Oxford, UK (1985).
23. D. Mihailovic and J. Demsar, *Spectroscopy of Superconducting Materials*, in E. Fualcues, ACS Symposium Series, American Chemical Society, Washington, DC (1999), v. 730, ch. 16, p. 230.
24. S. J. Hagen, Z. Z. Wang, and N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **40**, 9389 (1989).
25. M. Ikebe, H. Fujishiro, S. Kanoh, and T. Mikami, *Phys. Status Solidi B* **225**, 135 (2001).
26. C. Baumann, C. Hess, P. Reutler, B. Buchner, and A. Revcolevschi, *J. Magn. Magn. Mater.* **290**, 937 (2005).
27. A. V. Inyushkin, A. N. Taldenkov, O. Y. Gorbenko, and A. R. Kaul', *JETP Lett.* **73**, 609 (2001).
28. Y. Suemune, *J. Phys. Soc. Jpn.* **20**, 174 (1965).
29. H. Yang, B. Chen, J. Miao, L. Zhao, B. Xu, X. Dong, L. Cao, X. Qiu, and B. Zhao, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5019 (2004).
30. I. P. Raevskii, A. N. Pavlov, O. I. Prokopalo, and E. I. Bondarenko, *Ferroelectrics* **83**, 171 (1988).
31. N. N. Orlova, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *Phys. Rev. B* **104**, 045304 (2021).
32. O. O. Shvetsov, V. D. Esin, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *JETP Lett.* **109**, 715 (2019).
33. N. N. Orlova, N. S. Ryshkov, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, *JETP Lett.* **113**, 389 (2021).
34. J. Seidel, L. W. Martin, Q. He, Q. Zhan, Y.-H. Chu, A. Rother, M. E. Hawkrige, P. Maksymovych, P. Yu, M. Gajek, N. Balke, S. V. Kalinin, S. Gemming, F. Wang, G. Catalan, J. F. Scott, N. A. Spaldin, J. Orenstein, and R. Ramesh, *Nature Mater.* **8**, 229 (2009).
35. T. Sluka, A. K. Tagantsev, P. Bednyakov, and N. Setter, *Nat. Commun.* **4**, 1 (2013).
36. A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, and V. Ya. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 092901 (2019).
37. V. Ya. Shur, *J. Mater. Sci.* **41**, 199 (2006).
38. V. Ya. Shur, in *Nucleation Theory and Applications*, ed. by J. W. P. Schmelzer, WILEY-VCH, Weinheim (2005), ch. 6, p. 178.
39. C. Y. J. Ying, A. C. Muir, C. E. Valdivia, H. Steigerwald, C. L. Sones, R. W. Eason, E. Soerge, and S. Mailis, *Laser Photonics Rev.* **6**, 526 (2012).
40. В. И. Пряхина, Д. О. Аликин, С. А. Негашев, В. Я. Шур, *ФТТ* **60**, 102 (2018).

Магнитно-электронная неустойчивость графена на ферромагнитной подложке

Д. Н. Дресвянкин⁺, А. В. Рожков^{*1)}, А. О. Сбойчаков*

⁺Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (МФТИ),
141701 Долгопрудный, Россия

*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 2021 г.

После переработки 11 ноября 2021 г.

Принята к публикации 11 ноября 2021 г.

В данной работе теоретически исследуется графен на ферромагнитной подложке. Нами показано, что при низких температурах такая система обладает неустойчивым электронным состоянием. А именно, при определенных условиях идеальная однородная ферромагнитная поляризация нарушается спонтанно возникающим подкосом. Появление подкоса в подложке приведет к открытию диэлектрической щели в одноэлектронном спектре графена. В статье проводится расчет этой щели, а также обсуждаются условия наблюдения неустойчивости на эксперименте.

DOI: 10.31857/S1234567821240071

1. Введение. Графен – двумерная углеродная структура с гексагональной решеткой. Огромный интерес к этому материалу вызван необычными физическими свойствами, например, крайне высокой подвижностью электронов, а также возможностью контролировать концентрацию носителей заряда за счет затворного напряжения. Эта углеродная структура считается многообещающим объектом для приложений в области спинтроники [1, 2]. В связи с этим в последние годы было проведено огромное количество исследований магнитных свойств графена. Были также предложены концепции устройств, работающих на принципах спинтроники, основным структурным элементом которых являлся графен [3, 4].

Одним из перспективных способов управления спиновыми свойствами графена является помещение графенового образца на магнитную подложку. Например, в экспериментальной работе [5] авторы сообщают о создании гетероструктуры, состоящей из графена на ферромагнитном субстрате EuS. В такой ситуации, из-за магнитного эффекта близости, электронные зоны графена утрачивают спиновое вырождение, что сопровождается возникновением ферромагнитной поляризации электронной жидкости. Авторы данной работы предполагают, что в гетероструктуре подобного типа эффективное зеемановское обменное поле для электронов в графене может быть доведено до сотен тесла. Исследования

подобных систем проводились и численными методами [6, 7]. Многообразие научных тем, поднятых в этих и близких [3, 8–11] работах, свидетельствует о том, что графен, находящийся в контакте с ферромагнитной подложкой (а также родственные системы), рассматриваются сообществом как интересный и перспективный объект научного внимания.

В данной работе мы будем теоретически изучать низкотемпературную неустойчивость электронной жидкости графена, находящегося на ферромагнитной подложке. Сама по себе тема электронных неустойчивостей графена и систем на его основе имеет долгую исследовательскую историю. В частности, возникновение упорядоченных электронных состояний в графене в параллельном магнитном поле было рассмотрено в работе [12]. Большой объем литературы был посвящен изучению спонтанного упорядочения в однослойном графене под действием сильного межэлектронного кулоновского отталкивания [13–20]. Неустойчивости двуслойных систем (как с АВ упаковкой, так и с АА упаковкой) также активно обсуждались [21–30].

В отличие от упомянутых неустойчивостей, механизм утраты стабильности, рассматриваемый нами в данной работе, не является чисто электронным. Он предполагает своего рода кооперацию между электронной и магнитной подсистемами. А именно, мы покажем, что возникновение подкашивающей деформации идеального ферромагнитного упорядочения в подложке приводит к понижению энер-

¹⁾e-mail: arozhkov@gmail.com

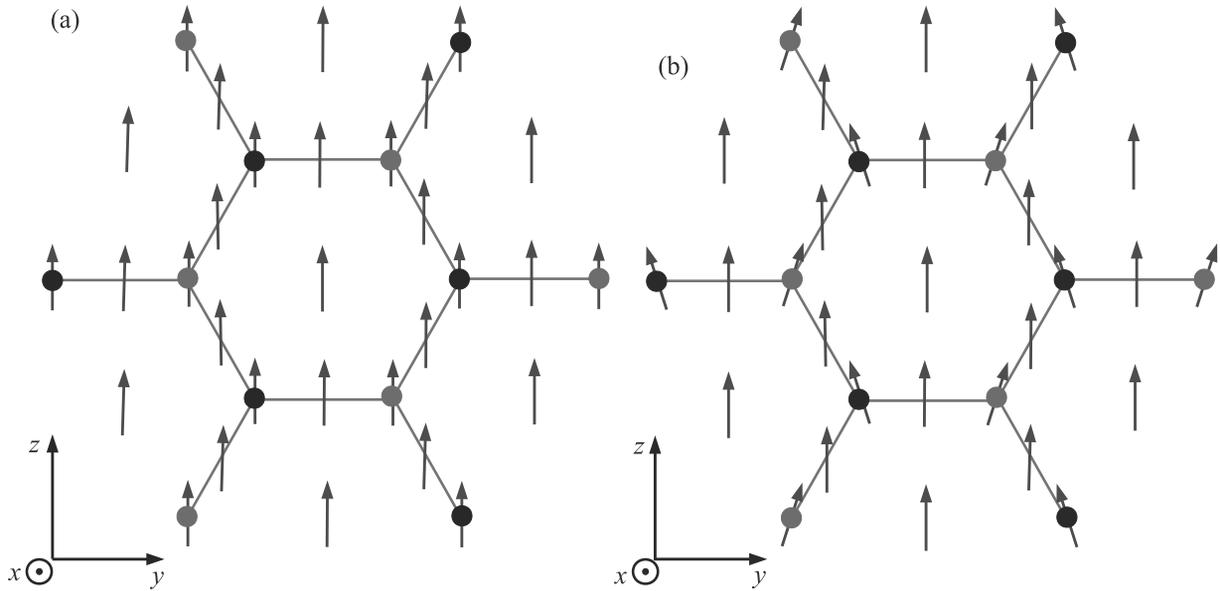


Рис. 1. (Цветной онлайн) Графен на ферромагнитной подложке. Ориентация осей показана в левом нижнем углу. Начало координат совпадает с центром правильного шестиугольника. Черные и красные точки обозначают атомы углерода, образующие гексагональную решетку. Красные (черные) точки соответствуют подрешетке A (подрешетке B). Черные отрезки, соединяющие атомы, обозначают химические связи углерод-углерод. Под графеном находится ферромагнитная подложка. Синие стрелки изображают локальную намагниченность на поверхности ферромагнетика. Панель (а) соответствует случаю идеальной намагниченности, см. ур. (9). Панель (b) представляет состояние с подкосом. Подкос – это периодически меняющаяся в пространстве компонента M_y полной намагниченности \mathbf{M} , см. ур. (23) и (24). Под атомами, принадлежащими разным подрешеткам, подкос имеет противоположный знак, в соответствии с условием (24)

гии электронов в графене. Данное понижение всегда будет компенсировать возрастание магнитной энергии подложки, связанное с появлением подкоса, при условии, что подкос достаточно слаб. Это указывает на неустойчивость состояния с идеальным ферромагнитным порядком. Как сама неустойчивость, так и возникающее упорядоченное состояние, являются предметом рассмотрения данной статьи.

2. Геометрия решетки графена. Для описания геометрии графеновой решетки мы выберем систему координат так, чтобы оси Oy и Oz лежали бы в плоскости графена, а ось Ox была бы перпендикулярна подложке и направлена от ее поверхности, см. рис. 1а. Такой выбор осей отличается от “канонического”, предполагающего, что графен располагается в плоскости Oxy . Однако наш способ упростит работу со спиновой подсистемой, поскольку он позволит нам совместить “традиционную” ось спинового квантования Oz с направлением намагниченности субстрата.

Решетка графена описывается элементарными векторами трансляции

$$\mathbf{a}_{1,2} = \frac{\sqrt{3}}{2} a_0 \left(\sqrt{3} \hat{e}_y \pm \hat{e}_z \right), \quad (1)$$

где a_0 есть расстояние между соседними атомами углерода в графене, а $\hat{e}_{x,y,z}$ – единичные вектора в направлении соответствующих осей. Решетка графена может быть разбита на две одинаковые подрешетки, подрешетку A и подрешетку B . Координаты атомов на подрешетках A и B задаются векторами

$$\mathbf{R}_{A,B} = \mathbf{a}_1 n_1 + \mathbf{a}_2 n_2 \mp a_0 \hat{e}_y, \quad n_{1,2} \in \mathbb{Z}. \quad (2)$$

На рисунке 1 узлы, соответствующие разным подрешеткам, изображены разным цветом.

Зона Бриллюэна в графене имеет форму правильного шестиугольника, а вектора обратной решетки даются выражениями:

$$\mathbf{b}_{1,2} = \frac{2\pi}{3a_0} (\hat{e}_y \pm \sqrt{3} \hat{e}_z). \quad (3)$$

3. Гамильтониан графена на ферромагнитной подложке. В этом разделе мы сформулируем теоретическую модель графена на ферромагнитной подложке. Мы будем использовать приближение сильной связи, а межэлектронным взаимодействием пренебрежем. В отсутствие субстрата гамильтониан графена можно представить следующим образом:

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{q}} \hat{\Phi}_{\mathbf{q}}^{\dagger} \hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}} \hat{\Phi}_{\mathbf{q}}, \quad (4)$$

где $\hat{\Phi}_{\mathbf{q}}$ – биспинорный оператор, соответствующий состояниям с квазиимпульсом \mathbf{q} . Он определяется следующим образом:

$$\hat{\Phi}_{\mathbf{q}} = \begin{pmatrix} \hat{d}_{\mathbf{q}A\uparrow} \\ \hat{d}_{\mathbf{q}B\uparrow} \\ \hat{d}_{\mathbf{q}A\downarrow} \\ \hat{d}_{\mathbf{q}B\downarrow} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В этом выражении $\hat{d}_{\mathbf{q}\alpha\sigma}$ – оператор уничтожения электрона с квазиимпульсом \mathbf{q} , находящимся на подрешетке $\alpha = A, B$ и имеющем спин $\sigma = \uparrow, \downarrow$. Матрица $\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}}$ имеет вид:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}} = \begin{pmatrix} 0 & -tf_{\mathbf{q}} & 0 & 0 \\ -tf_{\mathbf{q}}^* & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -tf_{\mathbf{q}} \\ 0 & 0 & -tf_{\mathbf{q}}^* & 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где t – интеграл перескока. Он имеет значение порядка 2.5 – 3 эВ, а функция $f_{\mathbf{q}}$ дается выражением:

$$f_{\mathbf{q}} = \left[1 + 2 \exp\left(\frac{3ia_0q_y}{2}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}a_0q_z}{2}\right) \right] \times \exp(-ia_0q_y). \quad (7)$$

В отсутствие магнитного поля или магнитной подложки матрица (6) явным образом распадается на два идентичных диагональных блока. Каждый диагональный блок соответствует определенной проекции электронного спина. Из-за такой структуры гамильтониана собственные энергии, дающиеся хорошо известным выражением:

$$\varepsilon_{\mathbf{q}}^{\pm} = \pm t |f_{\mathbf{q}}|, \quad (8)$$

оказываются вырождены по спиновому индексу.

Далее мы будем рассматривать графен, который лежит на ферромагнитной подложке. Будем считать, что намагниченность \mathbf{M} в ферромагнетике направлена вдоль оси Oz :

$$\mathbf{M} = M(0, 0, 1), \quad M > 0. \quad (9)$$

Из-за обменного взаимодействия между графеном и субстратом в зонной структуре графена пропадет вырождение электронных состояний по спину. Опишем этот эффект, введя зеемановский член в гамильтониан. Для намагниченности, даваемой формулой (9), данный член имеет следующий вид:

$$\hat{H}_Z = h \sum_{\mathbf{R}\alpha} \hat{S}_{\mathbf{R}\alpha}^z. \quad (10)$$

В данной формуле h – энергия зеемановского расщепления, а оператор спина

$$\hat{S}_{\mathbf{R}\alpha}^z = \hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\uparrow}^{\dagger} \hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\uparrow} - \hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\downarrow}^{\dagger} \hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\downarrow}, \quad (11)$$

где $\hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\sigma}$ – оператор уничтожения электрона в элементарной ячейке с координатой \mathbf{R} в подрешетке α , с проекцией спина σ (Фурье образ оператора $\hat{d}_{\mathbf{q}\alpha\sigma}$). Свяжем зеемановское расщепление в графене с намагниченностью в субстрате с помощью феноменологического коэффициента пропорциональности τ следующим образом:

$$h = \tau M. \quad (12)$$

Принимая во внимание формулу (10), перепишем $\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}}$ с учетом зеемановского взаимодействия в следующем виде:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}} = \begin{pmatrix} h & -tf_{\mathbf{q}} & 0 & 0 \\ -tf_{\mathbf{q}}^* & h & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -h & -tf_{\mathbf{q}} \\ 0 & 0 & -tf_{\mathbf{q}}^* & -h \end{pmatrix}. \quad (13)$$

После диагонализации нашей матрицы получим зонную структуру электронов графена, находящегося на ферромагнитной подложке:

$$\varepsilon_{\mathbf{q}}^{(1,2,3,4)} = \pm h \pm t |f_{\mathbf{q}}|. \quad (14)$$

Это выражение демонстрирует, что в присутствии магнитной подложки зонная структура графена состоит из четырех невырожденных зон. Из четырех зон две выходят на уровень Ферми, образуя (почти) круговые поверхности Ферми вокруг каждой из двух неэквивалентных точек Дирака зоны Бриллюэна графена. Итоговая дисперсия вблизи одной из точек Дирака изображена на рис. 2.

Стоит обратить внимание на то, что поверхность Ферми возникла в системе без внешнего допирования. Иными словами, зеемановское поле привело к самодопированию: часть электронов сменила проекцию спина на противоположную, что привело к образованию дырочных носителей в обедненной зоне и электронных носителей в обогащенной зоне. Из-за такого спин-зависимого механизма возникновения получившиеся поверхности Ферми не являются вырожденными по спину, как в обычном металле. Возникшее состояние можно охарактеризовать как спин-долинный полуметалл (*spin-valley half-metal*), введенный в работах [31–34].

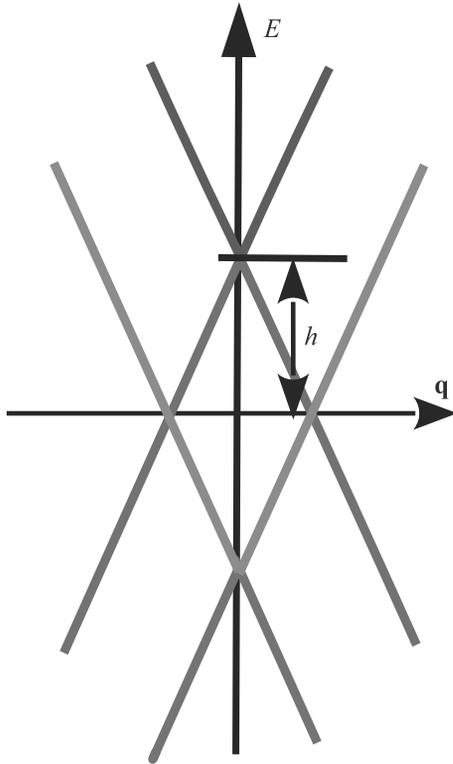


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схематическое изображение низкоэнергетической электронной структуры графена на подложке с идеальной ферромагнитной упорядоченностью, см. ур. (14). Горизонтальная ось изображает двумерное импульсное пространство. По вертикальной оси отложена энергия. Начало координат соответствует точке Дирака (дисперсия электронов одинакова вблизи обеих точек Дирака). Для электронных состояний со спином $\sigma = \uparrow$ ($\sigma = \downarrow$) вершина конуса Дирака сдвигается на величину h (на величину $-h$). Зона, изображенная синей линией (красной линией), полностью пуста (полностью заполнена). Лиловая линия (зеленая линия) соответствует зоне, выходящей на уровень Ферми, и формирующей дырочную (электронную) поверхность Ферми. Электронная и дырочная поверхности Ферми совпадают, демонстрируя идеальный нестинг с нулевым вектором нестинга

Другим важным свойством полученной электронной структуры является нестинг поверхности Ферми. А именно, дырочная поверхность Ферми (она образована одночастичными состояниями со спином $\sigma = \uparrow$) совпадает с электронной поверхностью Ферми (ее формируют состояния, для которых $\sigma = \downarrow$). Хорошо известно, что поверхности Ферми с нестингом утрачивают стабильность при учете коллективных эффектов. Именно на этом и основан исследуемый механизм магнитно-электронной неустойчивости.

Для дальнейших расчетов нам понадобится электронная энергия графена на ферромагнитной подложке. Эта энергия складывается из энергии \mathcal{E}_1 пол-

ностью заполненной зоны, энергии \mathcal{E}_2 частично заполненной зоны и энергии \mathcal{E}_3 частично пустой зоны (см. рис. 2):

$$E_1 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3, \quad (15)$$

где $\mathcal{E}_{1,2,3}$, в свою очередь, будут иметь вид:

$$\mathcal{E}_1 = \sum_{\mathbf{q}} (-h - t|f_{\mathbf{q}}|), \quad (16)$$

$$\mathcal{E}_2 = \sum_{\mathbf{q}} (-h + t|f_{\mathbf{q}}|)\theta(h - t|f_{\mathbf{q}}|), \quad (17)$$

$$\mathcal{E}_3 = \sum_{\mathbf{q}} (h - t|f_{\mathbf{q}}|)\theta(-h + t|f_{\mathbf{q}}|), \quad (18)$$

где $\theta(x)$ – функция Хевисайда. Учитывая, что плотность состояний вблизи точек Дирака выражается как

$$\nu(\varepsilon) = \frac{\mathcal{S}|\varepsilon|}{\pi v_F^2}, \quad (19)$$

где \mathcal{S} – площадь графена, несложно вычислить значения энергий отдельных зон:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= -\frac{\mathcal{S}}{\pi v_F^2} \left(\frac{W^3}{3} + h \frac{W^2}{2} \right), \\ \mathcal{E}_2 &= -\frac{\mathcal{S}h^3}{6\pi v_F^2}, \\ \mathcal{E}_3 &= -\frac{\mathcal{S}}{\pi v_F^2} \left(\frac{W^3}{3} - h \frac{W^2}{2} + \frac{h^3}{6} \right). \end{aligned} \quad (20)$$

В этих выражениях величина W представляет энергию, ниже которой плотность состояний приближенно описывается линейной функцией, описываемой ур. (19). Этот масштаб может быть примерно оценен как

$$W \sim 0.8t. \quad (21)$$

Учет состояний с более высокой энергией при рассмотрении неустойчивости поверхности Ферми даст крайне малый вклад, которым можно пренебречь. Итоговое выражение для E_1 принимает вид:

$$E_1 = -\frac{\mathcal{S}}{\pi v_F^2} \left(\frac{2W^3}{3} + \frac{h^3}{3} \right). \quad (22)$$

Как видно из этой формулы, однородное зеемановское поле h вносит поправку $O(h^3)$ в электронную энергию графена.

4. Электронный спектр графена при наличии подкоса ферромагнитного порядка. Теперь рассмотрим ситуацию, когда в субстрате у идеального ферромагнитного порядка, описываемого выражением (9), появляется малый подкос по оси Oy :

$$\mathbf{M} = M(0, m, 1 + O(m^2)), \quad (23)$$

где величина $m = m(\mathbf{r}) = m(x, y, z)$, $|m| \ll 1$, характеризует отклонение вектора намагниченности от оси Oz , а трехмерный радиус-вектор $\mathbf{r} = x\hat{e}_x + y\hat{e}_y + z\hat{e}_z$, у которого $x < 0$, задает положение точки в трехмерной подложке (напомним, что поверхность подложки, на которой лежит образец графена, соответствует условию $x = 0$).

Среди всех возможных видов подкоса мы будем рассматривать весьма специальную форму подкашивающей деформации m . Для нас важно, чтобы значение m на поверхности ферромагнетика под атомами углерода, принадлежащими подрешетке A , было бы равно некоей конечной величине m_\perp , а под атомами, принадлежащими подрешетке B , величина подкоса равнялась бы $-m_\perp$. Это соотношение можно компактно выразить следующим образом:

$$m(0, \mathbf{R}_A) = -m(0, \mathbf{R}_B) = m_\perp. \quad (24)$$

Именно такая структура подкоса m приведет к возникновению диэлектрической щели в спектре одноэлектронных возбуждений графена, а также к резкому (неаналитическому) понижению электронной энергии графена. Соответствующие расчеты будут приведены в этом разделе. Схематически состояние с подкосом изображено на рис. 1б.

Что касается конкретной функции, удовлетворяющей условию (24), то, если мы будем приближенно рассматривать подложку как сплошную среду, пренебрегая ее кристаллической структурой, можно написать:

$$m(0, \mathbf{R}) = -\frac{2}{3\sqrt{3}}m_\perp \sum_{\mathbf{K}} \sin(\mathbf{K}\mathbf{R}), \quad (25)$$

где переменная \mathbf{R} рассматривается как непрерывная (не дискретная) величина в \mathbb{R}^2 , а вектор \mathbf{K} принимает значения

$$\mathbf{K} = \mathbf{b}_1, \quad \mathbf{K} = \mathbf{b}_2, \quad \mathbf{K} = -\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2. \quad (26)$$

Конечно же, функция (25) не является единственным выбором, совместимым с требованием (24). Более того, несложно убедиться, что функций, совместимых с условием (24), бесконечно много. Преимущество суммы (25) в том, что она содержит минимальное число (шесть) плоских волн, при этом все пространственные частоты $|\mathbf{K}| = 4\pi/(3a_0)$ имеют минимально возможное значение, совместимое с ур. (24).

Учтем влияние подкоса на электронные свойства графена. С этой целью введем зеемановское поле, направленное по оси Oy на подрешетке A и против оси

Oy на подрешетке B . В такой ситуации зеемановский член (10) требует модификации: определим для каждой из подрешеток свой зеемановский член. Обозначим их \hat{H}_{ZA} и \hat{H}_{ZB} :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{ZA} &= h \sum_{\mathbf{R}} \hat{S}_{\mathbf{R}A}^z + h_\perp \sum_{\mathbf{R}} \hat{S}_{\mathbf{R}A}^y, \\ \hat{H}_{ZB} &= h \sum_{\mathbf{R}} \hat{S}_{\mathbf{R}B}^z - h_\perp \sum_{\mathbf{R}} \hat{S}_{\mathbf{R}B}^y. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь

$$h_\perp = \tau M m_\perp, \quad (28)$$

что является прямолинейным обобщением ур. (12) на случай намагниченности, отклоняющейся от идеального ферромагнитного порядка. Как мы видим, второе слагаемое входит в формулы для \hat{H}_{ZA} и \hat{H}_{ZB} с разным знаком, в соответствии с условием (24).

Учитывая, что:

$$\hat{S}_{\mathbf{R}\alpha}^y = i \left(\hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\downarrow}^\dagger \hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\uparrow} - \hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\uparrow}^\dagger \hat{d}_{\mathbf{R}\alpha\downarrow} \right), \quad (29)$$

запишем эрмитову матрицу $\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}}$ для ситуации с подкосом

$$\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}} = \begin{pmatrix} h & -tf_{\mathbf{q}} & -ih_\perp & 0 \\ -tf_{\mathbf{q}}^* & h & 0 & ih_\perp \\ ih_\perp & 0 & -h & -tf_{\mathbf{q}} \\ 0 & -ih_\perp & -tf_{\mathbf{q}}^* & -h \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Собственные значения этой матрицы имеют вид:

$$\varepsilon_{\mathbf{q}}^{(1,2,3,4)} = \pm \sqrt{h_\perp^2 + (h \pm t|f_{\mathbf{q}}|)^2}. \quad (31)$$

Зонная структура вблизи одной из точек Дирака в случае дисперсионной зависимости (31) изображена на рис. 3. Мы видим, что поверхность Ферми исчезла, а в одноэлектронном спектре образовалась щель, как мы и предсказывали в начале данного раздела.

Далее вычислим полную электронную энергию графена E_2 в этом случае. Действовать будем по аналогии с выводом ур. (15). Энергии заполненных зон будут выражаться из следующих формул:

$$\varepsilon_{1,2} = -\frac{S}{\pi v_F^2} \int_0^W d\varepsilon \varepsilon \sqrt{h_\perp^2 + (h \pm \varepsilon)^2}. \quad (32)$$

После интегрирования и сложения энергий указанных зон, получим выражение для электронной энергии графена в случае подкоса в подложке. Эта энергия выражается как

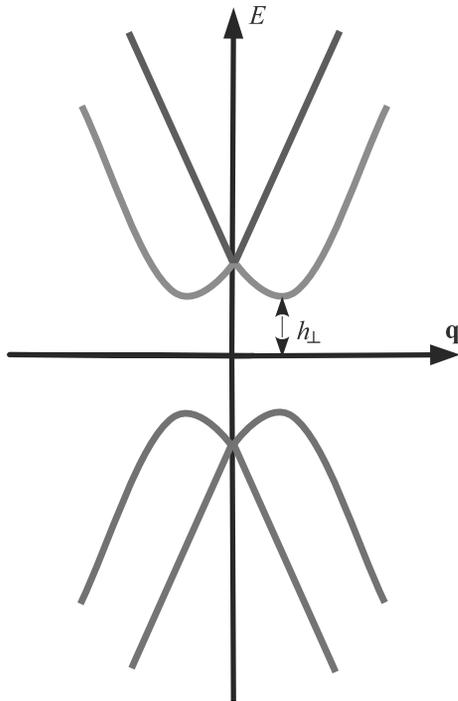


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схематическое изображение низкоэнергетической электронной структуры графена на подложке с наличием подкоса у намагниченности, см. ур. (31). Горизонтальная ось изображает двумерное импульсное пространство. По вертикальной оси отложена энергия. Заполненные зоны (красная и лиловая линии) содержат в себе смешанные электронные состояния, возникшие в результате гибридизации электронных и дырочных состояний. Лиловая зона отстоит от уровня с нулевой энергией на величину $-h_{\perp}$. Пустые зоны изображены зеленой и синей линиями соответственно. В спектре видна щель величиной $2h_{\perp}$

$$E_2 = -\frac{S}{\pi v_F^2} \left[\frac{2W^3}{3} + Wh_{\perp}^2 - \frac{2}{3} (h_{\perp}^2 + h^2)^{\frac{3}{2}} + h^2 \sqrt{h_{\perp}^2 + h^2} + hh_{\perp} \ln \left(\frac{2h}{h_{\perp}} \right) \right]. \quad (33)$$

Данная формула показывает, что подкос не только открывает щель, но и приводит к возникновению неаналитического вклада в электронную энергию, который представляется последним слагаемым в формуле (33). Именно эта неаналитичность, как мы увидим ниже, будет приводить к потере устойчивости неподкошенного состояния.

5. Энергия ферромагнетика в случае с подкосом на подрешетках. Далее мы должны вычислить возрастание магнитной энергии субстрата за счет возникновения подкашивающей деформации идеальной ферромагнитной намагниченности. Для этого воспользуемся молекулярной теорией Вайса. В

рамках данной теории энергия магнитного состояния равна:

$$E_m = -\frac{J}{2} \sum_{i\delta} \mathbf{M}_{\mathbf{r}_i} \mathbf{M}_{\mathbf{r}_i+\delta}. \quad (34)$$

В этом выражении символ \mathbf{r}_i обозначает положение i -го атома в трехмерной решетке ферромагнетика, вектора δ соединяют данный атом с его ближайшими соседями, J – интеграл обменного взаимодействия, а $\mathbf{M}_{\mathbf{r}_i}$ – намагниченность в узле i . Мы предполагаем, что вектора $\mathbf{M}_{\mathbf{r}_i}$ имеют одинаковую длину: $|\mathbf{M}_{\mathbf{r}_i}| = M$ для всех i .

Для модели такого типа мы можем вывести следующее выражение для температуры Кюри

$$T_C = \frac{JM^2Z}{3}, \quad (35)$$

где Z – число ближайших соседей у одного атома. Это выражение может быть получено с помощью метода среднего поля, примененного к энергии (34). Равенство (35) позволяет оценить J , используя экспериментальные данные о температуре Кюри, низкотемпературной намагниченности подложки M и Z .

Далее, используя сначала тождественное преобразование формулы (34), а затем, переходя от суммирования по решетке к интегрированию по объему субстрата, получим в континуальном пределе:

$$E_m = -\frac{1}{2} JZM^2\mathcal{N} + \frac{J}{4} \sum_{i\delta} (\mathbf{M}_{\mathbf{r}_i} - \mathbf{M}_{\mathbf{r}_i+\delta})^2 \cong \cong -3J\mathcal{N}M^2 + \frac{JM^2}{2a_0} \int_V (\nabla m)^2 dV, \quad (36)$$

где \mathcal{N} обозначает количество узлов в магнитной подложке. Далее мы будем предполагать, что материал субстрата имеет кубическую решетку. Поэтому в ур. (36) мы положили $Z = 6$. Также мы считали для простоты, что элементарная длина кристаллической решетки подложки равна a_0 (обобщение на произвольную элементарную длину тривиально). Кроме этого, был использована подстановка (23) для вектора намагниченности.

Анализируя выражение (36), легко прийти к выводу, что при нулевом подкосе энергия ферромагнетика на простой кубической решетке будет равна:

$$E_{\parallel} = -3J\mathcal{N}M^2. \quad (37)$$

Слагаемое, пропорциональное $\int dV (\nabla m)^2$ в формуле (36), отвечает за возрастание энергии, связанное с подкосом.

Нам необходимо найти функцию $m(\mathbf{r})$ такую, что она удовлетворяет условию (25) на поверхности, и

при этом доставляет минимум функционалу энергии (36). Поступая стандартным образом, мы варьируем m под знаком интеграла. Прделав эту математическую операцию, получим уравнение Лапласа для величины m :

$$\nabla^2 m = 0. \quad (38)$$

Решая это дифференциальное уравнение с граничными условиями, выводим следующее выражение для m в подложке ($x < 0$):

$$m(\mathbf{r}) = -\frac{2}{3\sqrt{3}} m_{\perp} \exp(\xi^{-1}x) \sum_{\mathbf{K}} \sin(\mathbf{K}\mathbf{R}), \quad (39)$$

где

$$\xi^{-1} = |\mathbf{K}| = \frac{4\pi}{3a_0}. \quad (40)$$

Как мы видим, подкос максимально силен непосредственно у поверхности, соприкасающейся с графеном ($x = 0$), и быстро спадает при удалении вглубь подложки.

Подставляя найденную функцию $m(\mathbf{r})$ в формулу (36) и производя интегрирование, получим поправку к энергии, которая возникает в результате подкоса намагниченности подложки:

$$\delta E_m = \frac{4\pi J m_{\perp}^2 M^2 \mathcal{S}}{27 a_0^2} = \frac{4\pi J h_{\perp}^2 \mathcal{S}}{27 a_0^2 \tau^2}. \quad (41)$$

Как мы видим, магнитная энергия, связанная с подкосом, квадратична по m_{\perp} и не содержит неаналитических членов.

6. Расчет щели в случае наличия подкоса.

Далее мы посмотрим, какая из структур намагниченности обладает меньшей полной энергией: структура с подкосом или без подкоса. Разница в энергии системы “подложка плюс графен” в состояниях с подкосом и без него, очевидно, равна $\delta E = E_2 - E_1 + \delta E_m$, где E_1 и E_2 даются формулами (22) и (33), соответственно. Минимизируя δE по h_{\perp} , получим уравнение:

$$\frac{\partial \delta E}{\partial h_{\perp}} = 2\mathcal{S} h_{\perp} \left\{ \frac{4\pi J}{27 a_0^2 \tau^2} - \frac{1}{\pi v_F^2} \left[W - h + h \ln \left(\frac{2h}{h_{\perp}} \right) \right] \right\} = 0. \quad (42)$$

Оно имеет два решения: $h_{\perp} = 0$ (нет подкоса) и $h_{\perp} = h_{\perp}^* \neq 0$ (есть подкос). Можно показать, что минимуму энергии всегда соответствует решение с подкосом $h_{\perp} = h_{\perp}^* \neq 0$. При этом щель в спектре будет равна:

$$\Delta = 2h_{\perp}^* = 4h \exp \left(\frac{W}{h} - \frac{4\pi^2 v_F^2 J}{27 a_0^2 \tau^2 h} \right). \quad (43)$$

Подставляя сюда выражение для скорости Ферми $v_F = \frac{3}{2} a_0 t$, получим окончательный результат:

$$\Delta = 4\tau M \exp \left(\frac{W}{\tau M} - \frac{\pi^2 t^2 J}{3\tau^3 M} \right). \quad (44)$$

Кроме этого, в некоторых случаях удобно использовать и другую форму выражения для Δ :

$$\Delta = 4h \exp \left(\frac{W}{h} - \frac{\pi^2 t^2 T_C}{6h^3} \right). \quad (45)$$

Для гетероструктуры, описанной в экспериментальной статье [5] (графен на подложке из ферромагнитного EuS, $T_C = 16$ К), авторы предполагали, что зеемановское расщепление, индуцированное субстратом в графене, может достигать сотен тесла, что соответствует $h \gtrsim 6$ мэВ. При таких параметрах величина щели оказывается чрезвычайно малой и несущественной. Это главным образом связано с тем, что амплитуда перескока в графене $t \approx 3$ эВ намного превосходит h . Более развернутое обсуждение возможности экспериментального обнаружения магнитно-электронной неустойчивости будет проведено в следующем разделе.

7. Обсуждение и выводы. В данной работе мы теоретически показали, что основное состояние графена, находящегося на ферромагнитной подложке, неустойчиво по отношению к спонтанному возникновению подкашивающей деформации намагниченности. В результате развития неустойчивости комбинированной магнитно-электронной природы происходит фазовый переход. Он сопровождается исчезновением идеальной однородной ферромагнитной намагниченности подложки вблизи поверхности контакта с графеном, а также появлением диэлектрической щели в одноэлектронном спектре графена. Для этой щели нами были выведены формулы (43), (44) и (45).

В случае гетероструктуры, описанной в работе [5], эта щель пренебрежимо мала. Однако не стоит упускать из внимания ряд обстоятельств, которые могут позволить нашей неустойчивости проявить себя более явным образом. Во-первых, наша модель не включала эффекты электрон-электронного взаимодействия в графене. Учет взаимодействия, безусловно, будет влиять на конечный ответ: известно, что кулоновское взаимодействие приближает графен к порогу магнитной неустойчивости. Во-вторых, приведенные теоретические рассуждения распространяются на любую другую гетероструктуру, в которой графен замещен на какой-то иной двумерный дираковский материал. Если у дираковского материала

на ферромагнитной подложке параметр t будет меньше, чем у графена, щель сразу увеличится. Аналогичную роль играет понижение скорости Ферми [действительно, как следует из ур. (43) и (44), именно большие значения амплитуды перескока t или скорости Ферми $v_F = 3ta_0/2$, входящие в показатель экспоненциальной функции как t^2 и v_F^2 , приводят к подавлению Δ]. В качестве примера интересного для нас материала можно указать двумерный подкрученный графен. Подкрученный графен является дираковским материалом, скорость Ферми которого зависит от угла подкрутки. В образце с малой скоростью Ферми можно ожидать усиления магнитно-электронной неустойчивости. Кроме того, открытие новых двумерных дираковских материалов, которые будут обладать значительно меньшим интегралом перескока, способствовало бы экспериментальной верификации наших выводов.

В дополнение к этому, возможна оптимизация системы за счет подбора материала подложки. Как видно из формулы (44), уменьшение обменного интеграла J в веществе субстрата приводит к увеличению щели, ведь высокие значения обменного интеграла препятствуют искажению идеального ферромагнитного порядка в веществе подложки. Из той же формулы также можно увидеть, что, чем сильнее магнитный эффект близости между субстратом и графеном (чем выше τ), тем больше значение диэлектрической щели. Это вполне естественно, ведь чем лучше графен “чувствует” намагниченность подложки, тем сильнее будет проявлять себя неустойчивость в рассматриваемой системе.

Давайте попробуем оценить желательные параметры гетероструктуры, гарантирующие уверенное экспериментальное наблюдение неустойчивости. Для этого потребуем, чтобы в формуле (45) показатель экспоненты был близок к нулю:

$$\frac{0.8t}{h} \sim \frac{\pi^2 t^2 T_C}{6h^3}. \quad (46)$$

Для ферромагнитной подложки с $T_C = 1$ К это условие будет выполнено при $h \approx 20$ мэВ, что соответствует зеemannовскому полю $B_Z = h/\mu_B \approx 300$ Тл. Если же $T_C = 16$ К, как, например, у EuS, то $h \approx 80$ мэВ или $B_Z \approx 1300$ Тл. По мнению авторов работы [5], подложка из EuS способна индуцировать обменные поля в графене, достигающие сотен тесла. Возможно ли усилить эти поля до тысяч тесла, покажут дальнейшие экспериментальные исследования.

Подводя итоги, мы можем сказать, что из предлагаемой нами теоретической модели следует, что вследствие магнитного эффекта близости в спектре

одноэлектронных возбуждений графена на магнитной подложке происходит снятие вырождения по спиновой проекции. При этом часть электронов меняет ориентацию спинов на противоположную, что приводит к образованию дырочных носителей в обедненной зоне и появлению электронных носителей в обогащенной зоне. Дырочная и электронная поверхности Ферми будут совпадать, т.е. возникнет нестинг поверхности Ферми, и, как следствие, утратится устойчивость исходного многочастичного состояния. В итоге, в приповерхностном слое подложки будет спонтанно нарушаться идеальная однородная ферромагнитная поляризация, и намагниченность приобретет пространственно-модулированную подкашивающую деформацию. После перехода системы в устойчивое состояние в спектре графена будет возникать диэлектрическая щель, выражение для которой было найдено нами.

1. W. Han, R. K. Kawakami, M. Gmitra, and J. Fabian, *Nature Nanotechn.* **9**, 794 (2014).
2. S. Roche, J. Åkerman, B. Beschoten et al. (Collaboration), *2D Mater.* **2**, 030202 (2015).
3. C. Cardoso, D. Soriano, N. A. García-Martínez, and J. Fernández-Rossier, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 067701 (2018).
4. S. S. Gregersen, S. R. Power, and A.-P. Jauho, *Phys. Rev. B* **95**, 121406(R) (2017).
5. P. Wei, S. Lee, F. Lemaitre, L. Pinel, D. Cutaia, W. Cha, F. Katmis, Y. Zhu, D. Heiman, J. Hone, J. S. Moodera, and C.-T. Chen, *Nature Materials* **15**, 711 (2016).
6. K. Zollner, M. Gmitra, T. Frank, and J. Fabian, *Phys. Rev. B* **94**, 155441 (2016).
7. H. X. Yang, A. Halla, D. Terrade, X. Waintal, S. Roche, and M. Chshiev, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 046603 (2013).
8. I. S. Sokolov, D. V. Averyanov, O. E. Parfenov, I. A. Karateev, A. N. Taldenkov, A. M. Tokmachev, and V. G. Storchak, *Mater. Horiz.* **7**, 1372 (2020).
9. D. V. Averyanov, I. S. Sokolov, A. M. Tokmachev, O. E. Parfenov, I. A. Karateev, A. N. Taldenkov, and V. G. Storchack, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **10**, 20767 (2018).
10. J. B. S. Mendes, O. Alves Santos, L. M. Meireles, R. G. Lacerda, L. H. Vilela-Leao, F. L. A. Machado, R. L. Rodríguez-Suarez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 226601 (2015).
11. J. C. Leutenantsmeyer, A. A. Kaverzin, M. Wojtaszek, and B. J. van Wees, *2D Mater.* **4**, 014001 (2016).
12. I. L. Aleiner, D. E. Kharzeev, and A. M. Tsvelik, *Phys. Rev. B* **76**, 195415 (2007).
13. J. E. Drut and T. A. Lähde, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 026802 (2009).

14. J. Sabio, F. Sols, and F. Guinea, *Phys. Rev. B* **82**, 121413 (2010).
15. D. V. Khveshchenko, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 246802 (2001).
16. D. Khveshchenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 075303 (2009).
17. V. Gamayun, E. V. Gorbar, and V. P. Gusynin, *Phys. Rev. B* **81**, 075429 (2010).
18. W. Armour, S. Hands, and C. Strouthos, *Phys. Rev. B* **81**, 125105 (2010).
19. S. Sorella and E. Tosatti, *Europhys Lett.* **19**, 699 (1992).
20. J. Sabio, F. Sols, and F. Guinea, *Phys. Rev. B* **81**, 045428 (2009).
21. A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, A. O. Sboychakov, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 206801 (2012).
22. A. O. Sboychakov, A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **87**, 121401 (2013).
23. A. O. Sboychakov, A. V. Rozhkov, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **88**, 045409 (2013).
24. R. S. Akzyanov, A. O. Sboychakov, A. V. Rozhkov, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **90**, 155415 (2014).
25. A. Rozhkov, A. Sboychakov, A. Rakhmanov, and F. Nori, *Phys. Rep.* **648**, 1 (2016).
26. R. Nandkishore and L. Levitov, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 156803 (2010).
27. R. Nandkishore and L. Levitov, *Phys. Rev. B* **82**, 115124 (2010).
28. M. Kharitonov, *Phys. Rev. B* **86**, 195435 (2012).
29. L. Brey and H. A. Fertig, *Phys. Rev. B* **87**, 115411 (2013).
30. Y. Lemonik, I. Aleiner, and V. I. Fal'ko, *Phys. Rev. B* **85**, 245451 (2012).
31. А. В. Рожков, А. О. Сбойчаков, Д. А. Хохлов, А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 764 (2020).
32. A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, K. I. Kugel, A. V. Rozhkov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **98**, 155141 (2018).
33. A. V. Rozhkov, A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, K. I. Kugel, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 107601 (2017).
34. D. A. Khokhlov, A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, and A. O. Sboychakov, *Phys. Rev. B* **101**, 235141 (2020).

Мультипольные эффекты в тороидном перестраиваемом планарном метаматериале

И. В. Стенищев^{+,*}, М. В. Кожокар^{+,*}, В. И. Чугуевский[×], А. А. Башарин^{+,*1)}

⁺Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

^{*}Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

[×]Воронежский государственный технический университет, 394006 Воронеж, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 2021 г.

После переработки 9 ноября 2021 г.

Принята к публикации 9 ноября 2021 г.

В работе теоретически и экспериментально исследуется перестраиваемый планарный метаматериал, с высоким вкладом тороидного дипольного момента в СВЧ диапазоне. Свойства, достигаемые в такой структуре, управляются за счет включения PiN-диода. Показано, что в зависимости от сопротивления PiN-диода, метаматериал может быть прозрачным или отражающим. Такой метаматериал актуален для широкого спектра областей, например, способа снижения радиолокационной заметности, подавления рассеяния и для создания высокочувствительных датчиков и сенсоров электромагнитных полей.

DOI: 10.31857/S1234567821240083

1. Введение. Невидимость – один из интригующих эффектов современной электродинамики. Первая интерпретация была сделана Вудом в 1902 г. В частности, им было указано: “Прозрачное тело, независимо от его формы, является невидимым, если оно помещено в среду, имеющую такой же коэффициент преломления, как и само тело” [1]. Следующим шагом в развитие теории невидимости являлась трансформационная оптика [2] и [3]. Этот подход позволяет скрыть объекты простой геометрии за счет их покрытия многослойной структурой. Причем коэффициент преломления каждого слоя выбран так, чтобы падающий на систему свет преломлялся на каждом слое и огибал скрываемый объект. Этот подход получил название “*cloaking*”, т.е. устройство маскировки. Дальнейшее развитие устройства маскировки получили в области скрытия объектов за счет изменения их поверхностного импеданса, были продемонстрированы плазмонный клокинг, метаповерхностный клокинг (*mantle cloaking*) – индуцирование противофазных токов в оболочке и в скрываемом объекте, а также мультипольный клокинг (интерференция мультиполей со схожей диаграммой рассеяния) [4].

Очевидно, что подходы бурно развивающейся области теории невидимости найдут применения для решения задач уменьшения радиолокационной заметности воздухозборников, кабины пилота и, что

наиболее важно, – радара и антенных систем, которые являются “глазами” любой летательной техники [5]. Соответственно к экранам антенных систем предъявляется требование быть одновременно прозрачными и поглощающими, что взаимоисключает друг друга. Для корпусов и других пассивных частей используются радиопоглощающие материалы. Помимо использования адаптивных и цифровых антенных решеток, эффективным решением для снижения заметности антенных систем является применение управляемых экранов с переменной радиопрозрачностью.

Хорошей базой для построения таких экранов являются метаматериалы, которые представляют собой искусственные среды, обладающие свойствами, недостижимыми в природных материалах [6–9]. Особый класс метаматериалов – метаматериалы с тороидным откликом [10–22]. Это метаматериалы особой геометрии, в каждой метамолекуле которых конфигурация токов напоминает конфигурацию токов в соленоиде, что обеспечивает возбуждение тороидного дипольного момента, сравнимого по интенсивности с электрическим. Так как диаграммы направленности электрического и тороидного моментов неразличимы в дальней зоне, тороидные метаматериалы дают возможность для возбуждения неизлучающей конфигурации – анаполя. К применениям анапольных метаматериалов относятся электромагнитно-индуцированная прозрачность, клокинг, а также демонстрация динамического эф-

¹⁾e-mail: alexey.basharin@gmail.com

фекта Ааронова–Бома [12–16]. Из-за необходимости возбуждения сложной конфигурации токов тороидные метаматериалы долгое время представляли собой объемные среды. Однако в 2017 г. была предложена первая геометрия планарного высокодобротного тороидного метаматериала в микроволновом диапазоне частот с сильной локализацией электрического поля в субволновой области [14], а в 2021 г. – его инвертированный вариант, фокусирующий магнитное поле [15]. Среди свойств метаматериалов, предложенных в этих работах, можно выделить сверхсильную локализацию полей в малых объемах, что позволяет менять (перестраивать) свойства метаматериала с помощью помещения в окрестности полей нелинейных элементов, которые чувствительны к минимальному внешнему воздействию: оптическая накачка или изменение их электрических свойств за счет подачи внешнего напряжения или тока.

В данной работе мы экспериментально и численно исследуем метаматериал с тороидным откликом, который за счет высокой добротности дает возможность его использования в качестве перестраиваемого экрана для задач невидимости, в том числе в качестве управляемых экранов для задач управления радиолокационной заметностью.

Отправным пунктом для создания тороидной метамолекулы стала конфигурация токов на поверхности структуры. Для простоты экспериментального воспроизведения образца объект должен быть планарным. Тороидная мода может быть получена в ряде структур, но наиболее предпочтительной для нашего приложения является дизайн с двумя контурами токов. Мы получили ее на базе двух проводящих полуколец с перемычкой, для которых характерна высокая величина тороидного дипольного момента, за счет которого такая структура имеет высокую добротность и низкие радиационные потери. Такая структура позволяет локализовать сильные магнитные поля в районе центральной перемычки (рис. 1), что в свою очередь означает сильный ток, который индуцируется падающим полем в перемычке. Таким образом, в работе предложен микроволновый метаматериал, изображенный на рис. 1b и обладающий тороидным откликом.

Сложная форма резонатора объясняется необходимостью получения тороидного дипольного момента. Такая мода возникает за счет возбуждения двух замкнутых контуров с токами, протекающими через центральную перемычку и боковые полуокружности, которые гальванически связаны между собой. Мы предполагаем, что за счет такой геометрии тороидной метамолекулы, падающая плоская электромаг-

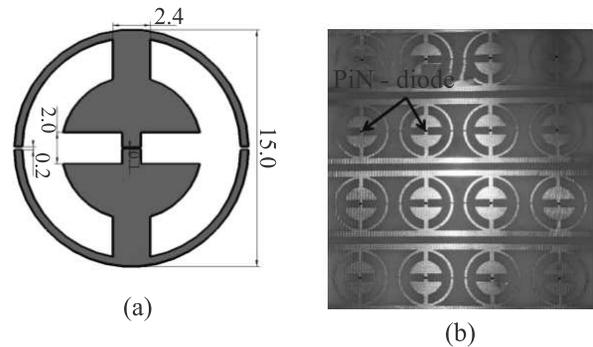


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Геометрия метамолекулы, все размеры указаны в миллиметрах. (b) – Периодический метаматериал с интегрированными PiN-диодами на центральный мостик

нитная волна с вектором \mathbf{E} , поляризованным вдоль центральной перемычки, возникают сильные токи. В свою очередь установленный в область сильного тока нелинейный элемент приведет к изменению резонансных свойств метаматериала. В качестве такого элемента рассмотрен PiN-диод HSMMP-3892, работающий в диапазоне частот 1–5 ГГц. Данный диод, HSMMP-3892, управляется с помощью контактной линии (рис. 1b), соединяющей все метамолекулы параллельно, на которую подается управляющее внешнее напряжение. Так как контактные линии перпендикулярны плоскости вектора \mathbf{E} падающей волны, они не оказывают существенного влияния на резонансные характеристики структуры. Подобная модернизация позволяет изменять сопротивление на всех метамолекулах параллельно в диапазоне значений PiN-диода посредством измерения прямого тока от 1 до 100 мА.

Для исследования электромагнитных свойств метаматериала была разработана модель (рис. 1a) в программе электродинамического моделирования CST Microwave Studio с применением периодических граничных условий. Размеры метамолекул определяются внешним диаметром окружности $D_{\text{out}} = 14.95$ мм, ширина полуколец 5 мм, разрезанных полосой 1.2 мм. Внутренняя окружность, дающая большой емкостной вклад в отклик метамолекулы диаметром $D_{\text{in}} = 5$ мм, разделена на две части перемычкой 0.6 мм. В центральную перемычку был помещен PiN-диод, который задавался в виде *Lumped element* с различными значениями сопротивления 1–100 Ом, что имитирует свойства PiN-диода. Анализ, проведенный методом конечных элементов, показал на спектре отражения минимум, который соответствует полному прохождению электромагнитной волны через метаматериал (рис. 2a). Мы исследовали спектр в диапазоне частот 2.8–

3.6 ГГц. Кривая отражения (S_{11}) в этой точке имеет минимум, провал, который достигает -50 дБ, что свидетельствует о том, что метаматериал является прозрачным в районе частоты 3.4 ГГц для малых значений сопротивления 1 Ом. Однако при измерении сопротивления на PiN-диоде до 100 Ом спектр отражения сглаживается, что характеризует структурные изменения токов на метамолекуле, и метаматериал становится отражающим.

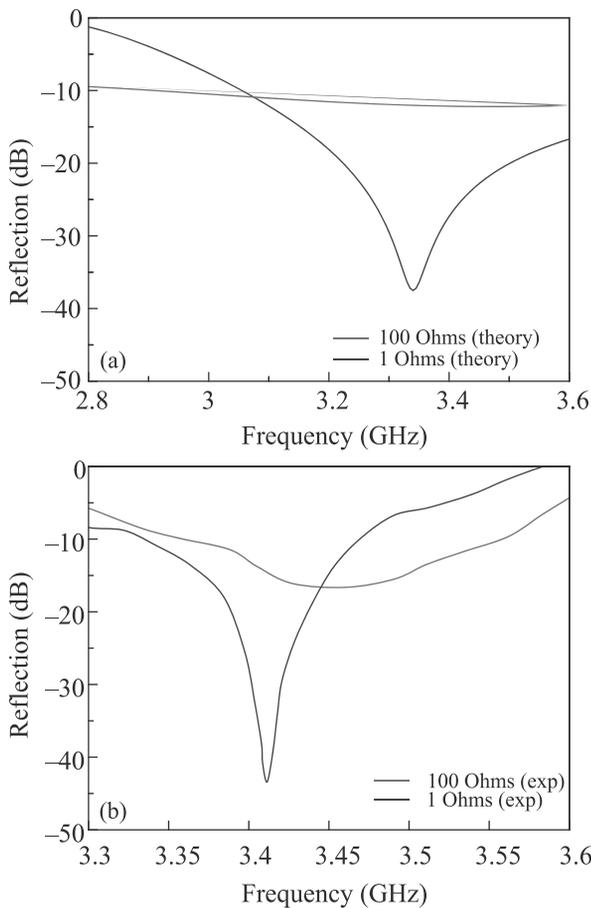


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Теоретически полученный спектр отражения S_{11} метаматериала (синяя кривая соответствует минимальному, красная – максимальному сопротивлению PiN-диода). (б) – Экспериментальный спектр отражения

Симуляция позволяет оценить токи (рис. 3а), наведенные в структуре и сопоставить полученную моду с ожидаемым результатом. Полученное распределение токов характеризуется двумя замкнутыми контурами. Вихрь магнитного поля локализован и вращается вокруг центральной перемычки (рис. 3б), что порождает тороидный момент. Напряженность магнитного поля в центре метамолекулы к напряженности падающей волны составляет $H/H_0 = 10^4$.

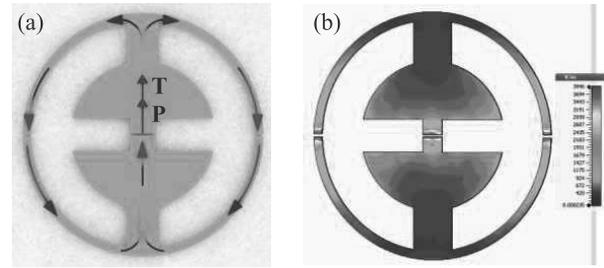


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Распределение токов в дизайне. (б) – Тепловая карта распределения электрического поля в структуре. Красным цветом отмечены точки с наибольшей концентрацией поля

Один из видов электродинамического анализа – мультипольная декомпозиция. Это разложение токов в источнике на элементарные гармоники, позволяющее описать кривую отражения/прохождения через комбинацию мультиполей. Это бесконечный ряд возбуждений, но в работе мы рассмотрим 5 основных вкладов мультиполей в интенсивность их рассеяния, это электрический \mathbf{P} , магнитный \mathbf{M} , и тороидный \mathbf{T} диполи, а также их квадруполь \mathbf{Q}_e , \mathbf{Q}_m . Набор этих мультиполей достаточен для электродинамического описания отклика метаматериала в данном диапазоне частот. При интегрировании необходимо обратить внимание на расположение дизайна в плоскостях координат, так как формулы (1) и (2) имеют разную зависимость от r . Электрический диполь выражается интегралом тока по объему:

$$\mathbf{P} = \frac{2\omega^4}{3c^2} \left(\left| \frac{1}{i\omega} \int \mathbf{j} d^3\mathbf{r} \right|^2 \right), \quad (1)$$

где ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме. Формула расчета энергии тороидного дипольного момента немного сложнее:

$$T = \frac{2\omega^6}{3c^5} \left(\left| \frac{1}{10c} \int [(\mathbf{r} \cdot \mathbf{j})\mathbf{r} - 2\mathbf{j}r^2] d^3\mathbf{r} \right|^2 \right) \quad (2)$$

в случае, когда интенсивность излучения электрического диполя \mathbf{P} численно равна интенсивности тороидного диполя \mathbf{T} , будет иметь смысл рассматривать интерференционные члены рассеяния. Для оценки интерференции можно сложить гармоники, имеющие схожие диаграммы рассеяния в дальней зоне, например $\mathbf{P} + \mathbf{T}$. Мощность магнитного дипольного момента

$$\mathbf{M} = \frac{2\omega^4}{3c^3} \left(\left| \frac{1}{2c} \int (\mathbf{r} \times \mathbf{j}) d^3\mathbf{r} \right|^2 \right) \quad (3)$$

является важной характеристикой резонанса, его вклад может превалировать в структурах из разорванных колец на собственных модах. Однако если

мы имеем дело с небольшим вкладом дипольных моментов, важно учесть мультиполи более высоких порядков, например, квадруполь. Электрический квадруполь образован системой зарядов и его высокий вклад в мощность рассеяния характерен для сложных систем. Его мощность вычисляется по следующей формуле.

$$\mathbf{Qe} = \frac{\omega^6}{20c^5} \left(\left| \frac{i}{\omega} \int (r_\alpha j_\beta + r_\beta j_\alpha - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{j})) d^3 \mathbf{r} \right|^2 \right). \quad (4)$$

Для оценки резонансных характеристик в полной мере проанализируем мощность квадруполя магнитного типа:

$$\mathbf{Qm} = \frac{\omega^6}{20c^5} \left(\left| \frac{1}{3c} \int ((\mathbf{r} \times \mathbf{j})_\alpha r_\beta + (\mathbf{r} \times \mathbf{j})_\beta r_\alpha) d^3 \mathbf{r} \right|^2 \right). \quad (5)$$

Важно заметить, что при анализе необходимо правильно выбрать точку отсчета, так как мощности магнитного, тороидного диполя и мультиполей старших порядков имеют разную зависимость от r .

Полученный спектр интенсивностей мультиполей для режима с минимальным сопротивлением в PiN-диоде (рис. 4а) хорошо описывает амплитудно-частотную характеристику метаматериала. Минимум отражения электромагнитной волны связан с минимальным вкладом электрического дипольного момента и максимальным вкладом тороидного дипольного момента в рассеяние. В случае отсутствия разности потенциалов на ножках диода спектр сглаживается (рис. 4б) и пропадает ярко выраженное превосходство среди мультиполей. Магнитный дипольный момент, а также квадрупольные эффекты не дают вклада в резонансную картину метаматериала такой структуры.

Для подтверждения полученных результатов был изготовлен образец метаматериала методом химического травления (рис. 1б). В качестве проводящего слоя мы использовали медное напыление на листе текстолита, что позволило изготовить образец метаматериала с большим количеством метамолекул. Такие параметры исключают краевые эффекты, связанные с интерференцией на границе метаматериала. Для экспериментальных исследований использовался метод двух рупорных антенн. Спектры отражения измерялись двумя антеннами с помощью векторного анализатора цепей Rohde & Schwarz ZVB20 в безэховой камере, при этом образец располагался в дальней зоне на расстоянии $\sim 4\lambda$. График, полученный экспериментально (рис. 2б) в значительной степени повторяет результат моделирования. Небольшое отли-

чие резонансных частот связано, в первую очередь, с диэлектрической проницаемостью подложки. Наблюдаемое переключение между режимами прохождения (синяя кривая)/отражения (красная кривая) в районе частоты 3.4 ГГц осуществлялось путем изменения сопротивления PiN-диода.

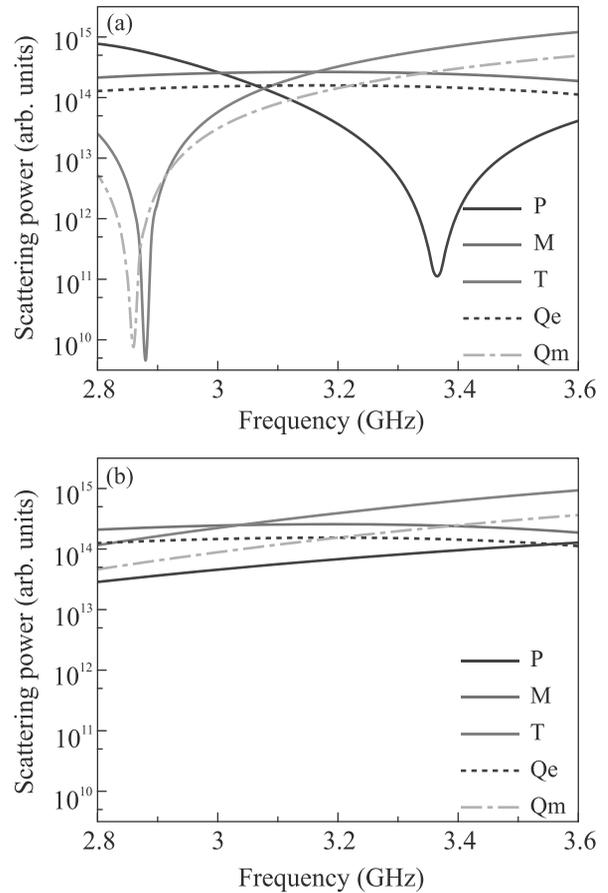


Рис. 4. (Цветной онлайн) Мультипольная декомпозиция. Спектр интенсивностей, включающий 5 основных мультипольных вкладов: (а) – режим с минимальным сопротивлением PiN-диода; (б) – режим с максимальным сопротивлением

Таким образом, мы исследовали спектральные характеристики метаматериала в СВЧ диапазоне. За счет предложенной топологии, метаматериал обладает сильной концентрацией токов и характеризуется тороидным дипольным моментом, который определяет спектральный отклик системы. Соответственно, помещение в конструкцию метамолекул метаматериала нелинейного элемента, свойства которого могут изменяться внешними воздействиями, такими как напряжение/ток или за счет оптической накачки, дает возможность манипулировать его свойствами для создания модуляторов, управляемых экранов

различных диапазонов волн. Наш пример использования PiN -диодов показал, что спектральные свойства метаматериала можно переключать в режиме прохождения/отражения. Такие метаматериалы будут перспективны для создания элементов клокинга и экранов для задач электромагнитной совместимости. Одно из применений метаматериала может быть в области создания высокочувствительных сенсоров электромагнитных полей различного диапазона.

Экспериментальная часть работы выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 20-32-90153), мультипольное разложение и моделирование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект # 21-19-00138).

1. R. W. Wood, *Phys. Rev.* **15**, 123 (1902).
2. U. Leonhardt, *Science* **312**, 1777 (2006).
3. J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, *Science* **312**, 1780 (2006).
4. F. Romain, M. Francesco, and A. Andrea, *Phys. Rev. Applied* **4**, 037001 (2015).
5. А. Н. Лагарьков, М. А. Погосян, *Вестник Российской академии наук* **73**, 779 (2003).
6. А. П. Слобожанюк, П. В. Капитанова, И. В. Шадрин, П. А. Белов, Ю. С. Кившарь, *Письма в ЖЭТФ* **95**(12), 693 (2012).
7. В. Г. Веселаго, *УФН* **92**, 517 (1967).
8. А. А. Комар, Д. Н. Нешев, А. Е. Мирошниченко, *Письма в ЖЭТФ* **106**(11), 677 (2017).
9. Е. Э. Маслова, М. Ф. Лимонов, М. В. Рыбин, *Письма в ЖЭТФ* **109**(5), 347 (2019).
10. T. Kaelberer, V. A. Fedotov, N. Papasimakis, D. P. Tsai, and N. I. Zheludev, *Science* **330**, 1510 (2010).
11. N. Papasimakis, V. A. Fedotov, V. Savinov, T. A. Raybould, and N. I. Zheludev, *Nat. Mater.* **15**, 263 (2016).
12. V. A. Fedotov, A. V. Rogacheva, V. Savinov, D. P. Tsai, and N. I. Zheludev, *Sci. Rep.* **3**, 2967 (2013).
13. N. A. Nemkov, A. A. Basharin, and V. A. Fedotov, *Phys. Rev. B* **95**, 165134 (2016).
14. A. A. Basharin, V. Chuguevsky, N. Volsky, M. Kafesaki, and E. N. Economou, *Phys. Rev. B* **95**, 035104 (2017).
15. M. V. Cojocari, A. K. Ospanova, V. I. Chichkov, M. Navarro-Cia, A. Gorodetsky, and A. A. Basharin, *Phys. Rev. B* **104**, 075408 (2021).
16. A. E. Miroshnichenko, A. B. Evlyukhin, Y. F. Yu, R. M. Bakker, A. Chipouline, A. I. Kuznetsov, B. Luk'yanchuk, B. N. Chichkov, and Y. S. Kivshar, *Nat. Commun.* **6**, 8069 (2015).
17. A. C. Tasolamprou, O. Tsilipakos, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and E. N. Economou, *Phys. Rev. B* **94**, 205433 (2016).
18. A. B. Evlyukhin, T. Fischer, C. Reinhardt, and B. N. Chichkov, *Phys. Rev. B* **94**, 205434 (2016).
19. H. Xiang, L. Ge, L. Liu, T. Jiang, Z. Q. Zhang, C. T. Chan, and D. Han, *Phys. Rev. B* **95**, 045403 (2017).
20. Y. Fan, Z. Wei, H. Li, H. Chen, and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. B* **87**, 115417 (2013).
21. M. Gupta, V. Savinov, N. Xu, L. Cong, G. Dayal, S. Wang, W. Zhang, N. I. Zheludev, and R. Singh, *Adv. Mater.* **28**, 8206 (2016).
22. V. Savinov, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev, *Phys. Rev. B* **89**, 205112 (2014).

Авторский указатель томов 113–114 за 2021 г.

- Alekseev P. A.** (см. Savchenkov P. S.) - 114/9/608
- Alsobhi B. O.** (см. Shabara R. M.) - 113/5/326
- Andjelkovic L.** (см. Suljagic M.) - 113/4/236
- Aristov D. N.** (см. Niyazov R. A.) - 113/11/729
- Astafiev A. A.** Enhanced nonlinear photoluminescence of Au-carbon dot nanohybrids produced by photocatalytic reduction of Au(III) ions. Astafiev A.A., Shakhov A.M., Minayeva S.A., Nadtochenko V.A. - 114/11/740
- Barash Yu. S.** (см. Esin V. D.) - 113/10/695
- Belik A. A.** (см. Zhidkov I. S.) - 114/9/627
- Boroun G. R.** Effect of the parameterization of the distribution functions on the longitudinal structure function at small x . Boroun G.R. - 114/1/3
- Cheng H.** (см. Zhang R.) - 114/7/435
- Cholakh S. O.** (см. Zhidkov I. S.) - 114/9/627
- Chu J. H.** (см. Xu Y. E.) - 113/2/131
- Danilov A. N.** (см. Demyanova A. S.) - 114/6/351
- Demyanova A. S.** Search for exotic states in ^{13}C . Demyanova A.S., Danilov A.N., Dmitriev S.V., Ogloblin A.A., Starastin V.I., Goncharov S.A., Janseitov D.M. - 114/6/351
- Deviatov E. V.** (см. Orlova N. N.) - 113/6/390
(см. Esin V. D.) - 113/10/695
- Dickmann S.** Stochastization of long living spin-cyclotron excitations in a spin-unpolarised quantum Hall system. Dickmann S., Kaysin B. D. - 114/10/657
- Dmitriev A. P.** Resonant excitation of oscillator with randomly shifted levels. Dmitriev A.P. - 113/2/132
- Dmitriev S. V.** (см. Demyanova A. S.) - 114/6/351
- Esin V. D.** Coalescence of Andreev bound states on the surface of a chiral topological semimetal. Esin V.D., Barash Yu.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 113/10/695
- Feng Z.-B.** (см. Yan R.-Y.) - 114/6/358
- Fujimori A.** (см. Zhidkov I. S.) - 114/9/627
- Garifullin I. A.** (см. Kamashev A. A.) - 113/3/210
- Goncharov S. A.** (см. Demyanova A. S.) - 114/6/351
- Guo J.** (см. Savchenkov P. S.) - 114/9/608
- Guo X.** (см. Zhang R.) - 114/7/435
- Han M.** (см. Zhang R.) - 114/7/435
- Iorsh I. V.** (см. Kolodny S. A.) - 114/3/154
- Ioselevich A. S.** Two-impurity scattering in quasi-one-dimensional systems. Ioselevich A.S., Peshcherenko N.S. - 114/1/41
- Irkhin V. Yu.** Topological phase transitions in strongly correlated systems: application to $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. Irkhin V.Yu., Skryabin Yu.N. - 114/9/625
- Iskrenovic P.** (см. Suljagic M.) - 113/4/236
- Janseitov D. M.** (см. Demyanova A. S.) - 114/6/351
- Jia T.** (см. Zhang R.) - 114/7/435
- Kachorovskii V. Yu.** (см. Niyazov R. A.) - 113/11/729
- Kalenkov M. S.** Phase-coherent thermoelectricity in superconducting hybrids (Mini-review). Kalenkov M.S., Zaikin A.D. - 114/10/659
- Kamashev A. A.** Proximity effect in heterostructures based on superconductor/half-metal system. Kamashev A.A., Garifullin I.A. - 113/3/210
- Kaysin B. D.** (см. Dickmann S.) - 114/10/657
- Kolesnikov N. N.** (см. Orlova N. N.) - 113/6/390
(см. Esin V. D.) - 113/10/695
- Kolodny S. A.** Enhancement of second-harmonic generation in micropillar resonator due to the engineered destructive interference. Kolodny S.A., Kozin V.K., Iorsh I.V. - 114/3/154
- Korotin M. A.** (см. Zainullina V. M.) - 114/5/346
- Kozin V. K.** (см. Kolodny S. A.) - 114/3/154
- Kukhareenko A. I.** (см. Zhidkov I. S.) - 114/9/627
- Kukovitsky E.** (см. Sakhin V.) - 113/4/265
- Kurmaev E. Z.** (см. Zhidkov I. S.) - 114/9/627
- Lebed A. G.** Perpendicular upper critical magnetic field in a layered d -wave superconductor. Lebed A.G. - 113/11/731
Reentrant orbital effect against superconductivity in the quasi-two-dimensional superconductor NbS_2 . Lebed A.G. - 114/8/551
- Liang S.** (см. Zhang M.) - 114/6/365
- Likhovid N. A.** Search for a heavy neutrino in the mass range under 750 keV using electron capture in ^7Be . Likhovid N.A., Pantuev V.S. - 114/1/4
- Liu X.** (см. Zhang R.) - 114/7/435
- Luchkin V. N.** Non-stationary spin-polarized tunneling through a quantum dot coupled to noncollinearly polarized ferromagnetic leads. Luchkin V.N., Mantsevich V.N., Maslova N.S. - 113/11/727
- Mantsevich V. N.** (см. Luchkin V. N.) - 113/11/727
- Maslova N. S.** (см. Luchkin V. N.) - 113/11/727
- Milenkovic M. R.** (см. Suljagic M.) - 113/4/236
- Minayeva S. A.** (см. Astafiev A. A.) - 114/11/740
- Mitkin P. G.** Macroscopic manifestations of quantum anomalies in hydrodynamics (Mini-review). Mitkin P.G., Zakharov V.I. - 113/7/446
- Mohammadpour H.** Double quantum dot FET on graphene. Mohammadpour H. - 114/11/777
- Nadtochenko V. A.** (см. Astafiev A. A.) - 114/11/740
- Naryshkin Yu. G.** Search for new heavy Higgs bosons in ATLAS and CMS experiments at LHC (Mini-review). Naryshkin Yu.G. - 113/4/221
- Nikolic A. S.** (см. Suljagic M.) - 113/4/236
- Niyazov R. A.** Aharonov–Bohm interferometry based on helical edge states (Mini-review). Niyazov R.A., Aristov D.N., Kachorovskii V.Yu. - 113/11/729
- Ogloblin A. A.** (см. Demyanova A. S.) - 114/6/351
- Orlova N. N.** Evidence of the ferroelectric polarization in charge transport through WTe_2 Weyl semimetal surface. Orlova N.N., Ryshkov N.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 113/6/390

- Pantuev V. S.** (см. Likhovid N. A.) - 114/1/4
- Peshcherenko N. S.** (см. Ioselevich A. S.) - 114/1/41
- Pikalov A.** Holographic model of exciton condensation in double monolayer Dirac semimetal. Pikalov A. - 113/4/274
- Qiu H.** (см. Zhang R.) - 114/7/435
- Remigio A. S.** Using relativistic kinematics to generalize the series solution of Bethe stopping power obtained from Laplace–Adomian Decomposition method. Remigio A.S. - 113/9/587
- Roy A. M.** Influence of nanoscale parameters on solid-solid phase transformation in Octogen crystal: multiple solution and temperature effect. Roy A.M. - 113/4/263
- Ryshkov N. S.** (см. Orlova N. N.) - 113/6/390
- Sakhin V.** To the inhomogeneous bulk state of the $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ topological insulator as revealed by ESR of the charge carriers. Sakhin V., Kukovitsky E., Talanov Yu., Teitel'baum G. - 113/4/265
- Savchenkov P. S.** Evidence of homogeneous intermediate valence coexisting with long-range magnetic order in $\text{EuCu}_2(\text{Si,Ge})_2$. Savchenkov P.S., Sidorov V.A., Guo J., Sun L., Alekseev P.A. - 114/9/608
- Shabara R. M.** Calculations of structural, elastic and magnetic properties of the novel full Heusler alloys Ru_2XY ($X = \text{Nb, Mn}$) and ($Y = \text{Te, Sb}$). Shabara R.M., Alsobhi B.O. - 113/5/326
- Shakhov A. M.** (см. Astafiev A. A.) - 114/11/740
- Shorokhov A. S.** (см. Ustinov A. S.) - 114/12/787
- Sidorov V. A.** (см. Savchenkov P. S.) - 114/9/608
- Simonov Yu. A.** Understanding two slopes in the $pp(\overline{pp})$ differential cross sections. Simonov Yu.A. - 113/9/589
- Skryabin Yu. N.** (см. Irkhin V. Yu.) - 114/9/625
- Smirnova D. A.** (см. Ustinov A. S.) - 114/12/787
- Song F.** (см. Zhang M.) - 114/6/365
- Starastin V. I.** (см. Demyanova A. S.) - 114/6/351
- Streltsov S. V.** (см. Zhidkov I. S.) - 114/9/627
- Suljagic M.** Light-transmitting measurements through starch-coated cobalt ferrite ferrofluids exposed to an external magnetic field. Šuljagić M., Andjelković L., Iskrenović, Nikolić A.S., Milenković M.R. - 113/4/236
- Sun L.** (см. Savchenkov P. S.) - 114/9/608
- Talanov Yu.** (см. Sakhin V.) - 113/4/265
- Taran L. S.** (см. Zhidkov I. S.) - 114/9/627
- Teitel'baum G.** (см. Sakhin V.) - 113/4/265
- Timonina A. V.** (см. Orlova N. N.) - 113/6/390
(см. Esin V. D.) - 113/10/695
- Ustinov A. S.** Topological photonics (Mini-review). Ustinov A.S., Shorokhov A.S., Smirnova D.A. - 114/12/787
- Volovik G. E.** Analog of gravitational anomaly in topological chiral superconductors. Volovik G.E. - 113/8/546
Negative temperature: further extensions. Volovik G.E. - 113/9/624
- Type-II Weyl semimetal vs gravastar. Volovik G.E. - 114/4/273
- Xu Y. E.** Induction of room temperature ferromagnetism in N-doped yttrium oxide: a first-principle calculation. Xu Y.E., Chu J.H. - 113/2/131
- Yan R.-Y.** Population transfer in a nitrogen-vacancy spin qutrit via shortcuts to adiabaticity with simplified drivings. Yan R.-Y., Feng Z.-B. - 114/6/358
- Zaikin A. D.** (см. Kalenkov M. S.) - 114/10/659
- Zainullina V. M.** Influence of cation impurities and both cation and anion nonstoichiometry on aluminum oxide energy gap width. Zainullina V.M., Korotin M.A. - 114/5/346
- Zakharov V. I.** (см. Mitkin P. G.) - 113/7/446
- Zakhvataev V. E.** A statistical model for short-wavelength collective chain fluctuations in a lipid bilayer under a high external electric field. Zakhvataev V.E. - 114/6/400
- Zaslavskii O. B.** Super-Penrose process for nonextremal black holes. Zaslavskii O.B. - 113/12/789
- Zhang M.** Facile fabrication of Cu_2O thin film with high Seebeck coefficient. Zhang M., Song F., Liang S. - 114/6/365
- Zhang R.** Plasmonic metasurface filter with full color sensitivity and narrow band-pass in visible region. Zhang R., Guo X., Qiu H., Liu X., Han M., Jia T., Cheng H. - 114/7/435
- Zhidkov I. S.** Cu-site disorder in CuAl_2O_4 as studied by XPS spectroscopy. Zhidkov I.S., Belik A.A., Kukharensko A.I., Cholakh S.O., Taran L.S., Fujimori A., Streltsov S.V., Kurmaev E.Z. - 114/9/627
- Zubkov M. A.** Classification of emergent Weyl spinors in multi-fermion systems. Zubkov M.A. - 113/7/448
- Абеди С.** (см. Быков А. А.) - 114/7/486
- Аверкиев Н. С.** (см. Сарычев М. Н.) - 113/1/52
(см. Богословский Н. А.) - 114/6/383
- Агафонцев Д. С.** Отсутствие неустойчивости тангенциального разрыва для вихревых блинов. Агафонцев Д.С., Кузнецов Е.А., Майлыбаев А.А. - 114/2/67
- Агеев Э. И.** (см. Ларин А. О.) - 114/11/749
- Азаревич А. Н.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Айдакина Н. А.** (см. Зудин И. Ю.) - 113/2/96
- Аксенов М. Д.** (см. Заливако И. В.) - 114/2/53
- Аксенов С. Н.** Фазовый переход в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при высоких давлениях по данным спектроскопии комбинационного рассеяния. Аксенов С.Н., Миронович А.А., Любутин И.С., Иванова А.И., Троян И.А., Садыков Р.А., Сиддхартха С Саксена (Монту), Гаврилюк А.Г. - 114/12/802
- Алексеев В. А.** Переход-спутник резонансного дублета атома Na в смеси с CF_4 . Алексеев В.А., Пастор А.А., Сердобинцев П.Ю., Вартамян Т.А. - 114/2/60
- Альшиц В. И.** (см. Петржик Е. А.) - 113/10/678
- Андреева М. А.** (см. Баулин Р. А.) - 113/3/175
- Андреева М. С.** (см. Почечуев М. С.) - 114/8/520

- Андреев И. В.** (см. Зарезин А. М.) - 113/11/740
(см. Семенов Н. Д.) - 114/10/669
- Андреанов Е. С.** (см. Вовченко И. В.) - 114/1/43
- Аникин А. А.** Нерезонансные эффекты в двухфотонной спектроскопии атома водорода: приложение к расчету зарядового радиуса протона. Аникин А.А., Залялютдинов Т.А., Соловьев Д.А. - 114/4/212
- Анисимов А. Н.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323
(см. Бабунц Р. А.) - 114/8/533
- Аристова И. М.** (см. Аристов В. Ю.) - 113/3/189
- Аристов В. Ю.** Наноструктурированный графен на β -SiC/Si(001): атомная и электронная структура, магнитные и транспортные свойства (Миниобзор). Аристов В.Ю., Чайка А.Н., Молодцова О.В., Аристова И.М., Поторочин Д.В. - 113/3/189
- Аронин А. С.** (см. Кончаков Р. А.) - 113/5/341
- Архипенко М. В.** (см. Бункин А. Ф.) - 113/11/763
- Архипов М. В.** (см. Архипов Р. М.) - 113/4/237
(см. Архипов Р. М.) - 114/3/156
(см. Архипов Р. М.) - 114/5/298
- Архипов Р. М.** Генерация предельно коротких аттосекундных и терагерцовых импульсов на основе коллективного спонтанного излучения тонкой резонансной среды (Миниобзор). Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Жукова М.О., Цыпкин А.Н., Розанов Н.Н. - 113/4/237
Электромагнитно индуцированные решетки атомных населенностей, создаваемые с помощью предельно коротких световых импульсов (Миниобзор). Архипов Р.М. - 113/10/636
Атомная мера электрической площади униполярного светового импульса. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. - 114/3/156
Особенности возбуждения квантовых систем малочисленными аттосекундными световыми импульсами – интерференция площадей огибающей и электрической площади импульса. Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. - 114/5/298
- Асадчиков В. Е.** (см. Золотов Д. А.) - 113/3/161
(см. Баулин Р. А.) - 113/3/175
(см. Тихонов А. М.) - 114/10/674
- Астахов Г. В.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323
- Афонин А. Г.** Использование новых кристаллических устройств на ускорителе У-70. Афонин А.Г., Баранов В.Т., Барнов Е.В., Бритвич Г.И., Лобанов И.С., Полуэктов И.В., Решетников С.Ф., Савин Д.А., Сандомирский Ю.Е., Смаглюк Д.С., Терехов В.И., Чесноков М.Ю., Чесноков Ю.А., Чирков П.Н., Янович А.А. - 113/4/223
- Ашитков С. И.** (см. Иногамов Н. А.) - 113/2/84
(см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Бабенко П. Ю.** (см. Зиновьев А. Н.) - 114/1/13
- Бабунц Р. А.** Полностью оптическая регистрация сверхтонких электронно-ядерных взаимодействий в спиновых центрах в кристаллах 6H-SiC с модифицированным изотопным составом ^{13}C . Бабунц Р.А., Анисимов А.Н., Бреев И.Д., Гурин А.С., Бундакова А.П., Музафарова М.В., Мохов Е.Н., Баранов П.Г. - 114/8/533
- Бабушкин И.** (см. Архипов Р. М.) - 114/5/298
- Багаев В. С.** (см. Кривобок В. С.) - 114/2/96
- Бакаров А. К.** (см. Быков А. А.) - 114/7/486
- Бакшеев Д. Г.** (см. Ткаченко В. А.) - 113/5/328
- Балакин Д. А.** Адаптивная фантомная оптика. Балакин Д.А., Белинский А.В. - 113/9/590
- Балацкий Д. В.** (см. Князев Ю. В.) - 113/4/267
- Банников М. И.** (см. Казаков А. С.) - 113/8/548
- Баранов В. Т.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Баранов П. Г.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323
(см. Бабунц Р. А.) - 114/8/533
- Барнов Е. В.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Баулин Р. А.** Скошенное магнитное межслойное упорядочение в $[\text{Fe}(3.0 \text{ нм})/\text{Cr}(1.2 \text{ нм})]_{10}$ структуре, выявленное методом синхротронной мессбауэровской рефлектометрии с поляризационным анализом. Баулин Р.А., Андреева М.А., Чумаков А.И., Бессас Д., Рошин Б.С., Каримов Д.Н., Асадчиков В.Е. - 113/3/175
- Башарин А. А.** (см. Стенищев И. В.) - 114/12/833
- Баюков О. А.** (см. Князев Ю. В.) - 113/4/267
- Белинский А. В.** (см. Балакин Д. А.) - 113/9/590
- Белогорлов А. А.** (см. Борман В. Д.) - 113/6/378
- Белозеров Е. И.** (см. Журавлев А. С.) - 114/7/474
- Белоплотов Д. В.** О механизме генерации убегающих электронов после пробоя промежутка. Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф., Шкляев В.А., Сорочкин Д.А. - 113/2/133
- Бельская Н. А.** (см. Князев Ю. В.) - 113/4/267
(см. Казак Н. В.) - 114/2/89
- Бессас Д.** (см. Баулин Р. А.) - 113/3/175
- Бессонов В. О.** (см. Сафронов К. Р.) - 114/6/360
- Бибичева С. А.** (см. Красин Г. К.) - 114/3/147
- Блошкин А. А.** (см. Якимов А. И.) - 113/8/501
- Бобров А. А.** Диполь-дипольное уширение при селективном отражении мощного лазерного излучения от границы диэлектрика и плотного резонансного газа. Бобров А.А., Саакян С.А., Саутенков В.А., Зеленер Б.Б. - 114/9/604
- Богач А. В.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Богданова Н. А.** (см. Богданов Ю. И.) - 114/6/391
- Богданов Ю. И.** Решение уравнения Шредингера на квантовом компьютере методом Залки-Визнера с учетом квантовых шумов. Богданов Ю.И., Богданова Н.А., Фастовец Д.В., Лукичев В.Ф. - 114/6/391
- Богословский Н. А.** Спин-флуктуационный переход в неупорядоченной модели Изинга. Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С. - 114/6/383
- Боднарчук Я. В.** (см. Волк Т. Р.) - 113/12/797
- Бондаревская А. С.** (см. Сарычев М. Н.) - 113/1/52
- Борисенко А. С.** (см. Заливако И. В.) - 114/2/53
(см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291

- (см. Семенин Н. В.) - 114/8/553
- Борисова С. Д.** (см. Русина Г. Г.) - 114/2/82
- Борман В. Д.** Кооперативный транспорт несмачивающей жидкости в случайной системе нанопор. Борман В.Д., Белогорлов А.А., Тронин И.В. - 113/6/378
- Бочкарев С. Г.** (см. Гожев Д. А.) - 114/4/233
- Бражкин В. В.** Новые фазовые превращения под давлением в висмутине. Бражкин В.В., Дюжева Т.И., Зибров И.П. - 114/8/541
- Бреев И. Д.** Влияние механических напряжений на расщепление спиновых подуровней в 4H-SiC. Бреев И.Д., Лихачев К.В., Яковлева В.В., Вейшторг И.П., Скоморохов А.М., Нагалюк С.С., Мохов Е.Н., Астахов Г.В., Баранов П.Г., Анисимов А.Н. - 114/5/323 (см. Бабунц Р. А.) - 114/8/533
- Брискина Ч. М.** (см. Тарасов А. П.) - 114/9/596
- Бритвич Г. И.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Бронин С. Я.** Физические процессы при формировании стационарной ультрахолодной неидеальной плазмы. Бронин С.Я., Вихров Е.В., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В. - 114/10/643
- Бугров А. Н.** (см. Рунов В. В.) - 113/6/385
- Буздин А. И.** (см. Самохвалов А. В.) - 113/1/38 (см. Миронов С. В.) - 113/2/102
- Бузмаков А. В.** (см. Золотов Д. А.) - 113/3/161
- Бундакова А. П.** (см. Бабунц Р. А.) - 114/8/533
- Бункин А. Ф.** (см. Давыдов М. А.) - 113/7/435
Переключение моды собственных низкочастотных колебаний вируса табачной мозаики при изменении температуры его водной суспензии. Бункин А.Ф., Давыдов М.А., Федоров А.Н., Архипенко М.В., Ощурко В.Б., Першин С.М. - 113/11/763
- Бутенко А. В.** Вакуумные условия и время жизни пучка однозарядных ионов гелия Бустере NICA (Первый сеанс). Бутенко А.В., Галимов А.Р., Мешков И.Н., Сыресин Е.М., Толстихина И.Ю., Тузинов А.В., Филиппов А.В., Ходжибагян Г.Г., Шевелько В.П. - 113/12/784
- Бутылкин В. С.** (см. Крафтмахер Г. А.) - 114/9/586
- Быков А. А.** Подавление магнито-междозонных осцилляций сопротивления крупномасштабными флуктуациями междозонного энергетического расщепления. Быков А.А., Номоконов Д.В., Горан А.В., Стрыгин И.С., Бакаров А.К., Абеди С., Виткалов С.А. - 114/7/486
- Быченков В. Ю.** (см. Гожев Д. А.) - 114/4/233
Релятивистский самозахват экстремального лазерного света в неоднородной плазме. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. - 114/10/650
- Валуев К. А.** (см. Левин В. М.) - 113/1/68
- Вальков В. В.** Расщепление спектра фермиевских возбуждений топологического изолятора зарядовыми флуктуациями. Вальков В.В. - 114/12/812
- Ваньков А. Б.** Многочастичные эффекты в спектре коллективных возбуждений сильно взаимодействующих двумерных электронных систем (Миниобзор). Ваньков А.Б., Кукушкин И.В. - 113/2/112
- Варлачев В. А.** Измерение S-фактора реакции $T(^1H, \gamma)^4He$ в астрофизической области энергий. Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Нечаев Б.А., Пеньков Ф.М., Филиппович М., Филиппов А.В., Флусова Д.С., Чумаков Д.К., Шувалов Е.Н. - 113/4/229
- Варнаков С. Н.** (см. Овчинников С. Г.) - 114/3/192
- Вартанян Т. А.** (см. Алексеев В. А.) - 114/2/60
- Василик В. А.** (см. Дроздов К. А.) - 114/11/742
- Васильев А. Н.** (см. Гимазов И. И.) - 113/7/450
- Васильев Н. Н.** Двумерный полуметалл в HgTe квантовых ямах толщиной 14 нм. Васильев Н.Н., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Ганичев С.Д. - 113/7/463
- Вахрушев В. О.** (см. Пермякова И. Е.) - 113/7/468
- Вдовин Е. Е.** Влияние мощности излучения на модификацию осцилляций фототока в однобарьерных $p-i-n$ GaAs/AlAs/GaAs гетероструктурах с InAs квантовыми точками. Вдовин Е.Е., Ханин Ю.Н. - 113/9/605 (см. Ханин Ю. Н.) - 114/6/366
- Вейшторг И. П.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323
- Вильшанская Е. В.** (см. Зеленер Б. Б.) - 113/2/92
- Винокур В. М.** (см. Дураков Д. Е.) - 114/2/72
- Виткалов С. А.** (см. Быков А. А.) - 114/7/486
- Вихров Е. В.** (см. Бронин С. Я.) - 114/10/643
- Вишнякова Г. А.** (см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291
- Вовченко И. В.** Модель для описания релаксации квантовомеханических систем с близко лежащими уровнями энергий. Вовченко И.В., Шишков В.Ю., Зябловский А.А., Андрианов Е.С. - 114/1/43
- Волков М. К.** Распад $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ в модели Намбу–Иона-Лазинио с учетом взаимодействия мезонов в конечном состоянии. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 113/12/777
Распад $\tau \rightarrow K^- \eta \nu_\tau$ в расширенной модели Намбу–Иона-Лазинио с учетом взаимодействия мезонов в конечном состоянии. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 114/4/199
Вычисление ширины распада $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ в расширенной модели НИЛ с оценкой вклада от взаимодействия каонов в конечном состоянии. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 114/6/353
- Волков Ю. О.** (см. Тихонов А. М.) - 114/10/674
- Волк Т. Р.** Микродоменная инженерия в волноводных и слоистых структурах на основе сегнетоэлектриков для применений в элементах фотоники (Миниобзор). Волк Т.Р., Боднарчук Я.В., Гайнутдинов Р.В., Коханчик Л.С., Шандаров С.М. - 113/12/797
- Воробьев Н. С.** (см. Зегря Г. Г.) - 114/4/263
- Воронин А. А.** (см. Митрофанов А. В.) - 113/5/304
- Гавриленко В. И.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399
- Гаврилкин С. Ю.** (см. Казак Н. В.) - 114/2/89
- Гаврилюк А. Г.** (см. Аксенов С. Н.) - 114/12/802
- Газизов А. Р.** Эффекты усиления вынужденного комбинационного рассеяния света в средах с близ-

- ким к нулю показателем преломления. Газизов А.Р., Харитонов А.В., Харинцев С.С. - 113/3/152 (см. Харитонов А. В.) - 114/11/756
- Гайнутдинов Р. В.** (см. Волк Т. Р.) - 113/12/797
- Гайнутдинов Р. Х.** Эффекты сильного взаимодействия в спектрах излучения квантовой точки, связанной с фононным резервуаром. Гайнутдинов Р.Х., Набиева Л.Я., Гарифуллин А.И., Ширделхавар А., Мутыгуллина А.А., Салахов М.Х. - 114/4/221
- Галахов В. Р.** (см. Удинцева М. С.) - 114/8/546
- Галеева А. В.** (см. Казаков А. С.) - 113/8/548
- Галимов А. И.** Источник неразличимых одиночных фотонов на основе эпитаксиальных InAs/GaAs квантовых точек для интеграции в схемы квантовых вычислений. Галимов А.И., Рахлин М.В., Клишко Г.В., Задиранов Ю.М., Гусева Ю.А., Трошков С.И., Шубина Т.В., Торопов А.А. - 113/4/248
- Галимов А. Р.** (см. Бутенко А. В.) - 113/12/784
- Галль Н. Р.** (см. Рутьков Е. В.) - 113/9/595
- Галынский М. В.** О передаче поляризации от начального к конечному протону в упругом процессе $e\bar{p} \rightarrow e\bar{p}$. Галынский М.В. - 113/9/579
- Ганичев С. Д.** (см. Васильев Н. Н.) - 113/7/463
- Гареева З. В.** Сверхбыстрая динамика доменных границ в антиферромагнетиках и ферромагнетиках с температурами компенсации магнитного и углового моментов (Миниобзор). Гареева З.В., Чен С.М. - 114/4/250
- Гарифуллин А. И.** (см. Гайнутдинов Р. Х.) - 114/4/221
- Гарифьянов Н. Н.** (см. Леонтьев А. В.) - 114/12/818
- Гартман А. Д.** Пространственное разделение скалярных световых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью фазовой метаповерхности. Гартман А.Д., Устинов А.С., Шорохов А.С., Федянин А.А. - 114/8/509
- Гафнер С. Л.** (см. Рыжкова Д. А.) - 113/10/669
- Гафнер Ю. Я.** (см. Рыжкова Д. А.) - 113/10/669
- Гашков М. А.** Компрессия потока убегающих электронов в воздушном зазоре с неоднородным магнитным полем. Гашков М.А., Зубарев Н.М., Зубарева О.В., Месяц Г.А., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. - 113/6/370
- Гимазов И. И.** Изменение критической температуры халькогенидов железа под влиянием примесных фаз и сверхстехиометрического железа. Гимазов И.И., Киямов А.Г., Лядов Н.М., Васильев А.Н., Чареев Д.А., Таланов Ю.И. - 113/7/450
- Гинзбург Н. С.** Спектр генерации длиноимпульсных лазеров на свободных электронах терагерцового диапазона: квазилинейная теория. Гинзбург Н.С., Кочаровская Е.Р., Сергеев А.С., Фильченков С.Е. - 113/10/655
- Глазов М. М.** Долинная ориентация электронов и экситонов в атомарно-тонких дихалькогенидах переходных металлов (Миниобзор). Глазов М.М., Ивченко Е.Л. - 113/1/10
- Глезер А. М.** (см. Пермякова И. Е.) - 113/7/468
- Глек П. Б.** (см. Митрофанов А. В.) - 113/5/304
- Глушков В. В.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Гожев Д. А.** Электронный нагрев кластерной плазмы ультракоротким лазерным импульсом. Гожев Д.А., Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. - 114/4/233
- Головизин А. А.** (см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291
- Голубев В. Г.** (см. Колмычек И. А.) - 114/8/526
- Голубь А. П.** Нестационарные процессы при формировании пылевой плазмы у поверхности Фобоса. Голубь А.П., Попель С.И. - 113/7/440
- Гончарова Е. В.** (см. Макаров А. С.) - 113/11/751
- Горан А. В.** (см. Быков А. А.) - 114/7/486
- Горбунов А. В.** Когерентность магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике. Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б. - 114/7/479
- Горчаков А. В.** (см. Федюхин Л. А.) - 114/5/304
- Градусов В. А.** Теоретическое исследование реакций в трехчастичной $e^-e^+\bar{p}$ системе и сечения образования антиводорода. Градусов В.А., Руднев В.А., Яровский Е.А., Яковлев С.Л. - 114/1/6
- Грановский А. Б.** (см. Пикалов А. М.) - 113/8/527
- Григорьев А. Д.** (см. Григорьев П. Д.) - 114/8/560
- Григорьев П. Д.** О возможности значительного увеличения времени хранения ультрахолодных нейтронов в ловушках, покрытых пленкой жидкого гелия. Григорьев П.Д., Дюгаев А.М., Могилюк Т.И., Григорьев А.Д. - 114/8/560
- Гриценко В. А.** (см. Новиков Ю. Н.) - 114/7/498
- Гришаков К. С.** (см. Подливаев А. И.) - 113/3/182 (см. Подливаев А. И.) - 114/3/172
- Громилов С. А.** (см. Князев Ю. В.) - 113/4/267
- Грызунова Н. Н.** (см. Ясников И. С.) - 114/5/333
- Гудков В. В.** (см. Сарычев М. Н.) - 113/1/52
- Гурин А. С.** (см. Бабунц Р. А.) - 114/8/533
- Гуров Ю. Б.** Образование ${}^8\text{He}$ в реакциях поглощения остановившихся пионов ${}^9\text{Be}(\pi^-, p)X$ и ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pp)X$. Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Леонова Т.И., Сандуковский В.Г., Телькушев М.В., Чернышев Б.А. - 113/3/147
- Гусаков Е. З.** Низкопороговое параметрическое возбуждение косых ленгмюровских волн, локализованных в периферийном транспортном барьере токамака, при электронном циклотронном нагреве плазмы. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. - 114/3/167
- Гусев А. И.** (см. Садовников С. И.) - 113/11/733 (см. Садовников С. И.) - 114/3/185
- Гусева Ю. А.** (см. Галимов А. И.) - 113/4/248
- Гусев Н. С.** (см. Колмычек И. А.) - 114/8/526
- Гусев С. А.** (см. Колмычек И. А.) - 114/8/526
- Гусихин П. А.** (см. Зарезин А. М.) - 113/11/740
- Гущин М. Е.** (см. Зудин И. Ю.) - 113/2/96
- Давыдов М. А.** Особенности вынужденного рассеяния в коллоидном растворе при изменении его

- физико-химических свойств под действием лазерного излучения. Давыдов М.А., Федоров А.Н., Чайков Л.Л., Бункин А.Ф., Ошурко В.Б., Першин С.М. - 113/7/435
(см. Бункин А. Ф.) - 113/11/763
- Давыдов С. Ю.** (см. Нечаев Ю. С.) - 114/6/372
- Данилов П. А.** Усиление поглощения излучения интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов видимого диапазона в пленке серебра. Данилов П.А., Кудряшов С.И., Мигдал К.П., Ривнюк А.С., Ионин А.А. - 113/5/299
(см. Кудряшов С. И.) - 113/8/495
- Формирование нанорешеток на поверхности нанопористого стекла под действием фемтосекундных лазерных импульсов видимого диапазона. Данилов П.А., Кудряшов С.И., Рупасов А.Е., Смирнов Н.А., Олейничук Е.А., Ривнюк А.С., Заколдаев Р.А. - 113/10/650
(см. Красин Г. К.) - 114/3/147
- Данилов С. Н.** (см. Казаков А. С.) - 113/8/548
- Дворецкая Е. В.** (см. Коплак О. В.) - 113/12/825
- Дворецкая Л. Н.** (см. Ларин А. О.) - 114/11/749
- Дворецкий С. А.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399
(см. Казаков А. С.) - 113/8/548
- Двуреченский А. В.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 113/1/58
(см. Якимов А. И.) - 113/8/501
- Дедков Г. В.** Низкотемпературное возрастание силы трения Ван-дер-Ваальса при относительном движении металлических пластин. Дедков Г.В. - 114/11/779
- Делев В. А.** Неупругие взаимодействия солитонов в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика. Делев В.А. - 113/1/26
- Демидов С. В.** Численное исследование многочастичного рождения в теории ϕ^4 : сравнение с аналитическими результатами. Демидов С.В., Левков Д.Г., Фархтдинов Б.Р. - 114/11/723
- Демисhev С. В.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Денисов Е. А.** (см. Нечаев Ю. С.) - 114/6/372
- Деребезов И. А.** (см. Дураков Д. Е.) - 114/2/72
- Дехтярь М. Л.** (см. Розенбаум В. М.) - 113/11/768
- Дзевисашвили Д. М.** (см. Мицкан В. А.) - 114/5/339
- Диеп Х. Т.** (см. Шарафуллин И. Ф.) - 114/9/610
- Долженко Д. Е.** (см. Казаков А. С.) - 113/8/548
- Дормидонов А. Е.** (см. Залозная Е. Д.) - 113/12/817
- Дорожкин С. И.** Поглощение микроволнового излучения двумерными электронными системами, связанное с возбуждением размерных резонансов бернштейновских мод. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Уманский В., Смет Ю.Х. - 113/10/697
- Дорофенко А. В.** (см. Пикалов А. М.) - 113/8/527
- Доценко Е.** Лестничные соотношения на функции Бесселя–Макдональда и $\text{osp}(1|2)$ цепочка Тоды. Доценко Е. - 114/7/502
- Дресвянкин Д. Н.** Магнитно-электронная неустойчивость графена на ферромагнитной подложке. Дресвянкин Д.Н., Рожков А.В., Сбойчаков А.О. - 114/12/824
- Дроздов К. А.** Оптимизация параметров фотостимулированных резистивных переключений в пленках фталоцианинов. Дроздов К.А., Крылов И.В., Василик В.А., Косов А.Д., Дубинина Т.В., Седова М.В., Рябова Л.И. - 114/11/742
- Дрофа М. А.** (см. Квон З. Д.) - 114/6/377
- Дубинина Т. В.** (см. Дроздов К. А.) - 114/11/742
- Дубинин С. С.** (см. Оглобличев В. В.) - 114/1/24
- Дудкин Г. Н.** (см. Варлачев В. А.) - 113/4/229
- Дураков Д. Е.** Особенности разрушения сверхизоляционного состояния импульсным напряжением в пленках NbTiN. Дураков Д.Е., Дерезев И.А., Винокур В.М., Миронов А.Ю. - 114/2/72
- Дьячкова И. Г.** (см. Золотов Д. А.) - 113/3/161
- Дюгаев А. М.** (см. Григорьев П. Д.) - 114/8/560
- Дюжева Т. И.** (см. Бражкин В. В.) - 114/8/541
- Евдокимов С. В.** Поиск модификации свойств ω -мезона в холодной ядерной материи в эксперименте Гиперон-М. Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С., Полищук Б.В., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангараев А.А. - 113/5/291
- Европейцев Е. А.** 2D экситоны в множественных одномонослойных квантовых ямах GaN/AlN. Европейцев Е.А., Серов Ю.М., Нечаев Д.В., Жмерик В.Н., Шубина Т.В., Торопов А.А. - 113/8/507
- Еганова Е. М.** (см. Иногамов Н. А.) - 113/2/84
- Егранов А. В.** (см. Сарычев М. Н.) - 113/1/52
- Еремин Е. В.** (см. Казак Н. В.) - 114/2/89
- Еремин М. В.** О магнитоэлектрической связи в $(\text{Ni}, \text{Cu})\text{V}_2\text{O}_4$. Еремин М.В., Нурмухаметов А.Р. - 114/1/31
- Ермаков Ю. А.** (см. Тихонов А. М.) - 114/10/674
- Есеев М. К.** Диагностика наносистем с использованием ультракоротких рентгеновских импульсов: теория и эксперимент (Миниобзор). Есеев М.К., Матвеев В.И., Макаров Д.Н. - 114/7/444
- Ефремов А. В.** (см. Удинцева М. С.) - 114/8/546
- Жаднов Н. О.** (см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291
- Жаховский В. В.** (см. Иногамов Н. А.) - 113/2/84
(см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Жевстовских И. В.** (см. Сарычев М. Н.) - 113/1/52
- Желтиков А. М.** (см. Смирнов М. А.) - 113/1/3
(см. Почечуев М. С.) - 114/8/520
- Желтиков А. М.** (см. Митрофанов А. В.) - 113/5/304
- Жмерик В. Н.** (см. Европейцев Е. А.) - 113/8/507
- Жолудев М. С.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399
- Жукова М. О.** (см. Архипов Р. М.) - 113/4/237
- Журавлев А. С.** Резонансное отражение света в лафлиновском состоянии 1/3. Журавлев А.С., Кулик Л.В., Мусина Л.И., Белозеров Е.И., Загитова А.А., Кукушкин И.В. - 114/7/474
- Загитова А. А.** (см. Журавлев А. С.) - 114/7/474
- Задиранов Ю. М.** (см. Галимов А. И.) - 113/4/248
- Задорожная Л. А.** (см. Тарасов А. П.) - 114/9/596

- Зайцев-Зотов С. В.** (см. Зыбцев С. Г.) - 114/1/36
- Заколдаев Р. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 113/8/495
(см. Данилов П. А.) - 113/10/650
- Заливако И. В.** Экспериментальное исследование оптического кубита на квадрупольном переходе 435 нм в ионе $^{171}\text{Yb}^+$. Заливако И.В., Семериков И.А., Борисенко А.С., Аксенов М.Д., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 114/2/53
(см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291
(см. Семенин Н. В.) - 114/8/553
- Залозная Е. Д.** Параметры световой пули. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. - 113/12/817
- Залялютдинов Т. А.** (см. Аникин А. А.) - 114/4/212
- Зарезин А. М.** Плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах (Миниобзор). Зарезин А.М., Гусихин П.А., Андреев И.В., Муравьев В.М., Кукушкин И.В. - 113/11/740
- Зегря А. Г.** (см. Зегря Г. Г.) - 114/4/263
(см. Морозов В. А.) - 114/10/680
- Зегря Г. Г.** Лазерный эффект при взрыве пористого кремния. Зегря Г.Г., Шашков Е.В., Карпова А.А., Воробьев Н.С., Фрейман В.М., Зегря А.Г., Соломонов Ю.С. - 114/4/263
(см. Морозов В. А.) - 114/10/680
- Зеленер Б. Б.** Диагностика разреженной ультрахолодной плазмы на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов ^{40}Ca . Зеленер Б.Б., Вильшанская Е.В., Саакян С.А., Саутенков В.А., Зеленер Б.В., Фортгов В.Е. - 113/2/92
(см. Бобров А. А.) - 114/9/604
(см. Бронин С. Я.) - 114/10/643
- Зеленер Б. В.** (см. Зеленер Б. Б.) - 113/2/92
(см. Бронин С. Я.) - 114/10/643
- Зибров И. П.** (см. Бражкин В. В.) - 114/8/541
- Зиновьева А. Ф.** Электронный парамагнитный резонанс в структурах с кольцевыми молекулами GeSi квантовых точек. Зиновьева А.Ф., Зиновьев В.А., Ненашев А.В., Шкляев А.А., Кулик Л.В., Двуреченский А.В. - 113/1/58
- Зиновьев А. Н.** Скейлинг для сечений образования К- вакансий при атомных столкновениях. Зиновьев А.Н., Бабенко П.Ю., Шергин А.П. - 114/1/13
- Зиновьев В. А.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 113/1/58
- Зиятдинова М. З.** (см. Турьянский А. Г.) - 114/4/228
- Золотов Д. А.** Необычные X-образные дефекты в монокристалле кремния, возникающие под действием четырехпорного изгиба. Золотов Д.А., Асадчиков В.Е., Бузмаков А.В., Дьячкова И.Г., Суворов Э.В. - 113/3/161
- Золотко А. С.** (см. Кудряшов С. И.) - 113/8/495
- Зубарева О. В.** (см. Гашков М. А.) - 113/6/370
- Зубарев Н. М.** Иницирование взрывной электронной эмиссии и убегание электронов при импульсном пробое плотных газов. Зубарев Н.М., Месяц Г.А. - 113/4/256
(см. Гашков М. А.) - 113/6/370
- Зудин И. Ю.** Широкополосная неустойчивость свистового диапазона в каверне плотности замагниченной плазмы с продольным током. Зудин И.Ю., Гуцин М.Е., Айдакина Н.А., Коробков С.В., Стриковский А.В. - 113/2/96
- Зуев Д. А.** (см. Ларин А. О.) - 114/11/749
- Зыбцев С. Г.** Новый политип NbS_3 , квазиодномерного проводника с высокотемпературной волной зарядовой плотности. Зыбцев С.Г., Табачкова Н.Ю., Покровский В.Я., Никонов С.А., Майзлах А.А., Зайцев-Зотов С.В. - 114/1/36
- Зябловский А. А.** (см. Вовченко И. В.) - 114/1/43
- Иванова А. И.** (см. Аксенов С. Н.) - 114/12/802
- Иванов К. Е.** (см. Яржемский В. Г.) - 114/10/661
- Иванькова Е. М.** (см. Рунов В. В.) - 113/6/385
- Ивченко Е. Л.** (см. Глазов М. М.) - 113/1/10
- Игнатов А. И.** (см. Иногамов Н. А.) - 113/2/84
- Изучеев В. И.** (см. Евдокимов С. В.) - 113/5/291
- Изюров В. И.** (см. Оглобличев В. В.) - 114/1/24
- Иконников А. В.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399
(см. Казаков А. С.) - 113/8/548
- Ильичев Л. В.** (см. Томилин В. А.) - 113/3/212
- Иногамов Н. А.** Дифракция на микропузырьке и морфология поверхности кремния после облучения через глицерин парой фемтосекундных лазерных импульсов. Иногамов Н.А., Ромашевский С.А., Игнатов А.И., Жаховский В.В., Хохлов В.А., Еганова Е.М., Першина Е.А., Ашитков С.И. - 113/2/84
(см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Ионин А. А.** (см. Данилов П. А.) - 113/5/299
(см. Компанец В. О.) - 113/6/365
(см. Кудряшов С. И.) - 113/8/495
- Иоселевич А. С.** Комментарий к статье “Связанные состояния отталкивающихся адсорбированных атомов” (Письма в ЖЭТФ 113(8), 523 (2021)). Иоселевич А.С. - 113/12/854
- Иоселевич П. А.** Подавление минищели в S(N/F)S контактах. Иоселевич П.А., Чукланов Д.А. - 113/10/661
- Исаев Т. А.** Относительно высокой чувствительности заселенности колебательных уровней в лазерно-охлаждаемых молекулах к интенсивности излучения. Исаев Т.А. - 114/7/493
- Казак Н. В.** (см. Князев Ю. В.) - 113/4/267
Спин-флоп переход в пироборате $\text{Co}_2\text{V}_2\text{O}_5$. Казак Н.В., Бельская Н.А., Мошкина Е.М., Соловьев Л.А., Еремин Е.В., Гаврилкин С.Ю., Овчинников С.Г. - 114/2/89
- Казаков А. С.** Роли элементов гетероструктуры на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в эффекте PT -симметричной терагерцовой фотопроводимости. Казаков А.С., Галеева А.В., Иконников А.В., Долженко Д.Е., Рябова Л.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р. - 113/8/548
- Казанцев Ю. Н.** (см. Крафтмахер Г. А.) - 114/9/586
- Кандидов В. П.** (см. Залозная Е. Д.) - 113/12/817

- Каневский В. М.** (см. Тарасов А. П.) - 114/9/596
- Каптарь Л. П.** Температурная зависимость пропагаторов глюонов и джетов в подходе Дайсона–Швингенра в приближении радуги. Каптарь Л.П., Кэмппер Б. - 114/9/579
- Капустин А. А.** (см. Дорожкин С. И.) - 113/10/697
- Каримов Д. Н.** (см. Баулин Р. А.) - 113/3/175
- Карпова А. А.** (см. Зегря Г. Г.) - 114/4/263
- Касахара Й.** (см. Могилевский М. М.) - 114/1/18
- Катин К. П.** (см. Подливаев А. И.) - 113/3/182
(см. Подливаев А. И.) - 114/3/172
- Квон З. Д.** (см. Ткаченко В. А.) - 113/5/328
(см. Васильев Н. Н.) - 113/7/463
(см. Ткаченко В. А.) - 114/2/114
Андерсоновская локализация в двумерной электронно-дырочной системе. Квон З.Д., Олышанецкий Е.Б., Дрофа М.А., Михайлов Н.Н. - 114/6/377
- Кириенко В. В.** (см. Якимов А. И.) - 113/8/501
- Кисленко В. А.** Новые аспекты увеличения емкости графена путем внедрения дефектов в водных электролитах и ионных жидкостях. Кисленко В.А., Павлов С.В., Федоров М.В., Кисленко С.А. - 114/5/311
- Кисленко С. А.** (см. Кисленко В. А.) - 114/5/311
- Китаева Г. Х.** (см. Леонтьев А. А.) - 114/10/635
- Киямов А. Г.** (см. Гимазов И. И.) - 113/7/450
- Климко Г. В.** (см. Галимов А. И.) - 113/4/248
- Клумов Б. А.** Об идентификации искаженных кристаллических кластеров. Клумов Б.А. - 114/7/467
- Князев Ю. В.** Влияние электронной делокализации на поглощение “без отдачи” γ -квантов в варвиките $Fe_{1.75}V_{0.25}WO_4$. Князев Ю.В., Баюков О.А., Шустин М.С., Балацкий Д.В., Бельская Н.А., Громилов С.А., Сухих А.С., Руденко В.В., Казак Н.В. - 113/4/267
- Кобелев Н. П.** (см. Макаров А. С.) - 113/11/751
- Ковалев А. И.** (см. Пермякова И. Е.) - 113/7/468
- Ковалев М. С.** (см. Компанец В. О.) - 113/6/365
(см. Красин Г. К.) - 114/3/147
- Кожокар М. В.** (см. Стенищев И. В.) - 114/12/833
- Козлов Д. В.** Фототермическая ионизационная спектроскопия вакансий ртути в эпитаксиальных пленках $HgCdTe$. Козлов Д.В., Уаман Светикова Т.А., Иконников А.В., Румянцев В.В., Разова А.А., Жолудев М.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В. - 113/6/399
- Колачевский Н. Н.** (см. Заливако И. В.) - 114/2/53
(см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291
(см. Семенин Н. В.) - 114/8/553
- Колмычек И. А.** Резонансное усиление поперечного магнитооптического эффекта в плазмонных гетероструктурах опал/кобальт/серебро. Колмычек И.А., Ромашкина А.М., Майдыковский А.И., Гусев С.А., Гусев Н.С., Сапожников М.С., Голубев В.Г., Мурзина Т.В. - 114/8/526
Оптические свойства гиперболических метаматериалов (Миниобзор). Колмычек И.А., Малышева И.В., Новиков В.Б., Майдыковский А.И., Леонтьев А.П., Напольский К.С., Мурзина Т.В. - 114/11/727
- Колотинский Д. А.** Влияние структурной неоднородности и невязанных эффектов во взаимодействии макрочастиц на динамические свойства плазменно-пылевого монослоя. Колотинский Д.А., Николаев В.С., Тимофеев А.В. - 113/8/514
- Комаров П. С.** (см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Компанец В. О.** Фемтосекундная лазерная ИК-спектроскопия характеристических молекулярных колебаний бактерий в области 6 мкм. Компанец В.О., Кудряшов С.И., Толордава Э.Р., Шельгина С.Н., Соколова В.В., Сараева И.Н., Ковалев М.С., Ионин А.А., Чекалин С.В. - 113/6/365
(см. Чекалин С. В.) - 113/11/723
(см. Залозная Е. Д.) - 113/12/817
- Кондратьев В. И.** (см. Пермяков Д. В.) - 113/12/809
- Кондратюк Е. С.** (см. Евдокимов С. В.) - 113/5/291
- Кончаков Р. А.** К вопросу о механизме плавления простых металлов. Кончаков Р.А., Макаров А.С., Аронин А.С. Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 113/5/341
- Копасов А. А.** (см. Самохвалов А. В.) - 113/1/38
- Копица Г. П.** (см. Рунов В. В.) - 113/6/385
- Коплак О. В.** Спиновая релаксация в моно-ионных магнитах, замедленная полем рассеяния ферромагнитных микрочастиц. Коплак О.В., Дворецкая Е.В., Куницына Е.И., Королев Д.В., Палий А.В., Моргунов Р.Б. - 113/12/825
- Коробейщиков Н. Г.** (см. Федюхин Л. А.) - 114/5/304
- Коробков С. В.** (см. Зудин И. Ю.) - 113/2/96
- Коровушкин М. М.** (см. Мицкан В. А.) - 114/5/339
- Королев Д. В.** (см. Коплак О. В.) - 113/12/825
- Коршунов М. М.** Зонная структура оксида вольфрама $W_{20}O_{58}$ с идеальными октаэдрами. Коршунов М.М., Некрасов И.А., Павлов Н.С., Слободчиков А.А. - 113/1/63
- Косов А. Д.** (см. Дроздов К. А.) - 114/11/742
- Костикова Е. К.** (см. Нечаев Ю. С.) - 114/6/372
- Коханчик Л. С.** (см. Волк Т. Р.) - 113/12/797
- Кох К. А.** (см. Талочкин А. Б.) - 113/10/683
- Кочаровская Е. Р.** (см. Гинзбург Н. С.) - 113/10/655
- Кочаровская О. А.** (см. Радионычев Е. В.) - 114/12/789
- Красиков К. М.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Красин Г. К.** Абляция кристаллических пластин ориентации (111) и (001) ультракороткими лазерными импульсами с вращаемой линейной поляризацией. Красин Г.К., Ковалев М.С., Данилов П.А., Спепуро Н.Г., Олейничук Е.А., Бибичева С.А., Мартовицкий В.П., Кудряшов С.И. - 114/3/147
- Краснорусский В. Н.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Крафтмахер Г. А.** Трансформация микроволновых резонансных свойств метаструктур с CdS и CdSe при одно- и двухфотонном возбуждении. Крафтма-

- хер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н., Мальцев В.П., Фишер П.С. - 114/9/586
- Кривобок В. С.** Нестандартные особенности взаимодействия одиночных люминесцентных центров, сформированных ядрами частичных дислокаций в CdTe и ZnSe, с продольными оптическими фононами. Кривобок В.С., Николаев С.Н., Багаев В.С., Ченцов С.И., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А. - 114/2/96
- Крылов И. В.** (см. Дроздов К. А.) - 114/11/742
- Крючков Д. С.** (см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291
- Кудасов Ю. В.** Геликоидальное магнитное упорядочение и аномальная электропроводность PdCrO₂. Кудасов Ю.В. - 113/3/168
- Кудеяров К. С.** Сличение трех ультрастабильных лазеров через фемтосекундную гребенку частот. Кудеяров К.С., Головизин А.А., Борисенко А.С., Жаднов Н.О., Заливако И.В., Крючков Д.С., Чиглинцев Э.О., Вишнякова Г.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 114/5/291
- Кудрявцев А. Г.** О нелокальном преобразовании Дарбу для стационарных аксиально-симметричных уравнений Шредингера и Гельмгольца. Кудрявцев А.Г. - 113/6/406
- Кудряшов С. И.** (см. Данилов П. А.) - 113/5/299
(см. Компанец В. О.) - 113/6/365
Генерация массива двулучепреломляющих нанорешеток в объеме флюорита под действием ультракоротких лазерных импульсов варьруемой длительности. Кудряшов С.И., Данилов П.А., Смаев М.П., Рупасов А.Е., Золотко А.С., Ионин А.А., Заколдаев Р.А. - 113/8/495
(см. Данилов П. А.) - 113/10/650
(см. Красин Г. К.) - 114/3/147
- Кузнецов К. А.** (см. Леонтьев А. А.) - 114/10/635
- Кузнецов А. В.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Кузнецов Е. А.** (см. Агафонцев Д. С.) - 114/2/67
- Кузьмичева Т. Е.** Пниктиды семейства AFeAs (A = Li, Na) на основе щелочных металлов: современное состояние исследований электронных и сверхпроводящих свойств (Миниобзор). Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А. - 114/10/685
- Кузьмичев С. А.** (см. Кузьмичева Т. Е.) - 114/10/685
- Кукушки И. В.** (см. Хисамеева А. Р.) - 114/5/328
- Кукушкин И. В.** (см. Ваньков А. Б.) - 113/2/112
(см. Щепетильников А. В.) - 113/10/689
(см. Зарезин А. М.) - 113/11/740
(см. Журавлев А. С.) - 114/7/474
(см. Семенов Н. Д.) - 114/10/669
- Кулик Л. В.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 113/1/58
(см. Журавлев А. С.) - 114/7/474
(см. Горбунов А. В.) - 114/7/479
- Кумamoto А.** (см. Могилевский М. М.) - 114/1/18
- Куницына Е. И.** (см. Коплак О. В.) - 113/12/825
- Кутлин А. Г.** (см. Самохвалов А. В.) - 113/1/38
- Кэмпфер Б.** (см. Каптарь Л. П.) - 114/9/579
- Лапушкин С. В.** (см. Гуров Ю. Б.) - 113/3/147
- Ларин А. О.** Формирование люминесцентных структур при облучении тонких пленок a-Si:H-Er лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Ларин А.О., Агеев Э.И., Дворецкая Л.Н., Можаров А.М., Мухин И.С., Зувев Д.А. - 114/11/749
- Ларионов А. В** (см. Горбунов А. В.) - 114/7/479
- Латышев А. В.** (см. Ткаченко В. А.) - 113/5/328
(см. Ткаченко В. А.) - 114/2/114
- Левин В. М.** Локальные упругие измерения в твердых телах с использованием техники акустического трансформера. Левин В.М., Мороков Е.С., Валуев К.А. - 113/1/68
- Левков Д. Г.** (см. Демидов С. В.) - 114/11/723
- Леонидов А. В.** О неаддитивной анизотропной релятивистской гидродинамике. Леонидов А.В. - 113/9/620
- Леонова Т. И.** (см. Гуров Ю. Б.) - 113/3/147
- Леонтьев А. А.** Прямое измерение корреляционной функции оптико-терагерцовых бифотонов. Леонтьев А.А., Кузнецов К.А., Прудковский П.А., Сафроненков Д.А., Китаева Г.Х. - 114/10/635
- Леонтьев А. В.** Отрицательная фотопроводимость гетероструктуры Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃/LaMnO₃. Леонтьев А.В., Чибирев А.А., Гарифьянов Н.Н., Мамин Р.Ф. - 114/12/818
- Леонтьев А. П.** (см. Колмычек И. А.) - 114/11/727
- Литвинов А. Н.** Влияние движения атомов и столкновений с антирелаксационным покрытием стенок газовых ячеек на форму и сдвиг резонанса когерентного пленения населенностей. Литвинов А.Н., Соколов И.М. - 113/12/791
- Лихачев К. В.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323
- Лобанов И. С.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
Устойчивость и времена жизни магнитных состояний нано- и микроструктур (Миниобзор). Лобанов И.С., Поткина М.Н., Уздин В.М. - 113/12/833
- Лобок М. Г.** (см. Быгченков В. Ю.) - 114/10/650
- Ломоносова Т. А.** (см. Попруженко С. В.) - 113/5/320
- Лукичев В. Ф.** (см. Богданов Ю. И.) - 114/6/391
- Любутин И. С.** (см. Аксенов С. Н.) - 114/12/802
- Лядов Н. М.** (см. Гимазов И. И.) - 113/7/450
- Лященко С. А.** (см. Овчинников С. Г.) - 114/3/192
- Магарилл Л. И.** О долиненной намагниченности монослоев дихалькогенидов переходных металлов. Магарилл Л.И., Чаплик А.В. - 114/2/78
- Магомедов М. А.** (см. Рамазанов М. К.) - 114/11/762
- Мазагаева М. К.** (см. Рамазанов М. К.) - 114/11/762
- Майдыковский А. И.** (см. Колмычек И. А.) - 114/8/526
(см. Колмычек И. А.) - 114/11/727
- Майзлах А. А.** (см. Зыбцев С. Г.) - 114/1/36
- Майлыбаев А. А.** (см. Агафонцев Д. С.) - 114/2/67
- Макарова А.** (см. Удинцева М. С.) - 114/8/546
- Макаров А. С.** (см. Кончаков Р. А.) - 113/5/341

- Расчет фрагильности высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов на основе данных по релаксации сдвиговой упругости. Макаров А.С., Гончарова Е.В., Цзиао Ц.Ч., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 113/11/751
- Макаров Д. Н.** (см. Есеев М. К.) - 114/7/444
- Максимова О. А.** (см. Овчинников С. Г.) - 114/3/192
- Максимычев А. В.** Связанные состояния отталкивающих адсорбированных атомов. Максимычев А.В., Меньшиков Л.И., Меньшиков П.Л. - 113/8/523
- Малышева И. В.** (см. Колмычек И. А.) - 114/11/727
- Мальцев В. П.** (см. Крафтмахер Г. А.) - 114/9/586
- Мамин Р. Ф.** (см. Леонтьев А. В.) - 114/12/818
- Мамрашев А. А.** Ускорение конверсии ядерных спиновых изомеров молекул воды при их колебательном возбуждении. Мамрашев А.А., Чаповский П.Л. - 114/10/699
- Маркевич С. А.** (см. Сайко А. П.) - 113/7/486
- Мартовицкий В. П.** (см. Красин Г. К.) - 114/3/147
- Маслаков К. И.** (см. Яржемский В. Г.) - 114/10/661
- Маслов М. М.** (см. Подливаев А. И.) - 113/3/182 (см. Подливаев А. И.) - 114/3/172
- Матвеев В. И.** (см. Есеев М. К.) - 114/7/444
- Махмудиан М. М.** Кулоновский центр в монослое диалектогенидов переходных металлов. Махмудиан М.М., Чаплик А.В. - 114/9/620
- Мельников А. С.** (см. Самохвалов А. В.) - 113/1/38 (см. Миронов С. В.) - 113/2/102
- Меньшиков Л. И.** (см. Максимычев А. В.) - 113/8/523
- Меньшиков П. Л.** (см. Максимычев А. В.) - 113/8/523
- Меньшов В. Н.** Особенности поверхностных состояний собственного антиферромагнитного топологического изолятора с неколлинеарной текстурой доменных стенок. Меньшов В.Н., Русинов И.П., Чулков Е.В. - 114/11/768
- Месяц Г. А.** (см. Зубарев Н. М.) - 113/4/256 (см. Гашков М. А.) - 113/6/370
- Мешков И. Н.** (см. Бутенко А. В.) - 113/12/784
- Мигдал К. П.** (см. Данилов П. А.) - 113/5/299
- Мильштейн А. И.** Нарушение четности в рассеянии протона на углероде и кислороде. Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г. - 114/10/631
- Миннегалиев М. М.** (см. Смирнов М. А.) - 113/1/3
- Миролюбов М. А.** Спектральная характеристика и временная динамика перестраиваемых акустических резонаторов в режиме сильной связи. Миролюбов М.А., Самусев А.К., Тофтул И.Д., Петров М.И. - 113/8/553
- Миронов А.** Связь Вирасоро и суперинтегрируемости. Гауссова матричная модель. Миронов А., Мишняков В., Морозов А., Рашков Р. - 113/11/757
- Миронов А. Ю.** (см. Дураков Д. Е.) - 114/2/72
- Миронович А. А.** (см. Аксенов С. Н.) - 114/12/802
- Миронов С. В.** (см. Самохвалов А. В.) - 113/1/38
- Электромагнитный эффект близости и ЛОФФ неустойчивость в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик (Миниобзор). Миронов С.В., Самохвалов А.В., Буздин А.И., Мельников А.С. - 113/2/102
- Митрофанов А. В.** Усиление плазменных нелинейностей и генерация СВЧ-ТГц-суперконтинуума в поле субтераваттных импульсов среднего инфракрасного диапазона. Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Воронин А.А., Рожко М.В., Глек П.Б., Назаров М.М., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Желтиков А.М. - 113/5/304
- Михайлов Н. Н.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399 (см. Васильев Н. Н.) - 113/7/463 (см. Казаков А. С.) - 113/8/548 (см. Квон З. Д.) - 114/6/377
- Мицкан В. А.** Реализация концепции спинового полярона в купратных сверхпроводниках на основе диаграммной техники. Мицкан В.А., Коровушкин М.М., Дзевисашвили Д.М. - 114/5/339
- Мишняков В.** (см. Миронов А.) - 113/11/757
- Могилевский М. М.** Локализация источников двух типов “континуум” излучения. Могилевский М.М., Чугунин Д.В., Чернышов А.А., Романцова Т.В., Моисеенко И.Л, Кумамото А., Касахара Й., Тсучия Ф. - 114/1/18
- Могилюк Т. И.** (см. Григорьев П. Д.) - 114/8/560
- Можаров А. М.** (см. Ларин А. О.) - 114/11/749
- Моисеев С. А.** (см. Смирнов М. А.) - 113/1/3
- Моисеенко И. Л.** (см. Могилевский М. М.) - 114/1/18
- Молодцова О. В.** (см. Аристов В. Ю.) - 113/3/189
- Моргунов Р. Б.** (см. Коплак О. В.) - 113/12/825
- Морозов А.** (см. Миронов А.) - 113/11/757
- Морозов В. А.** Пьезоэлектрические свойства пористого кремния. Морозов В.А., Зегря А.Г., Зегря Г.Г., Савенков Г.Г. - 114/10/680
- Морозов С. В.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399 (см. Ханин Ю. Н.) - 114/6/366
- Мороков Е. С.** (см. Левин В. М.) - 113/1/68
- Мохов Е. Н.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323 (см. Бабунц Р. А.) - 114/8/533
- Мошкина Е. М.** (см. Казак Н. В.) - 114/2/89
- Музафарова М. В.** (см. Бабунц Р. А.) - 114/8/533
- Муравьев В. М.** (см. Зарезин А. М.) - 113/11/740 (см. Семенов Н. Д.) - 114/10/669
- Мурзина Т. В.** (см. Колмычек И. А.) - 114/8/526 (см. Колмычек И. А.) - 114/11/727
- Муртазаев А. К.** (см. Рамазанов М. К.) - 114/11/762
- Мусабек Г. К.** (см. Секербаев К. С.) - 114/8/515
- Мусина Л. И.** (см. Журавлев А. С.) - 114/7/474
- Муслимов А. Э.** (см. Тарасов А. П.) - 114/9/596
- Мутыгуллина А. А.** (см. Гайнутдинов Р. Х.) - 114/4/221
- Мухин И. С.** (см. Ларин А. О.) - 114/11/749
- Набиева Л. Я.** (см. Гайнутдинов Р. Х.) - 114/4/221
- Нагалюк С. С.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323
- Назаров М. М.** (см. Митрофанов А. В.) - 113/5/304

- Напольский К. С.** (см. Колмычек И. А.) - 114/11/727
- Наумов С. В.** (см. Оглобличев В. В.) - 114/1/24
(см. Солин Н. И.) - 114/3/179
(см. Удинцева М. С.) - 114/8/546
- Некоркин В. И.** (см. Шапин Д. С.) - 113/6/415
- Некрасов И. А.** (см. Коршунов М. М.) - 113/1/63
О количественном сравнении LDA + DMFT и ARPES спектральных функций. Некрасов И.А., Павлов Н.С. - 113/2/126
- Ненашев А. В.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 113/1/58
- Неронов А.** Синхротронное излучение радио-гамма-излучения и нейтринное излучение от протон-протонных взаимодействий в активных ядрах галактик. Неронов А., Семикоз Д. - 113/2/77
- Нефедов Ю. А.** (см. Щепетильников А. В.) - 113/10/689
(см. Хисамеева А. Р.) - 114/5/328
- Нечаев Б. А.** (см. Варлачев В. А.) - 113/4/229
- Нечаев Д. В.** (см. Европейцев Е. А.) - 113/8/507
- Нечаев Ю. С.** О физике и атомных механизмах интеркаляции молекулярного водорода в графитовые нановолокна. Нечаев Ю.С., Денисов Е.А., Шурыгина Н.А., Черетаева А.О., Костикова Е.К., Давыдов С.Ю. - 114/6/372
- Николаев В. С.** (см. Колотинский Д. А.) - 113/8/514
- Николаев И. В.** (см. Федюхин Л. А.) - 114/5/304
- Николаев Н. Н.** (см. Мильштейн А. И.) - 114/10/631
- Николаев С. Н.** (см. Кривобок В. С.) - 114/2/96
- Никонов С. А.** (см. Зыбцев С. Г.) - 114/1/36
- Новиков В. Б.** (см. Колмычек И. А.) - 114/11/727
- Новиков Ю. Н.** Многофононная ионизация глубоких центров в аморфном нитриде бора. Новиков Ю.Н., Гриценко В.А. - 114/7/498
- Номоконов Д. В.** (см. Быков А. А.) - 114/7/486
- Носов А. П.** (см. Оглобличев В. В.) - 114/1/24
- Нурмухаметов А. Р.** (см. Еремин М. В.) - 114/1/31
- Овчинников С. Г.** (см. Казак Н. В.) - 114/2/89
Роль интерфейсов в формировании тензора диэлектрической проницаемости тонких слоев ферромагнитного металла. Овчинников С.Г., Максимова О.А., Лященко С.А., Яковлев И.А., Варнаков С.Н. - 114/3/192
- Оглобличев В. В.** Неоднородное магнитное состояние тонких пленок YFeO_3 по данным ЯМР спектроскопии. Оглобличев В.В., Изюров В.И., Пискунов Ю.В., Смольников А.Г., Садыков А.Ф., Чупраков С.А., Дубинин С.С., Наумов С.В., Носов А.П. - 114/1/24
- Олейничук Е. А.** (см. Данилов П. А.) - 113/10/650
(см. Красин Г. К.) - 114/3/147
- Ольшанецкий Е. Б.** (см. Квон З. Д.) - 114/6/377
- Онищенко Е. Е.** (см. Кривобок В. С.) - 114/2/96
- Осипов А. А.** Метод Фока-Швингера в случае неравных масс. Осипов А.А. - 113/6/410
- Ошурко В. Б.** (см. Давыдов М. А.) - 113/7/435
(см. Бункин А. Ф.) - 113/11/763
- Павлова А. А.** (см. Рунов В. В.) - 113/6/385
- Павлов Н. С.** (см. Коршунов М. М.) - 113/1/63
(см. Некрасов И. А.) - 113/2/126
- Павлов С. В.** (см. Кисленко В. А.) - 114/5/311
- Палий А. В.** (см. Коплак О. В.) - 113/12/825
- Паршиков А. Н.** (см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Пастор А. А.** (см. Алексеев В. А.) - 114/2/60
- Пастухов В. П.** О нетрадиционном подходе к улучшению удержания плазмы в токамаке. Пастухов В.П., Смирнов Д.В. - 114/4/242
- Пахомов А. В.** (см. Архипов Р. М.) - 113/4/237
(см. Архипов Р. М.) - 114/3/156
(см. Архипов Р. М.) - 114/5/298
- Пеньков Ф. М.** (см. Варлачев В. А.) - 113/4/229
- Пермякова И. Е.** Трехстадийная эволюция структуры и эффект неаддитивного упрочнения слоистых композитов из аморфных сплавов при кручении под высоким давлением. Пермякова И.Е., Глезер А.М., Ковалев А.И., Вахрушев В.О. - 113/7/468
- Пермяков Д. В.** Измерение оптических потерь и дисперсии волноводных мод в геометрии критического эванесцентного возбуждения. Пермяков Д.В., Кондратьев В.И., Пидгайко Д.А., Синев И.С., Самусев А.К. - 113/12/809
- Першина Е. А.** (см. Иногамов Н. А.) - 113/2/84
- Першин С. М.** (см. Давыдов М. А.) - 113/7/435
(см. Бункин А. Ф.) - 113/11/763
- Петржик Е. А.** Резонансное магнитостимулированное изменение микротвердости кристаллов NaCl. Петржик Е.А., Альшиц В.И. - 113/10/678
- Петрова А. Е.** (см. Стишов С. М.) - 114/5/318
- Петров М. И.** (см. Миролубов М. А.) - 113/8/553
- Петров П. В.** (см. Богословский Н. А.) - 114/6/383
- Петров Ю. В.** (см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Пивоваров А. А.** (см. Волков М. К.) - 113/12/777
(см. Волков М. К.) - 114/4/199
(см. Волков М. К.) - 114/6/353
- Пидгайко Д. А.** (см. Пермяков Д. В.) - 113/12/809
- Пикалов А. М.** Плазмон-магнонное взаимодействие в системе графен-антиферромагнитный диэлектрик. Пикалов А.М., Дорофенко А.В., Грановский А.Б. - 113/8/527
- Пискунов Ю. В.** (см. Оглобличев В. В.) - 114/1/24
- Подливаев А. И.** Межслоевая теплопроводность и термическая устойчивость деформированного двухслойного графена. Подливаев А.И., Гришаков К.С., Катин К.П., Маслов М.М. - 113/3/182
Двухслойный Стоун-Уэльсовский графен: структура, устойчивость и межслоевая теплопроводность. Подливаев А.И., Гришаков К.С., Катин К.П., Маслов М.М. - 114/3/172
- Покровский В. Я.** (см. Зыбцев С. Г.) - 114/1/36
- Покрышкин Н. С.** (см. Секербаев К. С.) - 114/8/515
- Полищук Б. В.** (см. Евдокимов С. В.) - 113/5/291
- Полуэктов И. В.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Попель С. И.** (см. Голубь А. П.) - 113/7/440
- Попов А. Ю.** (см. Гусаков Е. З.) - 114/3/167

- Попруженко С. В.** О возможности наблюдения коллективного туннельного эффекта при ионизации атомов интенсивным лазерным полем. Попруженко С.В., Ломоносова Т.А. - 113/5/320
- Поткина М. Н.** (см. Лобанов И. С.) - 113/12/833
- Поторочин Д. В.** (см. Аристов В. Ю.) - 113/3/189
- Почечуев М. С.** Лазерная микроскопия рассеивающих сред на основе регуляризируемого минимально диффузного восстановления изображений. Почечуев М.С., Федотов И.В., Степанов Е.А., Андреева М.С., Федотов А.Б., Желтиков А.М. - 114/8/520
- Прудковский П. А.** (см. Леонтьев А. А.) - 114/10/635
- Прудковский П. А.** Корреляционные свойства оптико-терагерцового бифотонного поля. Прудковский П.А. - 114/4/204
- Пручкина А. А.** (см. Кривобок В. С.) - 114/2/96
- Радионыхчев Е. В.** О возможности распространения гамма-фотонов со скоростью менее шести метров в секунду при комнатной температуре посредством акустически индуцированной прозрачности. Радионыхчев Е.В., Хайрулин И.Р., Кочаровская О.А. - 114/12/789
- Разова А. А.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399
- Рамазанов М. К.** Фазовые переходы и магнитные свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке в слабых магнитных полях. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К. - 114/11/762
- Рахлин М. В.** (см. Галимов А. И.) - 113/4/248
- Рашков Р.** (см. Миронов А.) - 113/11/757
- Решетников С. Ф.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Ривнюк А. С.** (см. Данилов П. А.) - 113/5/299
(см. Данилов П. А.) - 113/10/650
- Родякина Е. Е.** (см. Ткаченко В. А.) - 113/5/328
- Родякина Е. Е.** (см. Ткаченко В. А.) - 114/2/114
- Рожков А. В.** (см. Дресвянкин Д. Н.) - 114/12/824
- Рожко М. В.** (см. Митрофанов А. В.) - 113/5/304
- Розанов Н. Н.** Электрон в поле встречных импульсов излучения. Розанов Н.Н. - 113/3/157
(см. Архипов Р. М.) - 113/4/237
(см. Архипов Р. М.) - 114/3/156
(см. Архипов Р. М.) - 114/5/298
- Розенбаум В. М.** Фотоуправляемые возвратно-поступательные молекулярные машины типа “гость-хозяин”. Розенбаум В.М., Дехтятьр М.Л., Шапочкина И.В., Трахтенберг Л.И. - 113/11/768
- Романцова Т. В.** (см. Могилевский М. М.) - 114/1/18
- Ромашевский С. А.** (см. Иногамов Н. А.) - 113/2/84
Фемтосекундное лазерное воздействие на многослойную наноструктуру металл–металл. Ромашевский С.А., Хохлов В.А., Ашитков С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Комаров П.С., Паршиков А.Н., Петров Ю.В., Струлева Е.В., Цыганков П.А. - 113/5/311
- Ромашкина А. М.** (см. Колмычек И. А.) - 114/8/526
- Роцин Б. С.** (см. Баулин Р. А.) - 113/3/175
(см. Тихонов А. М.) - 114/10/674
- Рубан В. П.** О неустойчивостях заполненного вихря в двухкомпонентном Бозе-конденсате. Рубан В.П. - 113/8/539
Капиллярная плавучесть в системе двух несмешивающихся Бозе-конденсатов. Рубан В.П. - 113/12/848
- Руденко В. В.** (см. Князев Ю. В.) - 113/4/267
- Руднев В. А.** (см. Градусов В. А.) - 114/1/6
- Румянцев В. В.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399
- Рунов В. В.** Магнитное рассеяние нейтронов в восстановленном оксиде графена. Рунов В.В., Бугров А.Н., Смыслов Р.Ю., Копица Г.П., Иванькова Е.М., Павлова А.А., Феоктистов А. - 113/6/385
- Рупасов А. Е.** (см. Кудряшов С. И.) - 113/8/495
(см. Данилов П. А.) - 113/10/650
- Русина Г. Г.** Структурная релаксация и колебательные свойства поверхности с точечными дефектами. Русина Г.Г., Борисова С.Д., Чулков Е.В. - 114/2/82
- Русинов И. П.** (см. Меньшов В. Н.) - 114/11/768
- Рутьков Е. В.** Роль приповерхностной области объема подложки в двумерном фазовом переходе, приводящем к росту однослойного графена: система Pt–C. Рутьков Е.В., Галль Н.Р. - 113/9/595
- Рыжкин И. А.** Квантовая симметризация водородных связей во льду. Рыжкин И.А., Рыжкин М.И. - 113/7/457
- Рыжкин М. И.** (см. Рыжкин И. А.) - 113/7/457
- Рыжкова Д. А.** Влияние “магических” ГЦК чисел на стабильность строения малых нанокластеров серебра. Рыжкова Д.А., Гафнер С.Л., Гафнер Ю.Я. - 113/10/669
- Рябова Л. И.** (см. Казаков А. С.) - 113/8/548
(см. Дроздов К. А.) - 114/11/742
- Саакян С. А.** (см. Зеленер Б. Б.) - 113/2/92
(см. Бобров А. А.) - 114/9/604
- Савенков Г. Г.** (см. Морозов В. А.) - 114/10/680
- Савин Д. А.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Садовников С. И.** Граница раздела в гетеронаноструктуре Ag_2S/ZnS . Садовников С.И., Гусев А.И. - 113/11/733
Фазовый переход в сульфиде серебра и взаимное положение атомных плоскостей фаз α - Ag_2S и β - Ag_2S . Садовников С.И., Гусев А.И. - 114/3/185
- Садовский М. В.** Температура сверхпроводящего перехода для очень сильной связи в антиадиабатическом пределе уравнений Элиашберга. Садовский М.В. - 113/9/600
- Садовский С. А.** (см. Евдокимов С. В.) - 113/5/291
- Садыков А. Ф.** (см. Оглобличев В. В.) - 114/1/24
- Садыков Р. А.** (см. Аксенов С. Н.) - 114/12/802
- Сазонов С. В.** Ультразвуковой диссипативный солитон в неравновесном парамагнитном кристалле. Сазонов С.В. - 113/9/612
Метастабильные униполярные структуры упругой деформации. Сазонов С.В. - 114/2/102
Униполярные солитоноподобные структуры в неравновесных средах с диссипацией. Сазонов С.В. - 114/3/160

- Опτικο-терагерцовые солитоны с наклонными фронтами. Сазонов С.В., Устинов Н.В. - 114/7/437
- Сайко А. П.** Керровские нелинейности в оптомеханической системе с несимметричным ангармоническим механическим резонатором. Сайко А.П., Федорук Г.Г., Маркевич С.А. - 113/7/486
- Салахов М. Х.** (см. Гайнутдинов Р. Х.) - 114/4/221
- Сальников С. Г.** (см. Мильштейн А. И.) - 114/10/631
- Самохвалов А. В.** Спонтанные токи и топологически защищенные состояния в сверхпроводящих гибридных структурах со спин- орбитальным взаимодействием (Миниобзор). Самохвалов А.В., Копасов А.А., Кутлин А.Г., Миронов С.В., Буздин А.И., Мельников А.С. - 113/1/38
(см. Миронов С. В.) - 113/2/102
- Самусев А. К.** (см. Миролюбов М. А.) - 113/8/553
(см. Пермьяков Д. В.) - 113/12/809
- Сандлер В. А.** (см. Якушкин Е. Д.) - 113/5/348
- Сандомирский Ю. Е.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Сандуковский В. Г.** (см. Гуров Ю. Б.) - 113/3/147
- Сапожников М. С.** (см. Колмычек И. А.) - 114/8/526
- Сараева И. Н.** (см. Компанец В. О.) - 113/6/365
- Саргсян А.** Самые сильные магнитоиндуцированные переходы атомов щелочных металлов. Саргсян А., Тоноян А., Саркисян Д. - 113/10/629
- Саркисян Д.** (см. Саргсян А.) - 113/10/629
- Сарычев М. Н.** Туннельные механизмы релаксации системы ян-теллеровских комплексов в кристалле $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$. Сарычев М.Н., Бондаревская А.С., Жевстовских И.В., Уланов В.А., Шакуров Г.С., Егранов А.В., Суриков В.Т., Аверкиев Н.С., Гудков В.В. - 113/1/52
- Саутенков В. А.** (см. Зеленер Б. Б.) - 113/2/92
(см. Бобров А. А.) - 114/9/604
- Сафроненков Д. А.** (см. Леонтьев А. А.) - 114/10/635
- Сафронов К. Р.** Оптимизация многослойных фотонных структур с помощью искусственных нейронных сетей для получения заданного оптического отклика. Сафронов К.Р., Бессонов В.О., Федянин А.А. - 114/6/360
- Сбойчаков А. О.** (см. Дресвянкин Д. Н.) - 114/12/824
- Седова М. В.** (см. Дроздов К. А.) - 114/11/742
- Секербаев К. С.** Влияние размера нанокристаллов на антистоксовую фотолюминесценцию в перовскитах галогенида свинца. Секербаев К.С., Мусабек Г.К., Покрышкин Н.С., Якунин В.Г., Таурбаев Е.Т., Шабдан Е., Утегулов Ж.Н., Чирвоный В.С., Тимошенко В.Ю. - 114/8/515
- Семенов Н. В.** Оптимизация достоверности считывания квантового состояния оптического кубита в ионе иттербия $^{171}\text{Yb}^+$. Семенов Н.В., Борисенко А.С., Заливако И.В., Семериков И.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 114/8/553
- Семенов Н. Д.** Обнаружение перенормировки циклотронной частоты в экранированной двумерной электронной системе с сильным запаздыванием. Семенов Н.Д., Муравьев В.М., Андреев И.В., Кукушкин И.В. - 114/10/669
- Семериков И. А.** (см. Заливако И. В.) - 114/2/53
(см. Семенов Н. В.) - 114/8/553
- Семикоз Д.** (см. Неронов А.) - 113/2/77
- Сенков В. М.** (см. Турьянский А. Г.) - 114/4/228
- Сергеев А. С.** (см. Гинзбург Н. С.) - 113/10/655
- Сердобинцев П. Ю.** (см. Алексеев В. А.) - 114/2/60
- Серебрянников Е. Е.** (см. Митрофанов А. В.) - 113/5/304
- Серов Ю. М.** (см. Европейцев Е. А.) - 113/8/507
- Сиддхартха Саксена С (Монту)** (см. Аксенов С. Н.) - 114/12/802
- Сидоров-Бирюков Д. А.** (см. Митрофанов А. В.) - 113/5/304
- Синев И. С.** (см. Пермьяков Д. В.) - 113/12/809
- Скоморохов А. М.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323
- Слободчиков А. А.** (см. Коршунов М. М.) - 113/1/63
- Случанко Н. Е.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Смаглюк Д. С.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Смаев М. П.** (см. Кудряшов С. И.) - 113/8/495
- Смет Ю. Х.** (см. Дорожкин С. И.) - 113/10/697
- Смирнов М. А.** Влияние лазерного излучения вблизи 1.5 мкм на параметры фотолюминесценции ансамбля NV-центров в алмазе. Смирнов М.А., Миннегалиев М.М., Федотов И.В., Моисеев С.А., Желтиков А.М. - 113/1/3
- Смирнов Д.** (см. Удинцева М. С.) - 114/8/546
- Смирнов Д. В.** (см. Пастухов В. П.) - 114/4/242
- Смирнов Н. А.** (см. Данилов П. А.) - 113/10/650
- Смольников А. Г.** (см. Оглобличев В. В.) - 114/1/24
- Смыслов Р. Ю.** (см. Рунов В. В.) - 113/6/385
- Соколова В. В.** (см. Компанец В. О.) - 113/6/365
- Соколов И. М.** (см. Литвинов А. Н.) - 113/12/791
- Солин Н. И.** Метамагнитное поведение слоистого кобальтита $\text{NdBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$, $\delta \approx 0.5$. Солин Н.И., Наумов С.В. - 114/3/179
- Соловьев Д. А.** (см. Аникин А. А.) - 114/4/212
- Соловьев Л. А.** (см. Казак Н. В.) - 114/2/89
- Соломонов Ю. С.** (см. Зегря Г. Г.) - 114/4/263
- Сорокин Д. А.** (см. Белоплотов Д. В.) - 113/2/133
- Стегайлов В. В.** (см. Федоров И. Д.) - 113/6/392
- Стенищев И. В.** Мультипольные эффекты в тороидном перестраиваемом планарном метаматериале. Стенищев И.В., Кожокарь М.В., Чугуевский В.И., Башарин А.А. - 114/12/833
- Степанов Е. А.** (см. Почечуев М. С.) - 114/8/520
- Стишов С. М.** Спиновые флуктуации и отрицательная теплоемкость (Миниобзор). Стишов С.М., Петрова А.Е. - 114/5/318
- Стриковский А. В.** (см. Зудин И. Ю.) - 113/2/96
- Струлева Е. В.** (см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Стрыгин И. С.** (см. Быков А. А.) - 114/7/486
- Суворов Э. В.** (см. Золотов Д. А.) - 113/3/161

- Суриков В. Т.** (см. Сарычев М. Н.) - 113/1/52
- Сухих А. С.** (см. Князев Ю. В.) - 113/4/267
- Сцепуро Н. Г.** (см. Красин Г. К.) - 114/3/147
- Сырессин Е. М.** (см. Бутенко А. В.) - 113/12/784
- Табачкова Н. Ю.** (см. Зыбцев С. Г.) - 114/1/36
- Таланов Ю. И.** (см. Гимазов И. И.) - 113/7/450
- Талочкин А. Б.** Спектр оптических фононов монокристалла $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Талочкин А.Б., Кох К.А., Терещенко О.Е. - 113/10/683
- Тарасенко В. Ф.** (см. Белоплатов Д. В.) - 113/2/133
- Тарасенко С. В.** Размерные магнитоакустические эффекты при резонансном рассеянии продольных фононов слоистой магнитной структурой. Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 113/7/475
- Тарасов А. П.** Вынужденное излучение и лазерная генерация в многогранных микрокристаллах ZnO . Тарасов А.П., Задорожная Л.А., Муслимов А.Э., Брискина Ч.М., Каневский В.М. - 114/9/596
- Таурбаев Е. Т.** (см. Секербаев К. С.) - 114/8/515
- Телькушев М. В.** (см. Гуров Ю. Б.) - 113/3/147
- Терехов В. И.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Терещенко О. Е.** (см. Талочкин А. Б.) - 113/10/683
- Тетерин А. Ю.** (см. Яржемский В. Г.) - 114/10/661
- Тетерин Ю. А.** (см. Яржемский В. Г.) - 114/10/661
- Тимофеев А. В.** (см. Колотинский Д. А.) - 113/8/514
- Тимофеев В. Б.** (см. Горбунов А. В.) - 114/7/479
- Тимошенко В. Ю.** (см. Секербаев К. С.) - 114/8/515
- Тихонов А. М.** О спектре межслойных шероховатостей в фосфолипидном мультислое. Тихонов А.М., Асадчиков В.Е., Волков Ю.О., Рошин Б.С., Ермаков Ю.А. - 114/10/674
- Ткаченко В. А.** Фотонно-стимулированный транспорт в квантовом точечном контакте (Миниобзор). Ткаченко В.А., Квон З.Д., Ткаченко О.А., Ярошевич А.С., Родякина Е.Е., Бакшеев Д.Г., Латышев А.В. - 113/5/328
СВЧ-отклик квантового точечного контакта. Ткаченко В.А., Ярошевич А.С., Квон З.Д., Ткаченко О.А., Родякина Е.Е., Латышев А.В. - 114/2/114
- Ткаченко О. А.** (см. Ткаченко В. А.) - 113/5/328
(см. Ткаченко В. А.) - 114/2/114
- Толордава Э. Р.** (см. Компанец В. О.) - 113/6/365
- Толстихина И. Ю.** (см. Бутенко А. В.) - 113/12/784
- Томилин В. А.** Гибридная атомарно-оптическая квантовая гиометрия. Томилин В.А., Ильичев Л.В. - 113/3/212
- Тоноян А.** (см. Саргсян А.) - 113/10/629
- Торопов А. А.** (см. Галимов А. И.) - 113/4/248
(см. Европейцев Е. А.) - 113/8/507
- Тофтул И. Д.** (см. Миролюбов М. А.) - 113/8/553
- Трахтенберг Л. И.** (см. Розенбаум В. М.) - 113/11/768
- Тронин И. В.** (см. Борман В. Д.) - 113/6/378
- Трошков С. И.** (см. Галимов А. И.) - 113/4/248
- Троян И. А.** (см. Аксенов С. Н.) - 114/12/802
- Тсучия Ф.** (см. Могилевский М. М.) - 114/1/18
- Тузиков А. В.** (см. Бутенко А. В.) - 113/12/784
- Турьянский А. Г.** Формирование спектральных долин в спектре жесткого рентгеновского излучения путем дифракционной режекторной фильтрации. Турьянский А.Г., Сенков В.М., Зиятдинова М.З. - 114/4/228
- Уаман Светикова Т. А.** (см. Козлов Д. В.) - 113/6/399
- Удинцева М. С.** Электронные состояния ионов кобальта в слоистых кобальтатах $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$. Удинцева М.С., Ефремов А.В., Смирнов Д., Макарова А., Наумов С.В., Шамин С.Н., Галахов В.Р. - 114/8/546
- Уздин В. М.** (см. Лобанов И. С.) - 113/12/833
- Уланов В. А.** (см. Сарычев М. Н.) - 113/1/52
- Уманский В.** (см. Дорожкин С. И.) - 113/10/697
- Устинов А. С.** (см. Гартман А. Д.) - 114/8/509
- Устинов Н. В.** (см. Сазонов С. В.) - 114/7/437
- Утегулов Ж. Н.** (см. Секербаев К. С.) - 114/8/515
- Уткин Д. Е.** (см. Якимов А. И.) - 113/8/501
- Фархтдинов Б. Р.** (см. Демидов С. В.) - 114/11/723
- Фастовец Д. В.** (см. Богданов Ю. И.) - 114/6/391
- Федоров А. Н.** (см. Давыдов М. А.) - 113/7/435
(см. Бункин А. Ф.) - 113/11/763
- Федоров И. Д.** Диссоциация экситонных состояний в разогретом плотном водороде. Федоров И.Д., Стегайлов В.В. - 113/6/392
- Федоров М. В.** (см. Кисленко В. А.) - 114/5/311
- Федорук Г. Г.** (см. Сайко А. П.) - 113/7/486
- Федотов А. Б.** (см. Митрофанов А. В.) - 113/5/304
(см. Почечуев М. С.) - 114/8/520
- Федотов И. В.** (см. Смирнов М. А.) - 113/1/3
(см. Почечуев М. С.) - 114/8/520
- Федюхин Л. А.** Прецизионное измерение оптических характеристик приповерхностного слоя твердых тел. Федюхин Л.А., Горчаков А.В., Коробейщиков Н.Г., Николаев И.В. - 114/5/304
- Федянин А. А.** (см. Сафронов К. Р.) - 114/6/360
(см. Гартман А. Д.) - 114/8/509
- Феоктистов А.** (см. Рунов В. В.) - 113/6/385
- Филипов В. Б.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Филипович М.** (см. Варлачев В. А.) - 113/4/229
- Филиппов А. В.** (см. Варлачев В. А.) - 113/4/229
(см. Бутенко А. В.) - 113/12/784
- Фильченков С. Е.** (см. Гинзбург Н. С.) - 113/10/655
- Фишер П. С.** (см. Крафтмахер Г. А.) - 114/9/586
- Флусова Д. С.** (см. Варлачев В. А.) - 113/4/229
- Фомин И. А.** Расщепление сверхтекучего перехода в жидком ^3He нематическим аэрогелем. Фомин И.А. - 114/4/269
- Фортов В. Е.** (см. Зеленер Б. Б.) - 113/2/92
- Фраерман А. А.** Обменное усиление магнитокалорического эффекта в ферромагнитных наноструктурах (Миниобзор). Фраерман А.А. - 113/5/353
- Фрейман В. М.** (см. Зегря Г. Г.) - 114/4/263
- Хабарова К. Ю.** (см. Заливако И. В.) - 114/2/53
(см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291
(см. Семенин Н. В.) - 114/8/553

- Хайдуков З. В.** Эффект разделения киральностей в полуметаллах Рариты–Швингера–Вейля. Хайдуков З.В. - 113/1/21
- Хайрулин И. Р.** (см. Радионычев Е. В.) - 114/12/789
- Ханин Ю. Н.** (см. Вдовин Е. Е.) - 113/9/605
Сильное влияние длины световой волны на квантовые осцилляции фототока и их резонансно-туннельная природа в GaAs/AlAs $p-i-n$ структурах. Ханин Ю.Н., Вдовин Е.Е., Морозов С.В. - 114/6/366
- Харинцев С. С.** (см. Газизов А. Р.) - 113/3/152
(см. Харитонов А. В.) - 114/11/756
- Харитонов А. В.** (см. Газизов А. Р.) - 113/3/152
Усиление кубической нелинейности в средах с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью: невырожденный оптический эффект Керра. Харитонов А.В., Газизов А.Р., Харинцев С.С. - 114/11/756
- Харлов Ю. В.** (см. Евдокимов С. В.) - 113/5/291
- Хисамеева А. Р.** (см. Щепетильников А. В.) - 113/10/689
Наблюдение индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления в ZnO/Mg_xZn_{1-x}O гетеропереходе бесконтактной методикой. Хисамеева А.Р., Щепетильников А.В., Нефедов Ю.А., Кукушки И.В. - 114/5/328
- Ходжибагян Г. Г.** (см. Бутенко А. В.) - 113/12/784
- Хоник В. А.** (см. Кончаков Р. А.) - 113/5/341
(см. Макаров А. С.) - 113/11/751
- Хорошилов А. Л.** Анизотропия эффекта Холла в парамагнитной фазе каркасного стекла Ho_{0.8}Lu_{0.2}V₁₂. Хорошилов А.Л., Азаревич А.Н., Богач А.В., Глушков В.В., Демишев С.В., Краснорусский В.Н., Красиков К.М., Кузнецов А.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Слу чанко Н.Е. - 113/8/533
- Хохлов В. А.** (см. Иногамов Н. А.) - 113/2/84
(см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Хохлов Д. Р.** (см. Казаков А. С.) - 113/8/548
- Храпак А. Г.** (см. Храпак С. А.) - 114/9/615
- Храпак С. А.** Корреляция между коэффициентами сдвиговой вязкости и теплопроводности в плотных простых жидкостях. Храпак С.А., Храпак А.Г. - 114/9/615
- Цзiao Ц. Ч.** (см. Макаров А. С.) - 113/11/751
- Цыганков П. А.** (см. Ромашевский С. А.) - 113/5/311
- Цымбаленко В. Л.** Наблюдение режима “burst-like growth” на кристаллах ⁴He, зарожденных в метастабильной жидкости. Цымбаленко В.Л. - 113/1/33
- Цыпкин А. Н.** (см. Архипов Р. М.) - 113/4/237
- Чайка А. Н.** (см. Аристов В. Ю.) - 113/3/189
- Чайков Л. Л.** (см. Давыдов М. А.) - 113/7/435
- Чаплик А. В.** (см. Магарилл Л. И.) - 114/2/78
(см. Махмудиан М. М.) - 114/9/620
- Чаповский П. Л.** (см. Мамрашев А. А.) - 114/10/699
- Чарев Д. А.** (см. Гимазов И. И.) - 113/7/450
- Чекалин С. В.** (см. Компанец В. О.) - 113/6/365
Экспериментальное исследование самокомпрессии волнового пакета при полном внутреннем отражении в прозрачном диэлектрике. Чекалин С.В., Компанец В.О. - 113/11/723
(см. Залозная Е. Д.) - 113/12/817
- Чен С. М.** (см. Гареева З. В.) - 114/4/250
- Ченцов С. И.** (см. Кривобок В. С.) - 114/2/96
- Черетаева А. О.** (см. Нечаев Ю. С.) - 114/6/372
- Чернышев Б. А.** (см. Гуров Ю. Б.) - 113/3/147
- Чернышов А. А.** (см. Могилевский М. М.) - 114/1/18
- Чесноков М. Ю.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Чесноков Ю. А.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Чибирев А. А.** (см. Леонтьев А. В.) - 114/12/818
- Чиглинцев Э. О.** (см. Кудеяров К. С.) - 114/5/291
- Чирвоный В. С.** (см. Секербаев К. С.) - 114/8/515
- Чирков П. Н.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Чугуевский В. И.** (см. Стенищев И. В.) - 114/12/833
- Чугунин Д. В.** (см. Могилевский М. М.) - 114/1/18
- Чукланов Д. А.** (см. Иоселевич П. А.) - 113/10/661
- Чулков Е. В.** (см. Русина Г. Г.) - 114/2/82
(см. Меньшов В. Н.) - 114/11/768
- Чумаков А. И.** (см. Баулин Р. А.) - 113/3/175
- Чумаков Д. К.** (см. Варлачев В. А.) - 113/4/229
- Чупраков С. А.** (см. Оглобличев В. В.) - 114/1/24
- Шабдан Е.** (см. Секербаев К. С.) - 114/8/515
- Шавров В. Г.** (см. Тарасенко С. В.) - 113/7/475
- Шакуров Г. С.** (см. Сарычев М. Н.) - 113/1/52
- Шамин С. Н.** (см. Удинцева М. С.) - 114/8/546
- Шангараев А. А.** (см. Евдокимов С. В.) - 113/5/291
- Шандаров С. М.** (см. Волк Т. Р.) - 113/12/797
- Шапочкина И. В.** (см. Розенбаум В. М.) - 113/11/768
- Шарафуллин И. Ф.** Магнитные скирмионы и фазовые переходы в антиферромагнитном/ферроэлектрическом бислое. Шарафуллин И.Ф., Диеп Х.Т. - 114/9/610
- Шарыпов К. А.** (см. Гашков М. А.) - 113/6/370
- Шашков Е. В.** (см. Зегря Г. Г.) - 114/4/263
- Шевелько В. П.** (см. Бутенко А. В.) - 113/12/784
- Шельгина С. Н.** (см. Компанец В. О.) - 113/6/365
- Шергин А. П.** (см. Зиновьев А. Н.) - 114/1/13
- Ширделхавар А.** (см. Гайнутдинов Р. Х.) - 114/4/221
- Шицевалова Н. Ю.** (см. Хорошилов А. Л.) - 113/8/533
- Шишков В. Ю.** (см. Вовченко И. В.) - 114/1/43
- Шкляев А. А.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 113/1/58
- Шкляев В. А.** (см. Белоплотов Д. В.) - 113/2/133
- Шорохов А. С.** (см. Гартман А. Д.) - 114/8/509
- Шпак В. Г.** (см. Гашков М. А.) - 113/6/370
- Шпатаковская Г. В.** Закономерности в потенциалах ионизации многозарядных ионов тяжелых элементов. Шпатаковская Г.В. - 114/12/798
- Шубина Т. В.** (см. Галимов А. И.) - 113/4/248
(см. Европейцев Е. А.) - 113/8/507
- Шувалов Е. Н.** (см. Варлачев В. А.) - 113/4/229
- Шунайлов С. А.** (см. Гашков М. А.) - 113/6/370

- Шурыгина Н. А.** (см. Нечаев Ю. С.) - 114/6/372
- Шустин М. С.** (см. Князев Ю. В.) - 113/4/267
- Щапин Д. С.** Параметрически возбуждаемые хаотические спайковые последовательности и информационные аспекты в ансамбле нейронов ФитцХью–Нагумо. Щапин Д.С., Некоркин В.И. - 113/6/415
- Щепетильников А. В.** Электронный спиновый резонанс в условиях ферромагнитного фазового перехода. Щепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Нефедов Ю.А., Кукушкин И.В. - 113/10/689 (см. Хисамеева А. Р.) - 114/5/328
- Якимов А. И.** Усиление фототока в слоях квантовых точек Ge/Si модами двумерного фотонного кристалла. Якимов А.И., Блошкин А.А., Кириенко В.В., Двуреченский А.В., Уткин Д.Е. - 113/8/501
- Яковлева В. В.** (см. Бреев И. Д.) - 114/5/323
- Яковлев И. А.** (см. Овчинников С. Г.) - 114/3/192
- Яковлев С. Л.** (см. Градусов В. А.) - 114/1/6
- Якунин В. Г.** (см. Секербаев К. С.) - 114/8/515
- Якушкин Е. Д.** Фазовый переход в сегнетоэластике CsHSO₄ в магнитном поле. Якушкин Е.Д., Сандлер В.А. - 113/5/348
- Яландин М. И.** (см. Гашков М. А.) - 113/6/370
- Янович А. А.** (см. Афонин А. Г.) - 113/4/223
- Яревский Е. А.** (см. Градусов В. А.) - 114/1/6
- Яржемский В. Г.** Влияние многоэлектронных эффектов на структуру рентгеновских фотоэлектронных спектров Th 5*p*- и 5*s*- электронов ThO₂. Яржемский В.Г., Тетерин Ю.А., Маслаков К.И., Тетерин А.Ю., Иванов К.Е. - 114/10/661
- Ярошевич А. С.** (см. Ткаченко В. А.) - 113/5/328
- Ярошевич А. С.** (см. Ткаченко В. А.) - 114/2/114
- Ясников И. С.** О причинах формирования и стабильности однокомпонентных микрокристаллов электролитического происхождения с фуллереноподобным габитусом усеченного икосаэдра. Ясников И.С., Грызунова Н.Н. - 114/5/333

Предметный указатель томов 113–114 за 2021 г.

Рубрики

1. Поля, частицы, ядра

2. Астрофизика и космология

3. Оптика, лазерная физика

3.1. Нелинейная оптика

3.2. Спектры, излучение

3.3. Взаимодействие излучения с веществом

3.4. Квантовая оптика

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

5.9. 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

12. Мультидисциплинарное

1. Поля, частицы, ядра

- 1.1 Образование ${}^8\text{He}$ в реакциях поглощения остановившихся пионов ${}^9\text{Be}(\pi^-, p)X$ и ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pp)X$. Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Леонова Т.И., Сандуковский В.Г., Телькушев М.В., Чернышев Б.А. - 113/3/147
- 1.2 Search for new heavy Higgs bosons in ATLAS and CMS experiments at LHC (Mini-review). Naryshkin Yu.G. - 113/4/221
- 1.3 Использование новых кристаллических устройств на ускорителе У-70. Афонин А.Г., Баранов В.Т., Барнов Е.В., Бритвич Г.И., Лобанов И.С., Полуэтов И.В., Решетников С.Ф., Савин Д.А., Сандомирский Ю.Е., Смаглюк Д.С., Терехов В.И., Чесноков М.Ю., Чесноков Ю.А., Чирков П.Н., Янович А.А. - 113/4/223
- 1.4 Измерение S-фактора реакции $T({}^1\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ в астрофизической области энергий. Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Нечаев Б.А., Пеньков Ф.М., Филипович М., Филиппов А.В., Флусова Д.С., Чумаков Д.К., Шувалов Е.Н. - 113/4/229
- 1.5 Поиск модификации свойств ω - мезона в холодной ядерной материи в эксперименте Гиперон-М. Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондрагук Е.С., Полищук Б.В., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангаераев А.А. - 113/5/291
- 1.6 О передаче поляризации от начального к конечному протону в упругом процессе $e\bar{p} \rightarrow e\bar{p}$. Галынский М.В. - 113/9/579
- 1.7 Using relativistic kinematics to generalize the series solution of Bethe stopping power obtained from Laplace–Adomian Decomposition method. Remigio A.S. - 113/9/587
- 1.8 Understanding two slopes in the $pp(pp\bar{p})$ differential cross sections. Simonov Yu.A. - 113/9/589
- 1.9 Распад $\tau \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ в модели Намбу–Иона-Лазинио с учетом взаимодействия мезонов в конечном состоянии. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 113/12/777
- 1.10 Вакуумные условия и время жизни пучка однозарядных ионов гелия Бустере NICA (Первый сеанс). Бутенко А.В., Галимов А.Р., Мешков И.Н., Сыресин Е.М., Толстихина И.Ю., Тузиков А.В., Филиппов А.В., Ходжибагиян Г.Г., Шевелько В.П. - 113/12/784
- 1.11 Effect of the parameterization of the distribution functions on the longitudinal structure function at small x . Boroun G.R. - 114/1/3
- 1.12 Search for a heavy neutrino in the mass range under 750 keV using electron capture in ${}^7\text{Be}$. Likhovid N.A., Pantuev V.S. - 114/1/4
- 1.13 Теоретическое исследование реакций в трехчастичной $e^-e^+\bar{p}$ системе и сечения образования антиводорода. Градусов В.А., Руднев В.А., Яревский Е.А., Яковлев С.Л. - 114/1/6

- 1.14 Распад $\tau \rightarrow K^- \eta \nu_\tau$ в расширенной модели Намбу–Иона-Лазинио с учетом взаимодействия мезонов в конечном состоянии. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 114/4/199
- 1.15 Search for exotic states in ^{13}C . Demyanova A.S., Danilov A.N., Dmitriev S.V., **Ogloblin A.A.**, Starastin V.I., Goncharov S.A., Janseitov D.M. - 114/6/351
- 1.16 Вычисление ширины распада $\tau \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ в расширенной модели НИЛ с оценкой вклада от взаимодействия каонов в конечном состоянии. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 114/6/353
- 1.17 Температурная зависимость пропагаторов глюонов и духов в подходе Дайсона–Швингенра в приближении радуги. Каптарь Л.П., Кэмпфер Б. - 114/9/579
- 1.18 Нарушение четности в рассеянии протона на углеороде и кислороде. Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г. - 114/10/631
- 1.19 Численное исследование многочастичного рождения в теории ϕ^4 : сравнение с аналитическими результатами. Демидов С.В., Левков Д.Г., Фархтдинов Б.Р. - 114/11/723
- ## 2. Астрофизика и космология
- 2.1 Синхротронное излучение радио-гамма-излучения и нейтринное излучение от протон-протонных взаимодействий в активных ядрах галактик. Неронов А., Семикоз Д. - 113/2/77
- 2.2 Super-Penrose process for nonextremal black holes. Zaslavskii O.B. - 113/12/789
- ## 3. Оптика, лазерная физика
- ### 3.1. Нелинейная оптика
- 3.1.1 Дифракция на микропузырьке и морфология поверхности кремния после облучения через глицерин парой фемтосекундных лазерных импульсов. Иногамов Н.А., Ромашевский С.А., Игнатов А.И., Жаховский В.В., Хохлов В.А., Еганова Е.М., Першина Е.А., Ашитков С.И. - 113/2/84
- 3.1.2 Эффекты усиления вынужденного комбинационного рассеяния света в средах с близким к нулю показателем преломления. Газизов А.Р., Харитонов А.В., Харинцев С.С. - 113/3/152
- 3.1.3 Адаптивная фантомная оптика. Балакин Д.А., Белинский А.В. - 113/9/590
- 3.1.4 Экспериментальное исследование самокомпрессии волнового пакета при полном внутреннем отражении в прозрачном диэлектрике. Чекалин С.В., Компанец В.О. - 113/11/723
- 3.1.5 Микродоменная инженерия в волноводных и слоистых структурах на основе сегнетоэлектриков для применений в элементах фотоники (Миниобзор). Волк Т.Р., Боднарчук Я.В., Гайнутдинов Р.В., Коханчик Л.С., Шандаров С.М. - 113/12/797
- 3.1.6 Измерение оптических потерь и дисперсии волноводных мод в геометрии критического эванесцентного возбуждения. Пермяков Д.В., Кондратьев В.И., Пидгайко Д.А., Синев И.С., Самусев А.К. - 113/12/809
- 3.1.7 Параметры световой пули. Залозная Е.Д., Дормионов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. - 113/12/817
- 3.1.8 Корреляционные свойства оптико-терагерцового бифотонного поля. Прудковский П.А. - 114/4/204
- 3.1.9 Формирование спектральных долин в спектре жесткого рентгеновского излучения путем дифракционной режекторной фильтрации. Турьянский А.Г., Сенков В.М., Зиятдинова М.З. - 114/4/228
- 3.1.10 Прецизионное измерение оптических характеристик приповерхностного слоя твердых тел. Федюхин Л.А., Горчаков А.В., Коробейщиков Н.Г., Николаев И.В. - 114/5/304
- 3.1.11 Оптимизация многослойных фотонных структур с помощью искусственных нейронных сетей для получения заданного оптического отклика. Сафронов К.Р., Бессонов В.О., Федянин А.А. - 114/6/360
- 3.1.12 Plasmonic metasurface filter with full color sensitivity and narrow band-pass in visible region. Zhang R., Guo X., Qiu H., Liu X., Han M., Jia T., Cheng H. - 114/7/435
- 3.1.13 Оптико-терагерцовые солитоны с наклонными фронтами. Сазонов С.В., Устинов Н.В. - 114/7/437
- 3.1.14 Лазерная микроскопия рассеивающих сред на основе регуляризируемого минимально диффузного восстановления изображений. Почечуев М.С., Федотов И.В., Степанов Е.А., Андреева М.С., Федотов А.Б., Желтиков А.М. - 114/8/520
- 3.1.15 Оптические свойства гиперболических метаматериалов (Миниобзор). Колмычек И.А., Мальшева И.В., Новиков В.Б., Майдыковский А.И., Леонтьев А.П., Напольский К.С., Мурзина Т.В. - 114/11/727
- 3.1.16 Усиление кубической нелинейности в средах с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью: невырожденный оптический эффект Керра. Харитонов А.В., Газизов А.Р., Харинцев С.С. - 114/11/756
- 3.1.17 О возможности распространения гамма-фотонов со скоростью менее шести метров в секунду при комнатной температуре посредством акустически индуцированной прозрачности. Радионьчев Е.В., Хайрулин И.Р., Кочаровская О.А. - 114/12/789
- ### 3.2. Спектры, излучение
- 3.2.1 Влияние лазерного излучения вблизи 1.5 мкм на параметры фотолюминесценции ансамбля NV-центров в алмазе. Смирнов М.А., Миннегалиев М.М., Федотов И.В., Моисеев С.А., Желтиков А.М. - 113/1/3
- 3.2.2 Электрон в поле встречных импульсов излучения. Розанов Н.Н. - 113/3/157
- 3.2.3 Light-transmitting measurements through starch-coated cobalt ferrite ferrofluids exposed to an external magnetic field. Šuljagić M., Andjelković L., Iskrenović, Nikolić A.S., Milenković M.R. - 113/4/236
- 3.2.4 Генерация предельно коротких аттосекундных и терагерцовых импульсов на основе коллективного спонтанного излучения тонкой резонансной среды (Миниобзор). Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Жукова М.О., Цыпкин А.Н., Розанов Н.Н. - 113/4/237

- 3.2.5 Источник неразличимых одиночных фотонов на основе эпитаксиальных InAs/GaAs квантовых точек для интеграции в схемы квантовых вычислений. Галимов А.И., Рахлин М.В., Клишко Г.В., Задиранов Ю.М., Гусева Ю.А., Трошков С.И., Шубина Т.В., Торопов А.А. - 113/4/248
- 3.2.6 Усиление плазменных нелинейностей и генерация СВЧ- ТГц-суперконтинуума в поле субтераваттных импульсов среднего инфракрасного диапазона. Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Воронин А.А., Рожко М.В., Глек П.Б., Назаров М.М., Серебрянников Е.Е., Федотов А.Б., Желтиков А.М. - 113/5/304
- 3.2.7 Фемтосекундная лазерная ИК-спектроскопия характеристических молекулярных колебаний бактерий в области 6 мкм. Компанец В.О., Кудряшов С.И., Толордава Э.Р., Шельгина С.Н., Соколова В.В., Сараева И.Н., Ковалев М.С., Ионин А.А., Чекалин С.В. - 113/6/365
- 3.2.8 Усиление фототока в слоях квантовых точек Ge/Si модами двумерного фотонного кристалла. Якимов А.И., Блошкин А.А., Кириенко В.В., Двуреченский А.В., Уткин Д.Е. - 113/8/501
- 3.2.9 2D экситоны в множественных одномонослойных квантовых ямах GaN/AlN. Европейцев Е.А., Серов Ю.М., Нечаев Д.В., Жмерик В.Н., Шубина Т.В., Торопов А.А. - 113/8/507
- 3.2.10 Самые сильные магнито-индуцированные переходы атомов щелочных металлов. Саргсян А., Тоноян А., Саркисян Д. - 113/10/629
- 3.2.11 Спектр генерации длиноимпульсных лазеров на свободных электронах терагерцового диапазона: квазилинейная теория. Гинзбург Н.С., Кочаровская Е.Р., Сергеев А.С., Фильченков С.Е. - 113/10/655
- 3.2.12 Влияние движения атомов и столкновений с антирелаксационным покрытием стенок газовых ячеек на форму и сдвиг резонанса когерентного пленения населенностей. Литвинов А.Н., Соколов И.М. - 113/12/791
- 3.2.13 Скейлинг для сечений образования К-вакансий при атомных столкновениях. Зиновьев А.Н., Бабенко П.Ю., Шергин А.П. - 114/1/13
- 3.2.14 Экспериментальное исследование оптического кубита на квадрупольном переходе 435 нм в ионе $^{171}\text{Yb}^+$. Заливако И.В., Семерилов И.А., Борисенко А.С., Аксенов М.Д., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 114/2/53
- 3.2.15 Переход-спутник резонансного дублета атома Na в смеси с CF_4 . Алексеев В.А., Пастор А.А., Сердобинцев П.Ю., Варганян Т.А. - 114/2/60
- 3.2.16 Enhancement of second-harmonic generation in micropillar resonator due to the engineered destructive interference. Kolodny S.A., Kozin V.K., Iorsh I.V. - 114/3/154
- 3.2.17 Резонансные эффекты в двухфотонной спектроскопии атома водорода: приложение к расчету зарядового радиуса протона. Аникин А.А., Залялютдинов Т.А., Соловьев Д.А. - 114/4/212
- 3.2.18 Эффекты сильного взаимодействия в спектрах излучения квантовой точки, связанной с фононным резервуаром. Гайнутдинов Р.Х., Набиева Л.Я., Гарифуллин А.И., Ширделхавар А., Мутыгуллина А.А., Салахов М.Х. - 114/4/221
- 3.2.19 Сличение трех ультрастабильных лазеров через фемтосекундную гребенку частот. Кудеяров К.С., Головизин А.А., Борисенко А.С., Жаднов Н.О., Заливако И.В., Крючков Д.С., Чиглинцев Э.О., Вишнякова Г.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 114/5/291
- 3.2.20 Особенности возбуждения квантовых систем малодликовыми аттосекундными световыми импульсами – интерференция площадей огибающей и электрической площади импульса. Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. - 114/5/298
- 3.2.21 Population transfer in a nitrogen-vacancy spin qutrit via shortcuts to adiabaticity with simplified drivings. Yan R.-Y., Feng Z.-B. - 114/6/358
- 3.2.22 Влияние размера нанокристаллов на антистоксовую фотолюминесценцию в перовскитах галогенида свинца. Секербаев К.С., Мусабек Г.К., Покрышкин Н.С., Якунин В.Г., Таурбаев Е.Т., Шабдан Е., Утегулов Ж.Н., Чирвоный В.С., Тимошенко В.Ю. - 114/8/515
- 3.2.23 Резонансное усиление поперечного магнитооптического эффекта в плазмонных гетероструктурах опал/кобальт/серебро. Колмычек И.А., Ромашкина А.М., Майдыковский А.И., Гусев С.А., Гусев Н.С., Сапожников М.С., Голубев В.Г., Мурзина Т.В. - 114/8/526
- 3.2.24 Вынужденное излучение и лазерная генерация в многогранных микрокристаллах ZnO. Тарасов А.П., Задорожная Л.А., Муслимов А.Э., Брискина Ч.М., Каневский В.М. - 114/9/596
- 3.2.25 Enhanced nonlinear photoluminescence of Au-carbon dot nanohybrids produced by photocatalytic reduction of Au(III) ions. Astafiev A.A., Shakhov A.M., Minayeva S.A., Nadochenko V.A. - 114/11/740
- 3.2.26 Формирование люминесцентных структур при облучении тонких пленок a-Si:H-Eg лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Ларин А.О., Агеев Э.И., Дворецкая Л.Н., Можаров А.М., Мухин И.С., Зуев Д.А. - 114/11/749

3.3. Взаимодействие излучения с веществом

- 3.3.1 Усиление поглощения излучения интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов видимого диапазона в пленке серебра. Данилов П.А., Кудряшов С.И., Мигдал К.П., Ривнюк А.С., Ионин А.А. - 113/5/299
- 3.3.2 Фемтосекундное лазерное воздействие на многослойную наноструктуру металл-металл. Ромашевский С.А., Хохлов В.А., Ашитков С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Комаров П.С., Паршиков А.Н., Петров Ю.В., Струлева Е.В., Цыганков П.А. - 113/5/311
- 3.3.3 О возможности наблюдения коллективного туннельного эффекта при ионизации атомов интенсивным лазерным полем. Попруженко С.В., Ломоносова Т.А. - 113/5/320

- 3.3.4 Особенности вынужденного рассеяния в коллоидном растворе при изменении его физико-химических свойств под действием лазерного излучения. Давыдов М.А., Федоров А.Н., Чайков Л.Л., Бункин А.Ф., Ошурко В.Б., Першин С.М. - 113/7/435
- 3.3.5 Генерация массива двулучепреломляющих нанорешеток в объеме флюорита под действием ультракоротких лазерных импульсов варьируемой длительности. Кудряшов С.И., Данилов П.А., Смаев М.П., Рупасов А.Е., Золотко А.С., Ионин А.А., Заколдаев Р.А. - 113/8/495
- 3.3.6 Электромагнитно индуцированные решетки атомных населенностей, создаваемые с помощью предельно коротких световых импульсов (Миниобзор). Архипов Р.М. - 113/10/636
- 3.3.7 Формирование нанорешеток на поверхности нанопористого стекла под действием фемтосекундных лазерных импульсов видимого диапазона. Данилов П.А., Кудряшов С.И., Рупасов А.Е., Смирнов Н.А., Олейничук Е.А., Ривнюк А.С., Заколдаев Р.А. - 113/10/650
- 3.3.8 Абляция кристаллических пластин ориентации (111) и (001) ультракороткими лазерными импульсами с вращаемой линейной поляризацией. Красин Г.К., Ковалев М.С., Данилов П.А., Сцепуро Н.Г., Олейничук Е.А., Бибичева С.А., Мартовицкий В.П., Кудряшов С.И. - 114/3/147
- 3.3.9 Атомная мера электрической площади униполярного светового импульса. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. - 114/3/156
- 3.3.10 Униполярные солитоноподобные структуры в неравновесных средах с диссипацией. Сазонов С.В. - 114/3/160
- 3.3.11 Оптимизация параметров фотостимулированных резистивных переключений в пленках фталоцианинов. Дроздов К.А., Крылов И.В., Василик В.А., Косов А.Д., Дубинина Т.В., Седова М.В., Рябова Л.И. - 114/11/742
- 3.4. Квантовая оптика**
- 3.4.1 Пространственное разделение скалярных световых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью фазовой метаповерхности. Гартман А.Д., Устинов А.С., Шорохов А.С., Федянин А.А. - 114/8/509
- 3.4.2 Трансформация микроволновых резонансных свойств метаструктур с CdS и CdSe при одно- и двухфотонном возбуждении. Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н., Мальцев В.П., Фишер П.С. - 114/9/586
- 3.4.3 Диполь-дипольное уширение при селективном отражении мощного лазерного излучения от границы диэлектрика и плотного резонансного газа. Бобров А.А., Саакян С.А., Саутенков В.А., Зеленер Б.Б. - 114/9/604
- 3.4.4 Прямое измерение корреляционной функции оптико-терагерцовых бифотонов. Леонтьев А.А., Кузнецов К.А., Прудковский П.А., Сафроненков Д.А., Китаева Г.Х. - 114/10/635
- 3.4.5 Topological photonics (Mini-review). Ustinov A.S., Shorokhov A.S., Smirnova D.A. - 114/12/787
- 4. Плазма, гидро- и газодинамика**
- 4.1. Гидро- и газодинамика, разное**
- 4.1.1 Macroscopic manifestations of quantum anomalies in hydrodynamics (Mini-review). Mitkin P.G., Zakharov V.I. - 113/7/446
- 4.1.2 Отсутствие неустойчивости тангенциального разрыва для вихревых блинов. Агафонцев Д.С., Кузнецов Е.А., Майлыбаев А.А. - 114/2/67
- 4.2. Плазма**
- 4.2.1 Диагностика разреженной ультрахолодной плазмы на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов ^{40}Ca . Зеленер Б.Б., Вильшанская Е.В., Саакян С.А., Саутенков В.А., Зеленер Б.В., Фортгов В.Е. - 113/2/92
- 4.2.2 Широкополосная неустойчивость свистового диапазона в каверне плотности замагниченной плазмы с продольным током. Зудин И.Ю., Гуштин М.Е., Айдакина Н.А., Коробков С.В., Стриковский А.В. - 113/2/96
- 4.2.3 Иницирование взрывной электронной эмиссии и убегание электронов при импульсном пробое плотных газов. Зубарев Н.М., Месяц Г.А. - 113/4/256
- 4.2.4 Компрессия потока убегающих электронов в воздушном зазоре с неоднородным магнитным полем. Гашков М.А., Зубарев Н.М., Зубарева О.В., Месяц Г.А., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. - 113/6/370
- 4.2.5 Нестационарные процессы при формировании пылевой плазмы у поверхности Фобоса. Голубь А.П., Попель С.И. - 113/7/440
- 4.2.6 Влияние структурной неоднородности и невязанных эффектов во взаимодействии макрочастиц на динамические свойства плазменно-пылевого монослая. Колотинский Д.А., Николаев В.С., Тимофеев А.В. - 113/8/514
- 4.2.7 Локализация источников двух типов “континуум” излучения. Могилевский М.М., Чугунин Д.В., Чернышов А.А., Романцова Т.В., Моисеенко И.Л., Куямото А., Касахара Й., Тсучия Ф. - 114/1/18
- 4.2.8 Низкопороговое параметрическое возбуждение косых ленгмюровских волн, локализованных в периферийном транспортном барьере токамака, при электронном циклотронном нагреве плазмы. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. - 114/3/167
- 4.2.9 Электронный нагрев кластерной плазмы ультракоротким лазерным импульсом. Гожев Д.А., Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. - 114/4/233
- 4.2.10 О нетрадиционном подходе к улучшению удержания плазмы в токамаке. Пастухов В.П., Смирнов Д.В. - 114/4/242
- 4.2.11 Физические процессы при формировании стационарной ультрахолодной неидеальной плазмы. Бронин С.Я., Вихров Е.В., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В. - 114/10/643
- 4.2.12 Релятивистский самозахват экстремального лазерного света в неоднородной плазме. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. - 114/10/650

- 4.2.13 Закономерности в потенциалах ионизации многозарядных ионов тяжелых элементов. Шпатаковская Г.В. - 114/12/798

5. Конденсированное состояние

5.1. Квантовые жидкости, ультрахолодные газы

- 5.1.1 Наблюдение режима “burst-like growth” на кристаллах ^4He , зарожденных в метастабильной жидкости. Цымбаленко В.Л. - 113/1/33
- 5.1.2 О неустойчивостях заполненного вихря в двухкомпонентном Бозе-конденсате. Рубан В.П. - 113/8/539
- 5.1.3 Капиллярная плавучесть в системе двух несмешивающихся Бозе-конденсатов. Рубан В.П. - 113/12/848
- 5.1.4 Расщепление сверхтекучего перехода в жидком ^3He нематическим аэрогелем. Фомин И.А. - 114/4/269
- 5.1.5 Относительно высокой чувствительности заселенности колебательных уровней в лазерно-охлаждаемых молекулах к интенсивности излучения. Исаев Т.А. - 114/7/493

5.2. Жидкости и жидкие кристаллы

- 5.2.1 Неупругие взаимодействия солитонов в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика. Делев В.А. - 113/1/26
- 5.2.2 Кооперативный транспорт несмачивающей жидкости в случайной системе нанопор. Борман В.Д., Белогорлов А.А., Тронин И.В. - 113/6/378
- 5.2.3 Диссоциация экситонных состояний в разогретом плотном водороде. Федоров И.Д., Стегайлов В.В. - 113/6/392

5.3. Структура, фазовые переходы, механические свойства, дефекты

- 5.3.1 Необычные X-образные дефекты в монокристалле кремния, возникающие под действием четырех опорного изгиба. Золотов Д.А., Асадчиков В.Е., Бузмаков А.В., Дьячкова И.Г., Суворов Э.В. - 113/3/161
- 5.3.2 Influence of nanoscale parameters on solid-solid phase transformation in Octogen crystal: multiple solution and temperature effect. Roy A.M. - 113/4/263
- 5.3.3 К вопросу о механизме плавления простых металлов. Кончаков Р.А., Макаров А.С., Аронин А.С., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 113/5/341
- 5.3.4 Фазовый переход в сегнетоэластике CsHSO_4 в магнитном поле. Якушкин Е.Д., Сандлер В.А. - 113/5/348
- 5.3.5 Квантовая симметризация водородных связей во льду. Рыжкин И.А., Рыжкин М.И. - 113/7/457
- 5.3.6 Трехстадийная эволюция структуры и эффект неаддитивного упрочнения слоистых композитов из аморфных сплавов при кручении под высоким давлением. Пермякова И.Е., Глезер А.М., Ковалев А.И., Вахрушев В.О. - 113/7/468
- 5.3.7 Влияние “магических” ГЦК чисел на стабильность строения малых нанокластеров серебра. Рыжкова Д.А., Гафнер С.Л., Гафнер Ю.Я. - 113/10/669
- 5.3.8 Резонансное магнитостимулированное изменение микротвердости кристаллов NaCl . Петржик Е.А., Альшиц В.И. - 113/10/678

- 5.3.9 Граница раздела в гетеронаноструктуре $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$. Садовников С.И., Гусев А.И. - 113/11/733

- 5.3.10 Расчет фрагильности высокоэнтропийных объемных аморфных сплавов на основе данных по релаксации сдвиговой упругости. Макаров А.С., Гончарова Е.В., Цзiao Ц.Ч., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 113/11/751
- 5.3.11 Метастабильные униполярные структуры упругой деформации. Сазонов С.В. - 114/2/102
- 5.3.12 Нестандартные особенности взаимодействия одиночных люминесцентных центров, сформированных ядрами частичных дислокаций в CdTe и ZnSe , с продольными оптическими фононами. Кривобок В.С., Николаев С.Н., Багаев В.С., Ченцов С.И., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А. - 114/2/96
- 5.3.13 Двухслойный Стоун-Уэльсовский графен: структура, устойчивость и межслоевая теплопроводность. Подливаев А.И., Гришаков К.С., Катин К.П., Маслов М.М. - 114/3/172
- 5.3.14 Фазовый переход в сульфиде серебра и взаимное положение атомных плоскостей фаз $\alpha\text{-Ag}_2\text{S}$ и $\beta\text{-Ag}_2\text{S}$. Садовников С.И., Гусев А.И. - 114/3/185
- 5.3.15 О причинах формирования и стабильности однокомпонентных микрокристаллов электролитического происхождения с фуллереноподобным габитусом усеченного икосаэдра. Ясников И.С., Грызуннова Н.Н. - 114/5/333
- 5.3.16 О физике и атомных механизмах интеркаляции молекулярного водорода в графитовые нановолокна. Нечаев Ю.С., Денисов Е.А., Шурыгина Н.А., Черетаева А.О., Костикова Е.К., Давыдов С.Ю. - 114/6/372
- 5.3.17 Диагностика наносистем с использованием ультракоротких рентгеновских импульсов: теория и эксперимент (Миниобзор). Есеев М.К., Матвеев В.И., Макаров Д.Н. - 114/7/444
- 5.3.18 Об идентификации искаженных кристаллических кластеров. Клумов Б.А. - 114/7/467
- 5.3.19 Новые фазовые превращения под давлением в висмутине. Бражкин В.В., Дюжева Т.И., Зибров И.П. - 114/8/541
- 5.3.20 Низкотемпературное возрастание силы трения Ван-дер-Ваальса при относительном движении металлических пластин. Дедков Г.В. - 114/11/779
- 5.3.21 Фазовый переход в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при высоких давлениях по данным спектроскопии комбинационного рассеяния. Аксенов С.Н., Миронович А.А., Любутин И.С., Иванова А.И., Троян И.А., Садыков Р.А., Сиддхартха С Саксена (Монту), Гаврилук А.Г. - 114/12/802

5.4. Динамика решетки, тепловые эффекты

- 5.4.1 Туннельные механизмы релаксации системы янтеллеровских комплексов в кристалле $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$. Сарычев М.Н., Бондаревская А.С., Жевстовских И.В., Уланов В.А., Шакуров Г.С., Егранов А.В., Суриков В.Т., Аверкиев Н.С., Гудков В.В. - 113/1/52
- 5.4.2 Межслоевая теплопроводность и термическая устойчивость деформированного двухслойного

- графена. Подливаев А.И., Гришаков К.С., Катин К.П., Маслов М.М. - 113/3/182
- 5.4.3 Влияние электронной делокализации на поглощение “без отдачи” γ -квантов в варвиките $\text{Fe}_{1.75}\text{V}_{0.25}\text{VO}_4$. Князев Ю.В., Баюков О.А., Шустин М.С., Балацкий Д.В., Бельская Н.А., Громилов С.А., Сухих А.С., Руденко В.В., Казак Н.В. - 113/4/267
- 5.4.4 Ультразвуковой диссипативный солитон в неравновесном парамагнитном кристалле. Сазонов С.В. - 113/9/612
- 5.4.5 Спектр оптических фононов монокристалла $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Талочкин А.Б., Кох К.А., Терещенко О.Е. - 113/10/683
- 5.4.6 Структурная релаксация и колебательные свойства поверхности с точечными дефектами. Русина Г.Г., Борисова С.Д., Чулков Е.В. - 114/2/82
- 5.4.7 Лазерный эффект при взрыве пористого кремния. Зегря Г.Г., Шашков Е.В., Карпова А.А., Воробьев Н.С., Фрейман В.М., Зегря А.Г., Соломонов Ю.С. - 114/4/263
- 5.5. Электронные свойства объемных твердых тел**
- 5.5.1 Эффект разделения киральностей в полуметаллах Рариты–Швингера–Вейля. Хайдуков З.В. - 113/1/21
- 5.5.2 Электронный парамагнитный резонанс в структурах с кольцевыми молекулами GeSi квантовых точек. Зиновьева А.Ф., Зиновьев В.А., Ненашев А.В., Шкляев А.А., Кулик Л.В., Двуреченский А.В. - 113/1/58
- 5.5.3 Зонная структура оксида вольфрама $\text{W}_{20}\text{O}_{58}$ с идеальными октаэдрами. Коршунов М.М., Некрасов И.А., Павлов Н.С., Слободчиков А.А. - 113/1/63
- 5.5.4 О количественном сравнении LDA + DMFT и ARPES спектральных функций. Некрасов И.А., Павлов Н.С. - 113/2/126
- 5.5.5 Наноструктурированный графен на $\beta\text{-SiC}/\text{Si}(001)$: атомная и электронная структура, магнитные и транспортные свойства (Миниобзор). Аристов В.Ю., Чайка А.Н., Молодцова О.В., Аристова И.М., Поторочин Д.В. - 113/3/189
- 5.5.6 To the inhomogeneous bulk state of the $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ topological insulator as revealed by ESR of the charge carriers. Sakhin V., Kukovitsky E., Talanov Yu., Teitelbaum G. - 113/4/265
- 5.5.7 Classification of emergent Weyl spinors in multi-fermion systems. Zubkov M.A. - 113/7/448
- 5.5.8 Анизотропия эффекта Холла в парамагнитной фазе каркасного стекла $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$. Хорошилов А.Л., Азаревич А.Н., Богач А.В., Глушков В.В., Демисев С.В., Краснорусский В.Н., Красиков К.М., Кузнецов А.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Случанко Н.Е. - 113/8/533
- 5.5.9 Influence of cation impurities and both cation and anion nonstoichiometry on aluminum oxide energy gap width. Zainullina V.M., Korotin M.A. - 114/5/346
- 5.5.10 Facile fabrication of Cu_2O thin film with high Seebeck coefficient. Zhang M., Song F., Liang S. - 114/6/365
- 5.5.11 Сильное влияние длины световой волны на квантовые осцилляции фототока и их резонансно-туннельная природа в GaAs/AlAs p - i - n структурах. Ханин Ю.Н., Вдовин Е.Е., Морозов С.В. - 114/6/366
- 5.5.12 Многофононная ионизация глубоких центров в аморфном нитриде бора. Новиков Ю.Н., Гриценко В.А. - 114/7/498
- 5.5.13 Электронные состояния ионов кобальта в слоистых кобальтатах $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$. Удинцева М.С., Ефремов А.В., Смирнов Д., Макарова А., Наумов С.В., Шамин С.Н., Галахов В.Р. - 114/8/546
- 5.5.14 Evidence of homogeneous intermediate valence coexisting with long-range magnetic order in $\text{EuCu}_2(\text{Si,Ge})_2$. Savchenkov P.S., Sidorov V.A., Guo J., Sun L., Alekseev P.A. - 114/9/608
- 5.5.15 Topological phase transitions in strongly correlated systems: application to $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. Irkhin V.Yu., Skryabin Yu.N. - 114/9/625
- 5.5.16 Cu-site disorder in CuAl_2O_4 as studied by XPS spectroscopy. Zhidkov I.S., Belik A.A., Kukharensko A.I., Cholakh S.O., Taran L.S., Fujimori A., Streltsov S.V., Kurmaev E.Z. - 114/9/627
- 5.5.17 Влияние многоэлектронных эффектов на структуру рентгеновских фотоэлектронных спектров $5p$ - и $5s$ -электронов ThO_2 . Яржемский В.Г., Тетерин Ю.А., Маслаков К.И., Тетерин А.Ю., Иванов К.Е. - 114/10/661
- 5.5.18 Пьезоэлектрические свойства пористого кремния. Морозов В.А., Зегря А.Г., Зегря Г.Г., Савенков Г.Г. - 114/10/680
- 5.5.19 Расщепление спектра фермиевских возбуждений топологического изолятора зарядовыми флуктуациями. Вальков В.В. - 114/12/812
- 5.6. Магнитные свойства и спинтроника**
- 5.6.1 Электромагнитный эффект близости и ЛОФФ неустойчивость в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик (Миниобзор). Миронов С.В., Самохвалов А.В., Буздин А.И., Мельников А.С. - 113/2/102
- 5.6.2 Induction of room temperature ferromagnetism in N-doped yttrium oxide: a first-principle calculation. Xu Y.E., Chu J.H. - 113/2/131
- 5.6.3 Геликоидальное магнитное упорядочение и аномальная электропроводность PdCrO_2 . Кудасов Ю.Б. - 113/3/168
- 5.6.4 Скошенное магнитное межслойное упорядочение в $[\text{Fe}(3.0 \text{ нм})/\text{Cr}(1.2 \text{ нм})]_{10}$ структуре, выявленное методом синхротронной мессбауэровской рефлектометрии с поляризационным анализом. Баулин Р.А., Андреева М.А., Чумаков А.И., Бессас Д., Роцин Б.С., Каримов Д.Н., Асадчиков В.Е. - 113/3/175
- 5.6.5 Calculations of structural, elastic and magnetic properties of the novel full Heusler alloys Ru_2XY ($X = \text{Nb, Mn}$) and ($Y = \text{Te, Sb}$). Shabara R.M., Alsobhi V.O. - 113/5/326
- 5.6.6 Обменное усиление магнитокалорического эффекта в ферромагнитных наноструктурах (Миниобзор). Фраерман А.А. - 113/5/353
- 5.6.7 Магнитное рассеяние нейтронов в восстановленном

- оксиде графена. Рунов В.В., Бугров А.Н., Смыслов Р.Ю., Копица Г.П., Иванькова Е.М., Павлова А.А., Феокистов А. - 113/6/385
- 5.6.8 Размерные магнитоакустические эффекты при резонансном рассеянии продольных фононов слоистой магнитной структурой. Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 113/7/475
- 5.6.9 Плазмон-магнонное взаимодействие в системе графен– антиферромагнитный диэлектрик. Пикалов А.М., Дорофенко А.В., Грановский А.Б. - 113/8/527
- 5.6.10 Спиновая релаксация в моно-ионных магнитах, замедленная полем рассеяния ферромагнитных микрочастиц. Коплак О.В., Дворецкая Е.В., Куницына Е.И., Королев Д.В., Палий А.В., Моргунов Р.Б. - 113/12/825
- 5.6.11 Устойчивость и времена жизни магнитных состояний нано- и микроструктур (Миниобзор). Лобанов И.С., Поткина М.Н., Уздин В.М. - 113/12/833
- 5.6.12 Неоднородное магнитное состояние тонких пленок YFeO_3 по данным ЯМР спектроскопии. Оглобличев В.В., Изюров В.И., Пискунов Ю.В., Смольников А.Г., Садыков А.Ф., Чупраков С.А., Дубинин С.С., Наумов С.В., Носов А.П. - 114/1/24
- 5.6.13 О магнитоэлектрической связи в $(\text{Ni}, \text{Cu})\text{V}_2\text{O}_4$. Еремин М.В., Нурмухаметов А.Р. - 114/1/31
- 5.6.14 О долиной намагнитченности монослоев дихалькогенидов переходных металлов. Магарилл Л.И., Чаплик А.В. - 114/2/78
- 5.6.15 Спин-флоп переход в пироборате $\text{Co}_2\text{V}_2\text{O}_5$. Казак Н.В., Бельская Н.А., Мошкина Е.М., Соловьев Л.А., Еремин Е.В., Гаврилкин С.Ю., Овчинников С.Г. - 114/2/89
- 5.6.16 Метамагнитное поведение слоистого кобальтита $\text{NdBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$, $\delta \approx 0.5$. Солин Н.И., Наумов С.В. - 114/3/179
- 5.6.17 Роль интерфейсов в формировании тензора диэлектрической проницаемости тонких слоев ферромагнитного металла. Овчинников С.Г., Максимова О.А., Лященко С.А., Яковлев И.А., Варнаков С.Н. - 114/3/192
- 5.6.18 Сверхбыстрая динамика доменных границ в антиферромагнетиках и ферримагнетиках с температурами компенсации магнитного и углового моментов (Миниобзор). Гареева З.В., Чен С.М. - 114/4/250
- 5.6.19 Спиновые флуктуации и отрицательная теплоемкость (Миниобзор). Стишов С.М., Петрова А.Е. - 114/5/318
- 5.6.20 Влияние механических напряжений на расщепление спиновых подуровней в 4H-SiC . Бреев И.Д., Лихачев К.В., Яковлева В.В., Вейшторг И.П., Скоморохов А.М., Нагалок С.С., Мохов Е.Н., Астахов Г.В., Баранов П.Г., Анисимов А.Н. - 114/5/323
- 5.6.21 Спин-флуктуационный переход в неупорядоченной модели Изинга. Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С. - 114/6/383
- 5.6.22 Полностью оптическая регистрация сверхтонких электронно-ядерных взаимодействий в спиновых центрах в кристаллах 6H-SiC с модифицированным изотопным составом ^{13}C . Бабунц Р.А., Анисимов А.Н., Бреев И.Д., Гурин А.С., Бундакова А.П., Музафарова М.В., Мохов Е.Н., Баранов П.Г. - 114/8/533
- 5.6.23 Магнитные скирмионы и фазовые переходы в антиферромагнитном/ферроэлектрическом бислое. Шарафуллин И.Ф., Диеп Х.Т. - 114/9/610
- 5.6.24 Фазовые переходы и магнитные свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке в слабых магнитных полях. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К. - 114/11/762
- 5.7. Сверхпроводимость**
- 5.7.1 Спонтанные токи и топологически защищенные состояния в сверхпроводящих гибридных структурах со спин-орбитальным взаимодействием (Миниобзор). Самохвалов А.В., Копасов А.А., Кутлин А.Г., Миронов С.В., Буздин А.И., Мельников А.С. - 113/1/38
- 5.7.2 Proximity effect in heterostructures based on superconductor/half-metal system. Kamashev A.A., Garifullin I.A. - 113/3/210
- 5.7.3 Изменение критической температуры халькогенидов железа под влиянием примесных фаз и сверхстехиометрического железа. Гимазов И.И., Киямов А.Г., Лядов Н.М., Васильев А.Н., Чареев Д.А., Таланов Ю.И. - 113/7/450
- 5.7.4 Analog of gravitational anomaly in topological chiral superconductors. Volovik G.E. - 113/8/546
- 5.7.5 Температура сверхпроводящего перехода для очень сильной связи в антиадиабатическом пределе уравнений Элиашберга. Садовский М.В. - 113/9/600
- 5.7.6 Подавление минищели в S(N/F)S контактах. Иоселевич П.А., Чукланов Д.А. - 113/10/661
- 5.7.7 Perpendicular upper critical magnetic field in a layered d -wave superconductor. Lebed A.G. - 113/11/731
- 5.7.8 Особенности разрушения сверхизоляционного состояния импульсным напряжением в пленках NbTiN . Дураков Д.Е., Дербезов И.А., Винокур В.М., Миронов А.Ю. - 114/2/72
- 5.7.9 Реализация концепции спинового полярона в купратных сверхпроводниках на основе диаграммной техники. Мицкан В.А., Коровушкин М.М., Дзебисавили Д.М. - 114/5/339
- 5.7.10 Reentrant orbital effect against superconductivity in the quasi-two-dimensional superconductor NbS_2 . Lebed A.G. - 114/8/551
- 5.7.11 Phase-coherent thermoelectricity in superconducting hybrids (Mini-review). Kalenkov M.S., Zaikin A.D. - 114/10/659
- 5.7.12 Пниктиды семейства $A\text{FeAs}$ ($A = \text{Li}, \text{Na}$) на основе щелочных металлов: современное состояние исследований электронных и сверхпроводящих свойств (Миниобзор). Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А. - 114/10/685
- 5.9. Двумерные электронные системы, поверхности, интерфейсы**
- 5.9.1 Долиная ориентация электронов и экситонов в атомарно-тонких дихалькогенидах переходных металлов (Миниобзор). Глазов М.М., Ивченко Е.Л. - 113/1/10

- 5.9.2 Многочастичные эффекты в спектре коллективных возбуждений сильно взаимодействующих двумерных электронных систем (Миниобзор). Ваньков А.Б., Кукушкин И.В. - 113/2/112
- 5.9.3 Фотонно-стимулированный транспорт в квантовом точечном контакте (Миниобзор). Ткаченко В.А., Квон З.Д., Ткаченко О.А., Ярошевич А.С., Родякина Е.Е., Бакшеев Д.Г., Латышев А.В. - 113/5/328
- 5.9.4 Evidence of the ferroelectric polarization in charge transport through WTe_2 Weyl semimetal surface. Orlova N.N., Ryshkov N.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 113/6/390
- 5.9.5 Фототермическая ионизационная спектроскопия вакансий ртути в эпитаксиальных пленках $HgCdTe$. Козлов Д.В., Уаман Светикова Т.А., Иконников А.В., Румянцев В.В., Разова А.А., Жолудев М.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В. - 113/6/399
- 5.9.6 Двумерный полуметалл в $HgTe$ квантовых ямах толщиной 14 нм. Васильев Н.Н., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Ганичев С.Д. - 113/7/463
- 5.9.7 Связанные состояния отталкивающихся адсорбированных атомов. Максимычев А.В., Меньшиков Л.И., Меньшиков П.Л. - 113/8/523
- 5.9.8 Роли элементов гетероструктуры на основе топологической фазы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в эффекте PT -симметричной терагерцовой фотопроводимости. Казakov А.С., Галева А.В., Иконников А.В., Долженко Д.Е., Рябова Л.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р. - 113/8/548
- 5.9.9 Роль приповерхностной области объема подложки в двумерном фазовом переходе, приводящем к росту однослойного графена: система $Pt-C$. Рутьков Е.В., Галль Н.Р. - 113/9/595
- 5.9.10 Электронный спиновый резонанс в условиях ферромагнитного фазового перехода. Щепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Нефедов Ю.А., Кукушкин И.В. - 113/10/689
- 5.9.11 Coalescence of Andreev bound states on the surface of a chiral topological semimetal. Esin V.D., Barash Yu.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 113/10/695
- 5.9.12 Поглощение микроволнового излучения двумерными электронными системами, связанное с возбуждением размерных резонансов бернштейновских мод. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Уманский В., Смет Ю.Х. - 113/10/697
- 5.9.13 Aharonov–Bohm interferometry based on helical edge states (Mini-review). Niyazov R.A., Aristov D.N., Kachorovskii V.Yu. - 113/11/729
- 5.9.14 Плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах (Миниобзор). Зарезин А.М., Гусихин П.А., Андреев И.В., Муравьев В.М., Кукушкин И.В. - 113/11/740
- 5.9.15 Комментарий к статье “Связанные состояния отталкивающихся адсорбированных атомов” (Письма в ЖЭТФ 113(8), 523 (2021)). Иоселевич А.С. - 113/12/854
- 5.9.16 Новые аспекты увеличения емкости графена путем внедрения дефектов в водных электролитах и ионных жидкостях. Кисленко В.А., Павлов С.В., Федоров М.В., Кисленко С.А. - 114/5/311
- 5.9.17 Наблюдение индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления в $ZnO/Mg_xZn_{1-x}O$ гетеропереходе бесконтактной методикой. Хисамеева А.Р., Щепетильников А.В., Нефедов Ю.А., Кукушкин И.В. - 114/5/328
- 5.9.18 Андерсоновская локализация в двумерной электронно-дырочной системе. Квон З.Д., Ольшанецкий Е.Б., Дрофа М.А., Михайлов Н.Н. - 114/6/377
- 5.9.19 Резонансное отражение света в лафлиновском состоянии $1/3$. Журавлев А.С., Кулик Л.В., Мусина Л.И., Белозеров Е.И., Загитова А.А., Кукушкин И.В. - 114/7/474
- 5.9.20 Когерентность магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике. Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б. - 114/7/479
- 5.9.21 Подавление магнито-межподзонных осцилляций сопротивления крупномасштабными флуктуациями межподзонного энергетического расщепления. Быков А.А., Номоконов Д.В., Горан А.В., Стрыгин И.С., Бакаров А.К., Абеди С., Виткалов С.А. - 114/7/486
- 5.9.22 Корреляция между коэффициентами сдвиговой вязкости и теплопроводности в плотных простых жидкостях. Храпак С.А., Храпак А.Г. - 114/9/615
- 5.9.23 Кулоновский центр в монослое дихалькогенидов переходных металлов. Махмудиан М.М., Чаплик А.В. - 114/9/620
- 5.9.24 Stochastization of long living spin-cyclotron excitations in a spin-unpolarised quantum Hall system. Dickmann S., Kaysin B. D. - 114/10/657
- 5.9.25 Обнаружение перенормировки циклотронной частоты в экранированной двумерной электронной системе с сильным запаздыванием. Семенов Н.Д., Муравьев В.М., Андреев И.В., Кукушкин И.В. - 114/10/669
- 5.9.26 О спектре межслойных шероховатостей в фосфолипидном мультислое. Тихонов А.М., Асадчиков В.Е., Волков Ю.О., Рошин Б.С., Ермаков Ю.А. - 114/10/674
- 5.9.27 Особенности поверхностных состояний собственного антиферромагнитного топологического изолятора с неколлинеарной текстурой доменных стенок. Меньшов В.Н., Русинов И.П., Чулков Е.В. - 114/11/768
- 5.9.28 Double quantum dot FET on graphene. Mohammadpour H. - 114/11/777
- 5.9.29 Отрицательная фотопроводимость гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$. Леонтьев А.В., Чибирев А.А., Гарифьянов Н.Н., Мамин Р.Ф. - 114/12/818
- 5.9.30 Магнитно-электронная неустойчивость графена на ферромагнитной подложке. Дресвянкин Д.Н., Рожков А.В., Сбойчаков А.О. - 114/12/824

5.10. Одномерные и квазиодномерные системы, квантовые точки

- 5.10.1 Влияние мощности излучения на модификацию

осцилляций фототока в однобарьерных $p-i-n$ GaAs/AlAs/GaAs гетероструктурах с InAs квантовыми точками. Вдовин Е.Е., Ханин Ю.Н. - 113/9/605

- 5.10.2 Non-stationary spin-polarized tunneling through a quantum dot coupled to noncollinearly polarized ferromagnetic leads. Luchkin V.N., Mantsevich V.N., Maslova N.S. - 113/11/727
- 5.10.3 Новый политип NbS₃, квазиодномерного проводника с высокотемпературной волной зарядовой плотности. Зыбцев С.Г., Табачкова Н.Ю., Покровский В.Я., Никонов С.А., Майзлах А.А., Зайцев-Зотов С.В. - 114/1/36
- 5.10.4 Two-impurity scattering in quasi-one-dimensional systems. Ioselevich A.S., Peshcherenko N.S. - 114/1/41
- 5.10.5 СВЧ-отклик квантового точечного контакта. Ткаченко В.А., Ярошевич А.С., Квон З.Д., Ткаченко О.А., Родякина Е.Е., Латышев А.В. - 114/2/114

6. Методы теоретической физики

- 6.1 Holographic model of exciton condensation in double monolayer Dirac semimetal. Pikalov A. - 113/4/274
- 6.2 О нелокальном преобразовании Дарбу для стационарных аксиально-симметричных уравнений Шредингера и Гельмгольца. Кудрявцев А.Г. - 113/6/406
- 6.3 Метод Фока–Швингера в случае неравных масс. Осипов А.А. - 113/6/410
- 6.4 О неаддитивной анизотропной релятивистской гидродинамике. Леонидов А.В. - 113/9/620
- 6.5 Связь Вирасоро и суперинтегрируемости. Гауссова матричная модель. Миронов А., Мишняков В., Морозов А., Рашков Р. - 113/11/757
- 6.6 Модель для описания релаксации квантовомеханических систем с близко лежащими уровнями энергий. Вовченко И.В., Шишков В.Ю., Зябловский А.А., Андрианов Е.С. - 114/1/43
- 6.7 Лестничные соотношения на функции Бесселя–Макдональда и $osp(1|2)$ цепочка Тоды. Доценко Е. - 114/7/502

7. Нелинейные явления

- 7.1 Resonant excitation of oscillator with randomly shifted levels. Dmitriev A.P. - 113/2/132
- 7.2 Параметрически возбуждаемые хаотические спайковые последовательности и информационные аспекты в ансамбле нейронов ФитцХью–Нагумо. Щапин Д.С., Некоркин В.И. - 113/6/415
- 7.3 Керровские нелинейности в оптомеханической системе с несимметричным ангармоническим механическим резонатором. Сайко А.П., Федорук Г.Г., Маркевич С.А. - 113/7/486
- 7.4 Спектральная характеристика и временная динамика перестраиваемых акустических резонаторов в режиме сильной связи. Миролюбов М.А., Самусев А.К., Тофтул И.Д., Петров М.И. - 113/8/553

8. Квантовая информатика

- 8.1 Решение уравнения Шредингера на квантовом компьютере методом Залки–Визнера с учетом квантовых шумов. Богданов Ю.И., Богданова Н.А., Фастовец Д.В., Лукичев В.Ф. - 114/6/391
- 8.2 Оптимизация достоверности считывания квантового состояния оптического кубита в ионе иттербия ¹⁷¹Yb⁺. Семенин Н.В., Борисенко А.С., Заливако И.В., Семериков И.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 114/8/553

9. Биофизика

- 9.1 Переключение моды собственных низкочастотных колебаний вируса табачной мозаики при изменении температуры его водной суспензии. Бункин А.Ф., Давыдов М.А., Федоров А.Н., Архипенко М.В., Ошурко В.Б., Першин С.М. - 113/11/763
- 9.2 A statistical model for short-wavelength collective chain fluctuations in a lipid bilayer under a high external electric field. Zakhvataev V.E. - 114/6/400

10. Разное

- 10.1 Локальные упругие измерения в твердых телах с использованием техники акустического трансформера. Левин В.М., Мороков Е.С., Валуев К.А. - 113/1/68
- 10.2 О механизме генерации убегающих электронов после пробоя промежутка. Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф., Шкляев В.А., Сорокин Д.А. - 113/2/133
- 10.3 Гибридная атомарно-оптическая квантовая гирометрия. Томилин В.А., Ильичев Л.В. - 113/3/212
- 10.4 Negative temperature: further extensions. Volovik G.E. - 113/9/624
- 10.5 Фотоуправляемые возвратно-поступательные молекулярные машины типа “гость–хозяин”. Розенбаум В.М., Дехтярь М.Л., Шапочкина И.В., Трахтенберг Л.И. - 113/11/768
- 10.6 Ускорение конверсии ядерных спиновых изомеров молекул воды при их колебательном возбуждении. Мамрашев А.А., Чаповский П.Л. - 114/10/699
- 10.7 Мультипольные эффекты в тороидном перестраиваемом планарном метаматериале. Стенищев И.В., Кожокарь М.В., Чугуевский В.И., Башарин А.А. - 114/12/833

12. Мультидисциплинарное

- 12.1 Type-II Weyl semimetal vs gravastar. Volovik G.E. - 114/4/273
- 12.2 О возможности значительного увеличения времени хранения ультрахолодных нейтронов в ловушках, покрытых пленкой жидкого гелия. Григорьев П.Д., Дюгаев А.М., Могилук Т.И., Григорьев А.Д. - 114/8/560

Содержание
Том 114, выпуск 11
Поля, частицы, ядра

Демидов С.В., Левков Д.Г., Фархтдинов Б.Р. Численное исследование многочастичного рождения в теории ϕ^4 : сравнение с аналитическими результатами 723

Оптика, лазерная физика

Колмычек И.А., Малышева И.В., Новиков В.Б., Майдыковский А.И., Леонтьев А.П., Напольский К.С., Мурзина Т.В. Оптические свойства гиперболических метаматериалов (Миниобзор) 727

Astafiev A.A., Shakhov A.M., Minayeva S.A., Nadtochenko V.A. Enhanced nonlinear photoluminescence of Au-carbon dot nanohybrids produced by photocatalytic reduction of Au(III) ions 740

Дроздов К.А., Крылов И.В., Василик В.А., Косов А.Д., Дубинина Т.В., Седова М.В., Рябова Л.И. Оптимизация параметров фотостимулированных резистивных переключений в пленках фталоцианинов 742

Ларин А.О., Агеев Э.И., Дворецкая Л.Н., Можаров А.М., Мухин И.С., Зуев Д.А. Формирование люминесцентных структур при облучении тонких пленок α -Si:H-Er лазерными импульсами фемтосекундной длительности 749

Харитонов А.В., Газизов А.Р., Харинцев С.С. Усиление кубической нелинейности в средах с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью: невырожденный оптический эффект Керра ... 756

Конденсированное состояние

Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А., Мазагаева М.К. Фазовые переходы и магнитные свойства модели Поттса с числом состояний спина $q = 4$ на гексагональной решетке в слабых магнитных полях 762

Меньшов В.Н., Русинов И.П., Чулков Е.В. Особенности поверхностных состояний собственного антиферромагнитного топологического изолятора с неколлинеарной текстурой доменных стенок 768

Mohammadpour H. Double quantum dot FET on graphene 777

Дедков Г.В. Низкотемпературное возрастание силы трения Ван-дер-Ваальса при относительном движении металлических пластин 779

Содержание
Том 114, выпуск 12
Оптика, лазерная физика

Ustinov A.S., Shorokhov A.S., Smirnova D.A. Topological photonics (Mini-review) 787

Радионыхчев Е.В., Хайрулин И.Р., Кочаровская О.А. О возможности распространения гамма-фотонов со скоростью менее шести метров в секунду при комнатной температуре посредством акустически индуцированной прозрачности 789

Плазма, гидро- и газодинамика

Шпатаковская Г.В. Закономерности в потенциалах ионизации многозарядных ионов тяжелых элементов 798

Конденсированное состояние

Аксенов С.Н., Миронович А.А., Любутин И.С., Иванова А.Г., Троян И.А., Садыков Р.А., Сиддхартха С Саксена (Монту), Гаврилюк А.Г. Фазовый переход в $Y_3Fe_5O_{12}$ при высоких давлениях по данным спектроскопии комбинационного рассеяния 802

Вальков В.В. Расщепление спектра фермиевских возбуждений топологического изолятора зарядовыми флуктуациями 812

Леонтьев А.В., Чибирев А.А., Гарифьянов Н.Н., Мамин Р.Ф. Отрицательная фотопроводимость гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ 818

Дресвянкин Д.Н., Рожков А.В., Сбойчаков А.О. Магнитно-электронная неустойчивость графена на ферромагнитной подложке 824

Разное

Стенищев И.В., Кожокар М.В., Чугуевский В.И., Башарин А.А. Мультипольные эффекты в тороидном перестраиваемом планарном метаматериале 833

Авторский указатель томов 113–114 за 2021 г. 838

Предметный указатель томов 113–114 за 2021 г. 854