

ISSN 0370-274X

Том 118, Выпуск 11–12

Декабрь 2023



Письма
в
ЖУРНАЛ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
и
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ФИЗИКИ

www.sciencejournals.ru



2023 г. Том 118 вып. 11, стр. 785 – 868

2023 г. Том 118 вып. 12, стр. 869 – 976

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

том 118

Выпуск 11

10 декабря 2023

*Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

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

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

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

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

Эффект нарушения T -инвариантности в рассеянии поляризованных ядер ${}^3\text{He}$ на тензорно-поляризованных дейтронах

Ю. Н. Узи́ков^{+×○1)}, М. Н. Платонова^{*+}

⁺ Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова, Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

^{*} Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[×] Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[○] Государственный университет “Дубна”, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 5 октября 2023 г.

После переработки 26 октября 2023 г.

Принята к публикации 27 октября 2023 г.

При взаимодействии поперечно поляризованного ядерного пучка с тензорно-поляризованной дейтронной мишенью ненулевое значение компоненты полного сечения процесса, соответствующей этой комбинации поляризаций, является однозначным сигналом нарушения T -инвариантности при сохранении P -четности. Разработанный ранее метод расчета этой компоненты полного сечения для pd -рассеяния на основе теории Глаубера обобщен нами на случай ${}^3\text{He}d$ -рассеяния, и вычислена ее энергозависимость в интервале энергий пучка 0.1–1 ГэВ/нуклон. Найдено, что в ${}^3\text{He}d$ -столкновении, в отличие от pd -рассеяния, доминирует вклад только одного типа T -неинвариантных нуклон-нуклонных сил, что имеет существенное значение для выделения неизвестной константы этого взаимодействия из соответствующих данных.

DOI: 10.31857/S1234567823230015, EDN: mtyhlo

1. Введение. Дискретные симметрии по отношению к инверсии пространства (P), обращению времени (T) и зарядовому сопряжению (C) играют ключевую роль в теории фундаментальных взаимодействий [1]. Нарушение C - и CP -симметрий требуется для объяснения барионной асимметрии Вселенной [2]. В рамках стандартной модели (СМ) фундаментальных взаимодействий и стандартной космологической модели CP -нарушение, наблюдаемое в физике каонов, B - и D -мезонов, далеко не достаточно для объяснения этой асимметрии – не хватает 8–9 порядков абсолютной величины [3, 4]. Из этого следует, что в природе должны существовать другие источники CP -нарушения, вне СМ. Все обнаруженные CP -нарушающие эффекты (при условии CPT -симметрии эти эффекты эквивалентны нарушению T -инвариантности) одновременно являются нарушающими P -четность. Сигналом T -нечетных P -нечетных эффектов является постоянный электрический дипольный момент (ЭДМ) нейтрона, нейтральных атомов и заряженных частиц [5]. Поиску ЭДМ нейтрона, а также заряженных частиц – протонов,

дейтронов, ядер ${}^3\text{He}$ – посвящено много работ (см. работу [6] и ссылки в ней).

Напротив, T -нечетным P -четным, или Time-invariance Violating P -parity Conserving (TVPC) эффектам, сохраняющим флэйвор, предложенным в 1965 г. Окунем [7], Прентки и Вельтманом [8], Ли и Вольфенштейном [9] для объяснения нарушения CP -симметрии, уделяется гораздо меньше внимания. В рамках СМ эти эффекты отсутствуют на уровне фундаментальных взаимодействий и могут появиться только как электрослабые радиационные поправки к T -нечетным P -нечетным взаимодействиям, при этом их интенсивность исчезающе мала [10, 11]. Причина, по которой TVPC-эффекты представляют интерес, состоит в том, что экспериментальные ограничения на них до сих пор довольно слабые, много слабее, чем на ЭДМ, а наблюдение TVPC-эффекта на достижимом в настоящее время уровне экспериментальной точности ($\leq 10^{-6}$) будет прямым свидетельством физики вне Стандартной модели. Ранее предполагалось, что существующие экспериментальные ограничения на ЭДМ одновременно накладывают ограничения и на TVPC-взаимодействия [12], при этом ожидаемая величина эффекта становится

¹⁾ e-mail: uzikov@jinr.ru

ничтожно малой. Однако позднее было показано [13], что существует такой сценарий генерации ЭДМ вне СМ, в рамках которого нет связи между экспериментальными ограничениями на ЭДМ и TVPC-эффекты.

На эксперименте поиск нарушения T -инвариантности при сохранении P -четности проводится (см. работу [14] и ссылки в ней) путем проверки принципа детального равновесия в ядерных реакциях, измерения T -нечетных угловых корреляций в бета-распаде ядер и угловых распределениях гамма-квантов, в нарушении зарядовой симметрии в рассеянии поляризованных протонов на нейтронах и поляризованных нейтронов на протонах, в прохождении поляризованных нейтронов через выстроенные (тензорно-поляризованные) ядра [15]. Экспериментальные ограничения на величину TVPC-эффектов последовательно понижаются. Так, цель эксперимента по pd -рассеянию при энергии 135 МэВ [16] – достижение точности измерения TVPC-сигнала на уровне 10^{-6} , что на порядок выше по сравнению с экспериментом по трансмиссии нейтронов через тензорно-поляризованную мишень ядер хольмия, ^{165}Ho [15].

В случае малонуклонных систем возможно надежно вычислить абсолютную величину и энергетическую зависимость TVPC-сигнала с точностью до неизвестных констант T -нарушающего взаимодействия, которые входят в выражение для сигнала в виде множителей. При энергиях столкновения, характерных для современных ускорителей, константы TVPC-взаимодействия с большой вероятностью не зависят от энергии, поэтому форма энергозависимости TVPC-сигнала определяется обычными T -четными P -четными силами, и ее необходимо знать для выбора оптимальной области энергии при поиске сигнала. Для pd -столкновений при низких энергиях 0.1–2 МэВ энергозависимость TVPC-сигнала была вычислена на основе решения уравнений Фаддеева [17], а в области энергий 0.1–1 ГэВ – на основе теории Глаубера [18, 19]. Для канала столкновений ядер ^3He с дейтронами эта задача рассматривается в настоящей работе впервые на основе соответствующей модификации метода [18, 19].

В S -волновом приближении для волновой функции ядра ^3He поляризация этого ядра обусловлена нейтроном, поэтому поляризованные пучки ядер ^3He эффективно являются пучками поляризованных нейтронов и представляют большой интерес для адронной спиновой физики [20]. Созданию таких пучков в последнее время уделяется большое внимание на ускорительном комплексе RHIC, будущем

электрон-ионном коллайдере EIC [21], а также комплексе NICA [22].

2. TVPC-сигнал. Рассмотрим прохождение поперечно поляризованных частиц со спином $s = 1/2$ через мишень с тензорно-поляризованными ядрами, имеющими спин $J = 1$, на примере эксперимента по проверке T -инвариантности в pd -рассеянии. Вектор поляризации налетающего протона обозначим как $\mathbf{p}^p$, а единичный вектор в направлении импульса протона – $\mathbf{m}$. Выберем систему координат так, что $OZ \uparrow \mathbf{m}$, $OY \uparrow \mathbf{p}^p$, $OX \uparrow [\mathbf{p}^p \times \mathbf{m}]$. В общем случае полное сечение рассматриваемого pd -взаимодействия при наличии эффектов нарушения T - и P -инвариантности содержит 9 слагаемых [23]. При условии сохранения P -четности это число уменьшается до пяти [18, 19], а при наличии только поперечной поляризации у протонного пучка (p_y^p) сводится к следующим четырем слагаемым:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_0 + \sigma_1 p_y^p p_y^d + \sigma_3 P_{zz} + \sigma_{TVPC} p_y^p P_{xz}, \quad (1)$$

где p_y^d – поперечная поляризация дейтрона, а P_{zz} и P_{xz} – компоненты тензора поляризации (выстроенности) дейтрона. Полное сечение взаимодействия неполяризованных протона и дейтрона, σ_0 , а также компоненты полного сечения, соответствующие поперечно-поляризованному протону и дейтрону, σ_1 , неполяризованному протону и тензорно-поляризованному (P_{zz}) дейтрону, σ_3 , обусловлены обычными T -инвариантными P -инвариантными взаимодействиями. Последнее слагаемое в полном сечении (1), σ_{TVPC} , обусловлено взаимодействием векторно поляризованных протонов (p_y^p) с тензорно-поляризованными дейтронами (P_{xz}) и является сигналом нарушения T -инвариантности при сохранении P -четности. Эта наблюдаемая не может быть имитирована взаимодействием в начальном/конечном состояниях и не равна нулю только в том случае, если в системе имеется взаимодействие TVPC-типа. Эта величина эквивалента полному сечению пятивекторной T -нечетной корреляции, введенной в работе [24].

При прохождении пучка через мишень его интенсивность уменьшается за счет поглощения в мишени, которое определяется полным сечением σ_{tot} . Для измерения сечения σ_{TVPC} на эксперименте с фиксированной дейтронной мишенью надо измерить степень ослабления пучка при прохождении его через мишень для двух противоположных направлений поляризации протона – со спином вверх T^+ и вниз T^- [15, 16]. При нулевом значении вектора поляризации дейтрона асимметрия $(T^+ - T^-)/(T^+ + T^-)$ пропорциональна сечению σ_{TVPC} [15]. Если поперечная поляризация дейтрона p_y^d не равна нулю, то при таком

способе измерения сигнала сечение σ_1 также вносит вклад в асимметрию, и этот вклад является ложным. Подавление этого вклада посредством подавления абсолютной величины поляризации p_y^d представляет серьезную проблему. Так, в случае pd -рассеяния при 135 МэВ векторная поляризация дейтрона p_y^d должна быть подавлена до уровня $p_y^d < 2 \cdot 10^{-6}$ [25, 26], чтобы обеспечить планируемую точность экспериментального ограничения на TVPC-сигнал 10^{-6} [16]. Решение этой сложной проблемы дает новый метод измерения [23], основанный на использовании прецессирующей в плоскости ускорительного кольца поляризации дейтронного пучка, что позволяет надежно отделить искомый TVPC-сигнал от ложного вклада, а также других сигналов с помощью Фурье-анализа измеряемой скорости счета числа событий. Этот же метод может быть использован для измерения TVPC-сигнала в ${}^3\text{He}d$ -рассеянии.

3. Элементы формализма $N^3\text{He}$ - и ${}^3\text{He}d$ -рассеяния. Адронные T -четные P -четные спин-зависящие амплитуды pN -рассеяния выбраны в форме [27]

$$\begin{aligned} M_N = & A_N + C_N \sigma_p \cdot \hat{\mathbf{n}} + C'_N \sigma_N \cdot \hat{\mathbf{n}} + \\ & + B_N (\sigma_p \cdot \hat{\mathbf{k}}) (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{k}}) + \\ & + (G_N + H_N) (\sigma_p \cdot \hat{\mathbf{q}}) (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{q}}) + \\ & + (G_N - H_N) (\sigma_p \cdot \hat{\mathbf{n}}) (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{n}}), \end{aligned} \quad (2)$$

здесь σ_p (σ_N) – спиновые матрицы Паули, действующие на спиновое состояние протона пучка (нуклона мишени N), единичные орты $\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{q}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$ определены через начальный $\mathbf{p}$ и конечный $\mathbf{p}'$ импульсы рассеивающегося протона $\hat{\mathbf{k}} = (\mathbf{p} + \mathbf{p}')/|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|$, $\hat{\mathbf{q}} = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')/|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|$, $\hat{\mathbf{n}} = [\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{q}}]$. В теории Глаубера вклад в амплитуду pA -рассеяния вносят только pN -амплитуды на массовой поверхности. Мы рассматриваем здесь следующие три члена t -матрицы TVPC упругого pN -рассеяния, не исчезающие на массовой поверхности [18, 19, 28]:

$$\begin{aligned} t_{pN} = & h_{pN} [(\sigma_p \cdot \hat{\mathbf{k}}) (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{q}}) + (\sigma_p \cdot \hat{\mathbf{q}}) (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{k}}) - \\ & - \frac{2}{3} (\sigma_N \cdot \sigma_p) (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{k}})] + \\ & + g_{pN} [\sigma_p \times \sigma_N] \cdot [\hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{k}}] (\tau_p - \tau_N)_z + \\ & + g'_{pN} (\sigma_p - \sigma_N) \cdot i [\hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{k}}] [\tau_p \times \tau_N]_z, \end{aligned} \quad (3)$$

здесь h_{pN} , g_{pN} , g'_{pN} – неизвестные амплитуды (константы) TVPC NN -взаимодействия, τ_p (τ_N) – изоспиновые матрицы Паули, действующие на состояние начального протона (нуклона N).

Оператор перехода $N^3\text{He} \rightarrow N^3\text{He}$ ($N = p, n$) с учетом T -инвариантных и T -неинвариантных вкладов имеет ту же спиновую структуру, что и сумма

операторов перехода $pN \rightarrow pN$ (2) и (3), поскольку спины начальных и конечных частиц в этих процессах одинаковы и равны $s = 1/2$:

$$\begin{aligned} F = & A_1 + A_2 \sigma_N \hat{\mathbf{n}} + A_3 \sigma \hat{\mathbf{n}} + A_4 (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{k}}) (\sigma \cdot \hat{\mathbf{k}}) + \\ & + (A_5 + A_6) (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{q}}) (\sigma \cdot \hat{\mathbf{q}}) + \\ & + (A_5 - A_6) (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{n}}) (\sigma \cdot \hat{\mathbf{n}}) + \\ & + h_{\tau N} [(\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{k}}) (\sigma \cdot \hat{\mathbf{q}}) + (\sigma_N \cdot \hat{\mathbf{q}}) (\sigma \cdot \hat{\mathbf{k}}) - \\ & - \frac{2}{3} (\sigma_N \cdot \sigma) (\hat{\mathbf{q}} \cdot \hat{\mathbf{k}})] + g_{\tau N} [\sigma_N \times \sigma] \cdot [\hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{k}}] + \\ & + g'_{\tau N} i (\sigma_N - \sigma) \cdot [\hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{k}}] [\tau_N \times \tau]_z, \end{aligned} \quad (4)$$

здесь σ (τ) – спиновые (изоспиновые) матрицы Паули, действующие на состояние ядра ${}^3\text{He}$; A_i ($i = 1, 2, \dots, 6$) – T -четные, а $h_{\tau N}$, $g_{\tau N}$, $g'_{\tau N}$ – T -нечетные P -четные амплитуды упругого $N^3\text{He}$ -рассеяния. В предпоследнем слагаемом формулы (4) отсутствует изоспиновый фактор, аналогичный фактору в формуле (3), учитывающему зануление амплитуды g -типа для рассеяния тождественных нуклонов. В случае $N^3\text{He}$ -рассеяния сталкивающиеся частицы не являются тождественными, и амплитуда g -типа не равна нулю как для падающего протона, так и для нейтрона. Аналитические выражения для всех спиновых амплитуд в (4) получены нами в рамках теории Глаубера с использованием элементарных pN -амплитуд (2) и (3) для всех трех кратностей рассеяния с учетом спиновой структуры ядра ${}^3\text{He}$ в S -волновом приближении для пространственной части волновой функции. Спиновая структура T -оператора упругого ${}^3\text{He}d$ -рассеяния та же самая, что и для pd -рассеяния, и для случая коллинеарной кинематики приведена в [18]. T -неинвариантный эффект в ${}^3\text{He}d$ -рассеянии определяется мнимой частью TVPC-амплитуды ${}^3\text{He}d$ -рассеяния на нулевой угол $\tilde{g}$ [18, 19]

$$\sigma_{TVPC} = -4\sqrt{\pi} \frac{2}{3} \text{Im} \tilde{g}. \quad (5)$$

Для вычисления амплитуды $\tilde{g}$ используем теорию Глаубера. В приближении однократного рассеяния эта амплитуда зануляется за счет свойств операторов (3) и (4). Учитывая компактность ядра ${}^3\text{He}$, вычисляем эту амплитуду, как и в случае pd -рассеяния, на основе механизма двукратного рассеяния, с тем отличием от pd , что вместо pN -амплитуд в амплитуду процесса ${}^3\text{He}d \rightarrow {}^3\text{He}d$ входят амплитуды ${}^3\text{He}N$ -рассеяния. Отметим, что в ${}^3\text{He}d$ -рассеянии есть механизмы более высокой кратности, однако вклад их под нулевым углом ожидается существенно меньше механизма двукратного рассеяния и в данной работе не рассматривается. В приближении механизма двукратного ${}^3\text{He}N$ рассеяния из выражения (10) рабо-

ты [19] получаем искомую амплитуду $\tilde{g}$ для процесса ${}^3\text{Hed} \rightarrow {}^3\text{Hed}$ в виде

$$\tilde{g} = \frac{i}{4\pi m_p} \int_0^\infty dq q^2 [S_0^{(0)}(q) - \sqrt{8}S_2^{(1)} - 4S_0^{(2)}(q) + 9S_1^{(2)}(q) + \sqrt{2}\frac{4}{3}S_2^{(2)}(q)] \times \{ -A_3^{\tau n}(q)h_{\tau p}(q) + A_3^{\tau p}(q)[g_{\tau n}(q) - h_{\tau n}(q)] \}, \quad (6)$$

где $S_n^{(m)}(q)$ ($m, n = 0, 1, 2$) – формфакторы дейтрона, определенные в [19] с учетом вклада S - и D -волн, $u(r)$ и $w(r)$, при этом верхний индекс m указывает степень D -волны, $w^m(r)$, а нижний n – порядок сферической функции Бесселя $j_n(qr)$ под знаком интеграла по r .

Рассмотрим по отдельности различные T -нечетные вклады в TVPC-сигнал ${}^3\text{Hed}$ -рассеяния. i) Как показано в [18, 30], вклад g' -члена в TVPC-сигнал pd -рассеяния исчезает в силу свойства симметрии зарядово-обменного перехода $\langle pn|\hat{g}'|np\rangle = -\langle np|\hat{g}'|pn\rangle$. Аналогичным свойством симметрии обладает зарядово-обменная амплитуда $p^3\text{H} \leftrightarrow n^3\text{He}$ g' -типа, и поэтому ее вклад в TVPC-сигнал ${}^3\text{Hed}$ -рассеяния также зануляется для всех кратностей pN -рассеяния. ii) Вклад взаимодействия g_N -типа в упругое $n^3\text{He}$ -рассеяние, входящий в TVPC-сигнал (6), зануляется для механизмов одно- и двукратного рассеяния в силу специфических спиновых свойств оператора перехода для этого взаимодействия. При этом неисчезающий вклад дает только амплитуда трехкратного рассеяния, в которую g_N -члены входят в суперпозиции с h_N -членами. За счет влияния формфактора ядра ${}^3\text{He}$ вклад трехкратного рассеяния по сравнению с вкладом однократного рассеяния для TVPC-взаимодействия так же подавлен, как и для T -четных P -четных сил. iii) Взаимодействие h_N -типа вносит ненулевой вклад в амплитуды всех трех кратностей упругого $N^3\text{He}$ -рассеяния.

Выражения для $p^3\text{He}$ -амплитуд h -типа в приближении однократного $h_{p\tau}^{(1)}$ и двукратного $h_{p\tau}^{(2)}$ рассеяния имеют вид

$$h_{p\tau}^{(1)} = \frac{k_{p\tau}}{k_{pN}} S(q) h_n(q), \quad (7)$$

$$h_{p\tau}^{(2)} = \frac{k_{p\tau}}{\pi i k_{pN}^2} S(q/2) \int d^2 q' S(\sqrt{3}q') A_p(q_1) h_n(q_2),$$

где векторы $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ определены как

$$\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}/2 - \mathbf{q}', \mathbf{q}_2 = \mathbf{q}/2 + \mathbf{q}',$$

$S(q)$ – упругий формфактор ядра ${}^3\text{He}$: $S(q) = \exp\{-q^2/12c^2\}$, а k_{pN} ($k_{p\tau}$) – относительный импульс в системе pN ($p^3\text{He}$). С ростом переданного

импульса q обе амплитуды быстро убывают по абсолютной величине за счет формфактора ${}^3\text{He}$, поэтому доминирующий вклад в интеграл (6) вносит область малых переданных импульсов и, соответственно, амплитуда однократного рассеяния. Амплитуду трехкратного рассеяния мы вычисляем, вынося произведение NN -амплитуд $f_1(\mathbf{q}_1)f_2(\mathbf{q}_2)f_3(\mathbf{q}_3)$ из-под знака интеграла по промежуточным импульсам при $\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}_2 = \mathbf{q}_3 = \mathbf{q}/3$, что дает следующее выражение:

$$h_{p\tau}^{(3)} = -\frac{1}{3} \frac{k_{p\tau}}{4\pi^2 k_{pN}^3} \tilde{S} \{ \Sigma_p^2 h_n + (B_p + G_p + H_p) \times [(B_n + G_n + H_n)h_p + 2(B_p - G_p - H_p)g_n] \}, \quad (8)$$

где $\tilde{S} = \frac{64}{3}\pi^2 c^4$,

$$\Sigma_p^2 = 3A_p^2 + C_p^2 - 3C_p'^2 - 2B_p^2 - 3G_p^2 - 3H_p^2 - 2G_p H_p. \quad (9)$$

Все NN -амплитуды в выражениях (8) и (9) берутся при переданном импульсе $q/3$.

Отметим, что в амплитуде трехкратного рассеяния (8) появляется вклад взаимодействия g_n -типа. Этот член подавлен произведением спин-зависящих амплитуд T -четного pp -рассеяния B_p, G_p, H_p по сравнению с h_n -членом, домножаемым в (8) на A_p^2 . Как будет видно далее из численных расчетов, вклад трехкратного рассеяния h -типа значительно меньше вклада однократного рассеяния.

Амплитуды $n^3\text{He}$ -рассеяния, как T -четные, так и T -нечетные, получаются из соответствующих амплитуд $p^3\text{He}$ -рассеяния путем замены в них pp -амплитуд на pn -амплитуды, а pn – на nn -амплитуды. Так, выражения для $n^3\text{He}$ -амплитуд h -типа в приближении одно- и двукратного рассеяния имеют вид, аналогичный выражениям (7) с заменой индексов $p \leftrightarrow n$. Для правильного учета NN -амплитуд g -типа при вычислении $N^3\text{He}$ -амплитуд нужно также учесть изоспинный фактор (см. (3)), который зануляется для соударения тождественных нуклонов. Соответственно, в конечных формулах полагаем $g_p = 0$ и получаем, что $n^3\text{He}$ -амплитуды g -типа для механизмов одно- и двукратного рассеяния обращаются в ноль, тогда как выражения для $n^3\text{He}$ -амплитуд h - и g -типов в приближении трехкратного рассеяния имеют вид

$$h_{n\tau}^{(3)} = -\frac{1}{3} \frac{k_{n\tau}}{4\pi^2 k_{nN}^3} \tilde{S} \{ \Sigma_n^2 h_p + (B_p + G_p + H_p) \times [(B_n + G_n + H_n)h_n - 2(B_n - G_n - H_n)g_n] \},$$

$$g_{n\tau}^{(3)} = -\frac{1}{3} \frac{k_{n\tau}}{4\pi^2 k_{nN}^3} \tilde{S} \{ [B_n^2 - (G_n + H_n)^2]h_p + (B_p - G_p - H_p)[(B_n + G_n + H_n)h_n - 2(B_n - G_n - H_n)g_n] \}, \quad (10)$$

где Σ_n^2 определено формулой (9) с заменой $p \rightarrow n$.

4. Численные результаты и обсуждение.

Для тестирования используемой модели упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния мы выполняем расчет дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ и векторной анализирующей способности A_y^p этого процесса:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \Sigma = |A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2 + |A_5 + A_6|^2 + |A_5 - A_6|^2, \quad (11)$$

$$A_y^p = 2\text{Re}[A_1 A_2^* + (A_5 - A_6) A_3^*] \Sigma^{-1}. \quad (12)$$

Отметим, что амплитуда A_3 , входящая в выражение для TVPC-сигнала (6), входит со своей фазой в выражение (12) для A_y^p , а квадрат ее модуля входит в сечение. В численных расчетах мы используем амплитуды pN -рассеяния из базы данных SAID [31]. Для ядра ${}^3\text{He}$ используем полностью антисимметричную волновую функцию с симметричной координатной S -волновой функцией $\psi = N \exp\{-c^2(r_1^2 + r_2^2 + r_3^2)\}$, где параметр $c^{-1} = 1.56\sqrt{2}$ фм [32], а N – нормировочный множитель. Волновая функция дейтрона взята в модели CD-Bohn для потенциала NN -взаимодействия [33].

Результаты расчета дифференциального сечения и векторной анализирующей способности A_y^p процесса упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при энергии протонного пучка $T_p = 415$ МэВ приведены на рис. 1 и 2, соответственно, в сравнении с данными [29]. Из этих ри-

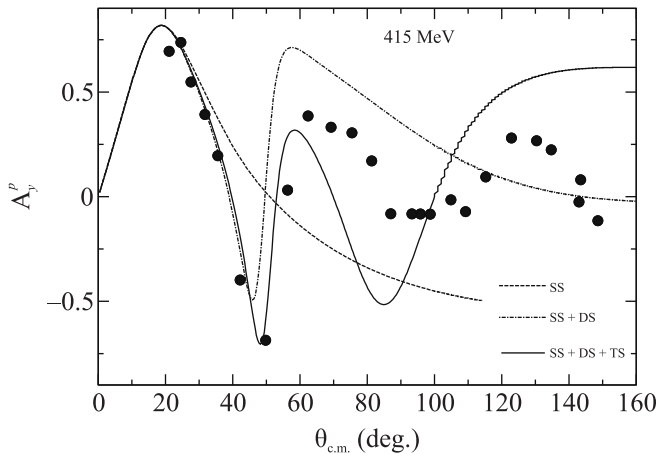


Рис. 2. Протонная векторная анализирующая способность процесса упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при энергии $T_p = 415$ МэВ. Описание точек и кривых см. в подписи к рис. 1

сунков видно, что в интервале углов рассеяния от нуля до $\sim 50^\circ$ сумма амплитуд одно- и двукратного рассеяния хорошо согласуется с экспериментом. Вклад трехкратного рассеяния становится доминирующим в сечении и A_y при углах более $\sim 70\text{--}80^\circ$, при этом сечение уменьшается на 4 порядка величины, а область этих больших углов находится уже вне зоны применимости теории Глаубера. Мы нашли, что аналогичная ситуация имеет место и при других энергиях протонов – 156, 200, 300, 515 МэВ, для которых имеются данные [29] по $d\sigma/d\Omega$ и A_y , а также при энергии 1 ГэВ, для которой измерено только дифференциальное сечение. Соответствующий формализм и численные результаты будут опубликованы отдельно.

Полученное согласие с данными о рассеянии $p^3\text{He}$ в переднюю полусферу дает основания полагать, что расчет T -неинвариантного эффекта в этом подходе выполняется с аналогичной степенью точности (за исключением неизвестных TVPC-констант). Результаты расчета TVPC-сигнала в ${}^3\text{He}d$ -рассеянии для T -нечетного взаимодействия h - и g -типов для механизмов с разной кратностью рассеяния показаны на рис. 3 в зависимости от энергии пучка. Из этого рисунка видно, что механизм однократного рассеяния в процессе $N^3\text{He} \rightarrow N^3\text{He}$ полностью доминирует в этом сигнале для взаимодействия h_N -типа. Взаимодействие g_N -типа дает вклад только в амплитуду трехкратного рассеяния процесса $n^3\text{He} \rightarrow n^3\text{He}$, которая входит в выражение (6) для амплитуды ${}^3\text{He}d$ -рассеяния вперед, и по этой причине подавлено по сравнению с h_N -взаимодействием на 3–4 порядка величины (в предположении равенства констант h

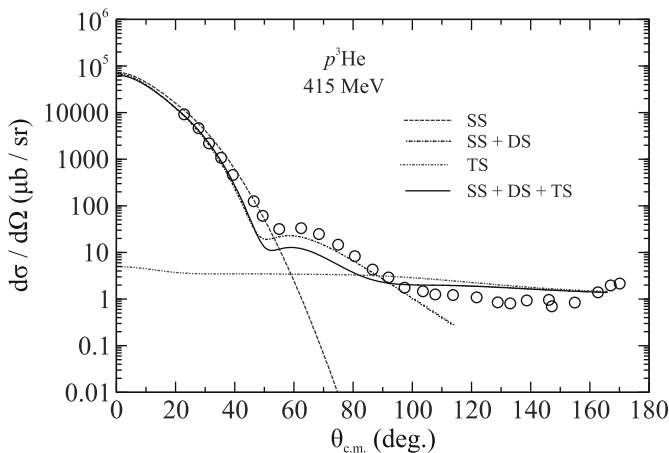


Рис. 1. (Цветной онлайн) Дифференциальное сечение процесса упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при энергии $T_p = 415$ МэВ. Показаны вклады однократного (штриховая кривая) и трехкратного (штрих-пунктирная) рассеяния. Штрих-пунктирной кривой показан суммарный вклад одно- и двукратного рассеяния, а сплошной кривой – полный расчет (сумма всех трех кратностей). Точки – экспериментальные данные из работы [29]

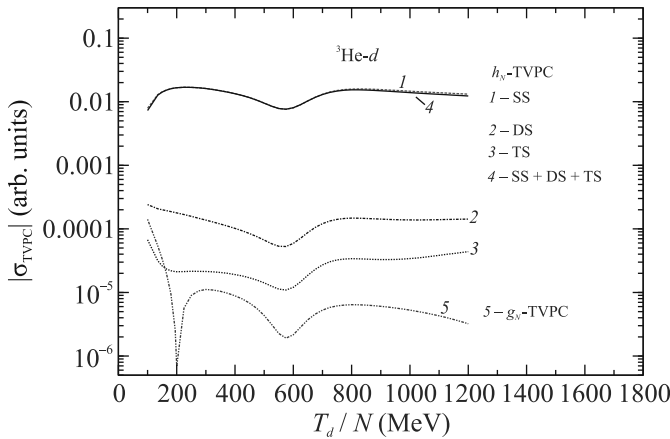


Рис. 3. (Цветной онлайн) TVPC-сигнал в ${}^3\text{He-d}$ -рассеянии в зависимости от кинетической энергии столкновения для NN -взаимодействий h_N - (1–4) и g_N - (5) типа при включении TVPC-амплитуды в однократное (SS), двукратное (DS) и трехкратное (TS) столкновения. Суммарный результат (SS + DS + TS) показан кривой 4 для h_N - и 5 – для g_N -взаимодействия

и g). Как уже отмечалось, NN -взаимодействие g' -типа не дает вклада в TVPC-сигнал процесса ${}^3\text{He-d}$ -рассеяния. Из расчетов следует, что в рассматриваемой области энергий 0.1–1 ГэВ TVPC-эффект является плавной функцией энергии.

На рисунке 4 показан вклад S - и D -волн дейтрона в T -неинвариантный эффект. Видно, что интерфе-

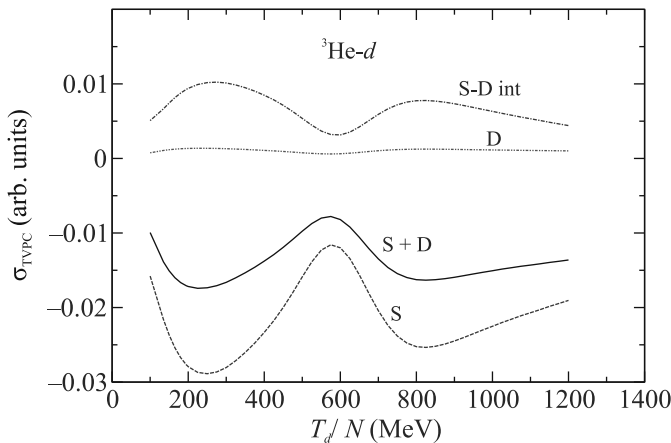


Рис. 4. (Цветной онлайн) TVPC-сигнал h_N -типа в ${}^3\text{He-d}$ -рассеянии в зависимости от энергии столкновения на нуклон при учете различных формфакторов дейтрона $S_n^{(m)}$ в выражении (6) с учетом вкладов S - и D -волн: S – $S_0^{(0)}$, D – $S_0^{(2)}$, $S_1^{(2)}$ и $S_2^{(2)}$, S -D int – $S_1^{(1)}$, $S + D$ – суммарный вклад

ренция этих волн очень существенна, хотя сам вклад D -волны мал. D -волновой вклад занижается по отношению к интерференционному члену $u(r)w(r)$ вслед-

ствие того, что два формфактора, определяемые квадратом D -волны, $S_0^{(2)}$ и $S_2^{(2)}$, входят в TVPC-сигнал со знаком минус, а другой формфактор $S_1^{(2)}$, также определяемый квадратом D -волны, входит со знаком плюс (см. [19]), в то время как интерференционный член, $S_2^{(1)}$, не подвержен такой компенсации.

5. Заключение. На основе теории многократного рассеяния Глаубера с учетом полной спиновой зависимости нуклон-нуклонного рассеяния, включая все исчезающие на массовой поверхности T -инвариантные и T -неинвариантные взаимодействия, вычислен эффект нарушения T -инвариантности при сохранении P -четности для процесса рассеяния поляризованных ядер ${}^3\text{He}$ на тензорно-поляризованных ядрах дейтерия. Необходимые для этого расчета T -четные и T -нечетные спиновые амплитуды упругого рассеяния протонов и нейтронов на ядрах ${}^3\text{He}$ построены в рамках теории Глаубера с учетом вклада всех трех кратностей рассеяния в S -волновом приближении для волновой функции ядра ${}^3\text{He}$. Численные расчеты демонстрируют хорошее согласие с имеющимися данными о дифференциальном сечении и векторной анализирующей способности A_y^p процесса $p^3\text{He}$ -рассеяния при энергиях 0.1–1 ГэВ в переднюю полусферу углов в области, в которой преобладает вклад однократного рассеяния с примесью интерференции с двукратным рассеянием.

Расчет TVPC-сигнала показывает, что механизм однократного рассеяния в процессе $N^3\text{He} \rightarrow N^3\text{He}$ полностью доминирует в этом сигнале для взаимодействия h_N -типа. Взаимодействие g_N -типа дает вклад только в амплитуду трехкратного рассеяния процесса $n^3\text{He} \rightarrow n^3\text{He}$ и по этой причине значительно подавлено по сравнению с h_N -взаимодействием (при равенстве констант h и g). NN -взаимодействие g' -типа не дает вклада в TVPC-сигнал рассматриваемого процесса. Найденный доминирующий вклад только одного типа T -неинвариантных нуклон-нуклоновых сил в TVPC-сигнал процесса ${}^3\text{He-d}$ -рассеяния существенно упрощает задачу выделения неизвестной константы h_N -взаимодействия из соответствующих данных. Следует отметить, что поляризационные эксперименты по прохождению поляризованных нейтронов через тензорно-поляризованные ядра планируются при низких энергиях в условиях, когда ожидается значительное усиление эффекта за счет резонансных свойств ядерной структуры [34]. Однако, ввиду исключительной сложности резонансной структуры многонуклонных ядер, определить абсолютную величину констант TVPC-взаимодействия из ожидаемых данных, в

отличие от рассматриваемых здесь малонуклонных систем, будет весьма проблематично.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда # 23-22-00123, <https://rscf.ru/project/23-22-00123/>.

1. S.N. Vergeles, N.N. Nikolaev, Y.N. Obukhov, A.J. Silenko, and O.V. Teryaev, *Usp. Fiz. Nauk* **193**(2), 113 (2023).
2. A. D. Sakharov, *Pis'ma v ZhETF* **5**, 32 (1967).
3. A. Riotto and M. Trodden, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49**, 35 (1999).
4. W. Bernreuther, *Lect. Notes Phys.* **591**, 237 (2002).
5. J. Engel, M. J. Ramsey-Musolf, and U. van Kolck, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **71**, 21 (2013).
6. F. Abusaif et al., *Storage ring to search for electric dipole moments of charged particles: Feasibility study*, CERN Yellow Reports: Monographs, CERN-2021-003, CERN, Geneva (2021).
7. L. B. Okun, *Yad. Fiz.* **1**, 938 (1965).
8. J. Prentki and M. J. G. Veltman, *Phys. Lett.* **15**, 88 (1965).
9. T. D. Lee and L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **138**, B1490 (1965).
10. V. P. Gudkov, *Phys. Rep.* **212**, 77 (1992).
11. J. Engel, P. H. Frampton, and R. P. Springer, *Phys. Rev. D* **53**, 5112 (1996).
12. R. S. Conti and I. B. Khriplovich, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3262 (1992).
13. A. Kurylov, G. C. McLaughlin, and M. J. Ramsey-Musolf, *Phys. Rev. D* **63**, 076007 (2001).
14. A. L. Barabanov and A. G. Beda, *J. Phys. G* **31**, 161 (2005).
15. P. R. Huffman, N. R. Roberson, W. S. Wilburn, C. R. Gould, D. G. Haase, C. D. Keith, B. W. Raichle, M. L. Seely, and J. R. Walston, *Phys. Rev. C* **55**, 2684 (1997).
16. P. Lenisa, F. Rathmann, L. Barion et al. (Collaboration), *EPJ Tech. Instrum.* **6**(1), 2 (2019).
17. Y.-H. Song, R. Lazauskas, and V. Gudkov, *Phys. Rev. C* **84**, 025501 (2011); Erratum: *Phys. Rev. C* **93**, 049901 (2016)].
18. Yu. N. Uzikov and A. Temerbayev, *Phys. Rev. C* **92**(1), 014002 (2015).
19. Yu. N. Uzikov and J. Haidenbauer, *Phys. Rev. C* **94**(3), 035501 (2016).
20. A. Accardi, J. L. Albacete, M. Anselmino et al. (Collaboration), *Eur. Phys. J. A* **52**(9), 268 (2016).
21. A. Zelenski, G. Atoian, E. Beebe, S. Ikeda, T. Kanesue, S. Kondrashev, J. Maxwell, R. Milner, M. Musgrave, M. Okamura, A. A. Poblaguev, D. Raparia, J. Ritter, A. Sukhanov, and S. Trabocchi, *Nucl. Instrum. Meth. A* **1055**, 168494 (2023).
22. A. Zelenski, *Optically pumped polarized ${}^3\text{He}^{++}$ ion source development for NICA, talk at XXV Baldin ISHEPP, 18-23 October 2023*, Dubna, Russia (2023), private communication.
23. N. N. Nikolaev, F. Rathmann, A. J. Silenko, and Y. Uzikov, *Phys. Lett. B* **811**, 135983 (2020).
24. A. L. Barabanov, *Yad. Fiz.* **44**, 1163 (1986).
25. A. A. Temerbayev and Yu. N. Uzikov, *Phys. Atom. Nucl.* **78**(1), 35 (2015).
26. D. Eversheim, Y. Valdau, and B. Lorentz, *PoS INPC2016*, 177 (2017).
27. M. N. Platonova and V. I. Kukulin, *Phys. Rev. C* **81**, 014004 (2010); Erratum: *Phys. Rev. C* **94**, 069902 (2016).
28. M. Beyer, *Nucl. Phys. A* **560**, 895 (1993).
29. D. K. Hasell, A. Bracco, H. P. Gubler, W. P. Lee, W. T. H. van Oers, R. Abegg, D. A. Hutcheon, C. A. Miller, J. M. Cameron, L. G. Greeniaus, G. A. Moss, M. B. Epstein, and D. J. Margaziotis, *Phys. Rev.* **34**, 236 (1986).
30. Y. Uzikov, *EPJ Web Conf.* **138**, 08001 (2017).
31. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, *Phys. Rev. C* **76**, 025209 (2007).
32. L. A. Kondratyuk and M. Z. Shmatikov, *Yad. Fiz.* **38**, 216 (1983).
33. R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **63**, 024001 (2001).
34. J. D. Bowman and V. Gudkov, *Phys. Rev. C* **90**(6), 065503 (2014).

Обобщенная аналитическая модель описания спектров поглощения света линейными молекулярными агрегатами

С. С. Моритака, В. С. Лебедев¹⁾

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

Поступила в редакцию 11 октября 2023 г.

После переработки 11 октября 2023 г.

Принята к публикации 30 октября 2023 г.

Исследованы оптические свойства линейных агрегатов красителей, у которых дипольные моменты двух молекул мономера, образующих их элементарную ячейку, не лежат в одной плоскости с осью агрегата, а френкелевский экситон делокализован вдоль этой оси. Разработана аналитическая модель для описания поляризационных эффектов в спектрах поглощения света такими агрегатами. Показано, что характер их оптических спектров радикально отличается от изученного ранее случая линейных агрегатов с одной молекулой в ячейке. Построенная теория в качестве частного случая содержит простые формулы известной модели Давыдова–МакРея–Каша для обычных линейных агрегатов. Дано объяснение экспериментальных данных по спектрам поглощения агрегата красителя псевдоизоцианин бромида.

DOI: 10.31857/S1234567823230027, EDN: muglmc

1. Введение. Интенсивное развитие фундаментальных и прикладных исследований в области фотоники и оптоэлектроники требует создания нано- и микроструктурированных материалов с уникальными оптическими и фотоэлектрическими свойствами. Потребность в их использовании возникает при разработке высокочувствительных фотодетекторов и солнечных батарей, светодиодов и сенсоров, высокочастотных резонаторов и нановолноводов, нанолазеров, элементов памяти и нелинейно-оптических переключателей [1–5]. Весьма привлекательными для ряда фотонных и оптоэлектронных приложений [6, 7] оказываются молекулярные агрегаты красителей. В таких системах благодаря трансляционному порядку электронные возбуждения отдельных молекул обобществляются, образуя делокализованные экситоны Френкеля [8, 9]. Наиболее полно исследованы линейные J-агрегаты цианиновых красителей с одной молекулой в элементарной ячейке. Для J-агрегатов характерны рекордно малые для органических материалов спектральные ширины полос поглощения и люминесценции, аномально высокие силы осцилляторов перехода и нелинейно-оптические восприимчивости. Цианиновые красители способны также образовывать H-агрегаты, обладающие более широкими спектральными полосами и увеличенным радиационным временем жизни. Структуры J- и H-агрегатов различаются углом упаковки молекул, причем этот угол больше у H-, чем у J-агрегатов (см. обзор [10]).

Молекулярные агрегаты нашли широкие применения в фотохимии природных систем, поскольку они функционируют как светособирающие комплексы в фотосинтезе и эффективно передают энергию возбуждения центрам фотохимических реакций [11]. J-агрегаты широко используются в качестве функциональных материалов в фотодетекторах [7, 6] и фототранзисторах [12], а также в светоизлучающих устройствах для получения узкополосной люминесценции с высоким квантовым выходом [13] и для эффективной передачи экситонной энергии квантовым точкам с целью сильного увеличения их люминесценции [14]. Имеется серия работ по использованию молекулярных агрегатов в микрорезонаторах и нелинейно-оптических устройствах [15]. Весьма интенсивно J-агрегаты используются в настоящее время в качестве органической компоненты гибридных металлоорганических наноструктур [16–19]. Это позволяет изучать физические явления, возникающие в различных режимах плазмон-экситонной связи (от слабой и промежуточной до ультрасильной).

В последнюю декаду заметно активизировались исследования агрегатов более сложных типов, чем обычные агрегаты цианиновых красителей с одной молекулой в элементарной ячейке: TC, OC, TDBC, TDC и др. В частности, широко исследуются агрегаты с двумя молекулами мономеров в элементарной ячейке, дипольные матричные элементы перехода которых не лежат в одной плоскости с осью агрегата. Такого типа структуры могут возникать в виде линейных [10] или трубчатых [21, 20] агрегатов.

¹⁾e-mail: vlebedev@lebedev.ru

Современные методы синтеза пленок молекулярных агрегатов позволяют заданным образом ориентировать их на подложке, так что они проявляют ярко выраженную анизотропию спектров поглощения и люминесценции [22, 23]. Наряду с этим, в работе [16] показана важная роль эффектов анизотропии J-агрегатной оболочки красителя в спектрах поглощения и рассеяния света металлоорганическими наночастицами. Ее результаты показывают, что анизотропные и поляризационные свойства молекулярных агрегатов необычным образом проявляются в оптических спектрах плазмон-экситонных наносистем. Поэтому значительный интерес вызывает исследование поляризационных эффектов в оптических спектрах агрегатов сложных типов, для которых характерно наличие нескольких полос поглощения, и установление связи между их поляризационными спектральными свойствами и геометрической структурой ячейки. Эта задача решается в статье на примере линейных агрегатов с непланарной структурой элементарной ячейки (см. рис. 1), в которой дипольные моменты молекул не лежат в одной плоскости с осью агрегата, а экситон Френкеля делокализован вдоль этой оси. Теоретических исследований по этой тематике к настоящему моменту времени не имеется.

Целью работы является разработка аналитической модели для описания поляризационных спектров поглощения молекулярных агрегатов красителей с непланарной структурой элементарной ячейки, установление новых закономерностей и особенностей в их поведении и объяснение имеющихся экспериментальных данных на примере агрегата красителя псевдоизоцианин бромида.

2. Постановка задачи. Приведем исходные формулы для коэффициента поглощения света с частотой ω_k и линейной поляризацией $\epsilon_{k\alpha}$ ($\alpha = 1, 2$) для отдельной линейной нити агрегата, содержащего две молекулы мономеров в непланарной элементарной ячейке (см. рис. 1). Предложенная модель может быть применена к описанию образцов, содержащих множество таких упорядоченных нитей, если энергия экситонной связи соседних молекул мономеров внутри отдельной нити значительно превосходит энергию экситонной связи молекул из разных нитей.

Основной вклад в результирующий коэффициент поглощения $K_{\text{tot}}^{\alpha}(\omega_k) = \sum_q K_q^{\alpha}(\omega_k)$ [см⁻¹] вносят переходы из основного состояния $|g\rangle$ агрегата во всевозможные возбужденные состояния $|e_q\rangle$ делокализованного экситона с волновым числом q :

$$K_{\text{tot}}^{\alpha}(\omega_k) = \sigma_{\text{tot}}^{\alpha}(\omega_k) N_0, \quad \sigma_{\text{tot}}^{\alpha}(\omega_k) = \sum_q \sigma_q^{\alpha}(\omega_k). \quad (1)$$

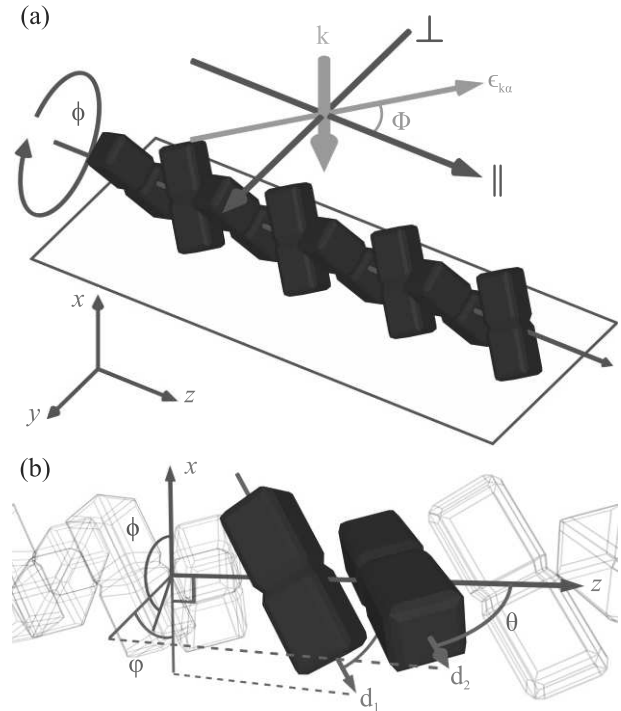


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение геометрической структуры линейной нити агрегата с непланарной ячейкой, содержащего $M = 8$ молекул (а), и самой элементарной ячейки с двумя молекулами мономеров (б). Ось z системы координат направлена вдоль оси агрегата. Ось x параллельна волновому вектору фотона $\mathbf{k}$. Угол Φ обозначает поворот вектора поляризации $\epsilon_{k\alpha}$, отсчитанного от оси агрегата z в плоскости yz . θ – полярный угол отклонения дипольных моментов перехода $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$ в молекулах мономера от оси z . Угол φ обозначает разницу азимутальных углов поворота двух диполей в элементарной ячейке. ϕ – азимутальный угол поворота агрегата вокруг собственной оси

Здесь N_0 [см⁻³] – концентрация агрегатов в основном состоянии $|g\rangle$, $\sigma_q^{\alpha}(\omega_k)$ [см²] – эффективное сечение поглощения поляризованного света с частотой ω_k для индивидуального перехода $|g\rangle \rightarrow |e_q\rangle$.

Будем исходить из общего выражения для сечения $\sigma_q^{\alpha}(\omega_k)$ поглощения света с частотой ω_k и поляризацией $\epsilon_{k\alpha}$, которое применительно к задаче о переходе $|g\rangle \rightarrow |e_q\rangle$ между основным $|g\rangle$ и одним из возбужденных $|e_q\rangle$ экситонных состояний агрегата с волновым числом q имеет вид

$$\sigma_q^{\alpha}(\omega_k) = \frac{4\pi^2}{\hbar c \omega_k} \left| \sum_{nm\nu} \frac{e_{\nu}}{m_{\nu}} \langle e_q | \hat{\mathbf{p}}_{\nu} \epsilon_{k\alpha} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_{\nu}} | g \rangle \right|^2 a_q(\omega_k). \quad (2)$$

Здесь $a_q(\omega_k)$ [с] – контур спектральной полосы, нормированный соотношением $\int a_q(\omega_k) d\omega_k = 1$; c – скорость света; $\hat{\mathbf{p}}_{\nu}$ – оператор импульса частицы с за-

рядом $\mathbf{e}_\nu$ и массой m_ν . Индекс ν обозначает номер заряженной частицы в молекуле мономера, а индекс m – номер молекулы в элементарной ячейке, так что $m = 1, \dots, \mathcal{M}$, где $\mathcal{M}$ – число молекул мономеров в ячейке (в нашем случае $\mathcal{M} = 2$ и $m = 1, 2$). Индекс n нумерует элементарную ячейку в агрегате и пробегает значения от 1 до $\mathcal{N}$ ($\mathcal{N}$ – число ячеек в агрегате), а пара чисел $\{nm\}$ задает определенную молекулу мономера (их полное число в агрегате $M = 2\mathcal{N}$).

Обоснуем возможность пренебрежения эффекта запаздывания при расчёте матричного элемента перехода в формуле (2). С этой целью представим радиус-вектор $\mathbf{R}_\nu$ частицы с зарядом e_ν (одного из электронов или ядер молекулы мономера) в виде $\mathbf{R}_\nu = \mathbf{R}'_\nu + \mathbf{r}_{nm}$, где $\mathbf{r}_{nm}$ – радиус-вектор центра масс молекулы $\{nm\}$, $\mathbf{R}'_\nu$ – положение заряда относительно этого центра. Тогда матричный элемент перехода можно переписать следующим образом:

$$\langle e_q | \hat{\mathbf{p}}_\nu \epsilon_{\mathbf{k}\alpha} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_\nu} | g \rangle = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{nm}} \langle e_q | \hat{\mathbf{p}}_\nu \epsilon_{\mathbf{k}\alpha} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}'_\nu} | g \rangle, \quad (3)$$

выделив в нем в явном виде фактор $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_{nm})$. Это позволяет отделить в экспоненте $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_\nu)$ вклад эффекта запаздывания между отдельными молекулами от вклада, обусловленного эффектом запаздывания в пределах одной молекулы мономера. Так как характерный размер a молекул значительно меньше длины световой волны, $a \ll \lambda$, то при расчете матричного элемента перехода в отдельной молекуле заведомо можно использовать дипольное приближение. Поэтому в формуле (3) можно положить $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}'_\nu) = 1$ и использовать соотношение, связывающее матричные элементы операторов импульса и дипольного момента. Это дает:

$$\sum_\nu \frac{e_\nu}{m_\nu} \langle e_q | \hat{\mathbf{p}}_\nu | g \rangle = -i\Omega_q \langle e_q | \hat{\mathbf{d}}_{nm} | g \rangle. \quad (4)$$

Здесь $\hat{\mathbf{d}}_{nm} = \sum_\nu e_\nu \mathbf{R}'_\nu$ – оператор дипольного момента молекулы m в ячейке n , включающий вклады электронов и ядер; Ω_q – частота возбуждения делокализованного экситона в молекулярном агрегате с волновым числом q при переходе $|g\rangle \rightarrow |e_q\rangle$.

Далее перейдем к базису локальных возбуждений молекул в агрегате. В аппарате вторичного квантования возбужденное состояние $|e_q\rangle$ делокализованного экситона записывается в виде суперпозиции состояний агрегата $|e_{nm}\rangle$ в базисе локальных возбуждений:

$$|e_q\rangle = \sum_{nm} c_{nm}^q |e_{nm}\rangle, \quad |e_{nm}\rangle \equiv |g_{11}, \dots, e_{nm}, \dots, g_{\mathcal{N}\mathcal{M}}\rangle, \quad (5)$$

где c_{nm}^q – коэффициенты разложения. Согласно (5) в агрегате, находящимся в состоянии $|e_{nm}\rangle$, возбуждена одна молекула мономера с номером m в ячейке

n , а все остальные молекулы находятся в основном состоянии. Основное состояние агрегата при этом записывается как $|g\rangle \equiv |g_{11}, \dots, g_{nm}, \dots, g_{\mathcal{N}\mathcal{M}}\rangle$.

С помощью выражений (3) – (5) перепишем формулу (2) для сечения перехода $|g\rangle \rightarrow |e_q\rangle$ в виде:

$$\sigma_q^\alpha(\omega_k) = \frac{4\pi^2\Omega_q^2}{\hbar c \omega_k} a_q(\omega_k) \left| \sum_{nm} c_{nm}^q e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{nm}} \mathbf{d}_{nm} \epsilon_{\mathbf{k}\alpha} \right|^2, \quad (6)$$

$$\mathbf{d}_{nm} \equiv \langle e_{nm} | \hat{\mathbf{d}}_{nm} | g \rangle = \langle e_{nm} | \sum_\nu e_\nu \mathbf{R}'_\nu | g \rangle. \quad (7)$$

Здесь для краткости мы обозначили $\mathbf{d}_{nm}$ матричный элемент перехода между основным и возбужденным состояниями отдельной молекулы m в ячейке n .

Для заданной моды фотона $\{\mathbf{k}\alpha\}$ с частотой ω_k и поляризацией α формула (6) связывает индивидуальное сечение поглощения $\sigma_q^\alpha(\omega_k)$ света агрегатом с произвольно ориентированными в пространстве дипольными матричными элементами переходов $\mathbf{d}_{nm}$ в молекулах мономеров. Она применима для произвольного направления волнового вектора фотона $\mathbf{k}$ относительно оси агрегата. Для расчета результирующего коэффициента поглощения $K_{\text{tot}}^\alpha(\omega_k)$ поляризованного света необходимо выполнить суммирование выражения (6) по всевозможным значениям волнового числа экситона q с помощью соотношения (1).

3. Экситонная модель агрегата с двумя молекулами в элементарной ячейке. Для конкретного анализа нами выбран случай нормального падения поляризованного света на агрегат, расположенный на плоской диэлектрической подложке. Таким образом обычно измеряются поляризационные спектры агрегатов, изготовленных в виде пленочных образцов с высокой степенью ориентации. Расчеты выполним для отдельной нити в системе координат с осью z , направленной параллельно оси нити, осью x , ориентированной нормально подложке в направлении, противоположном $\mathbf{k}$, и осью y , дополняющей правую тройку (см. рис. 1а). При нормальном падении света оправданным является пренебрежение эффектом запаздывания ($\exp[i\mathbf{k}\mathbf{r}_{nm}] = 1$) в формуле (6) для сечения поглощения $\sigma_q^\alpha(\omega_k)$, поскольку направление $\mathbf{k}$ падающего света перпендикулярно оси агрегата ($\mathbf{k} \perp \hat{z}$).

Учтем специфику задачи, связанную с непланарной геометрией элементарной ячейки агрегата (см. рис. 1б). В случае идеально упорядоченного агрегата дипольные матричные элементы перехода трансляционно эквивалентных молекул не зависят от номера ячейки n . Поэтому можно опустить номер n при записи дипольного момента перехода $\mathbf{d}_{nm} \rightarrow \mathbf{d}_m$ в дальнейших формулах и выделить в выражении (6)

для сечения $\sigma_q^\alpha(\omega_k)$ безразмерный фактор S_q , определяющий вклад непланарности ячейки в эффективную силу линии радиационного перехода:

$$\sigma_q^\alpha(\omega_k) = \frac{4\pi^2\Omega_q^2}{\hbar c\omega_k} \mathfrak{D}^2 S_q a_q(\omega_k), \quad \mathfrak{D}^2 = \frac{1}{\mathcal{M}} \sum_m |\mathbf{d}_m|^2, \quad (8)$$

$$S_q = \frac{1}{\mathfrak{D}^2} \sum_{mm'} (\mathbf{d}_m \epsilon_{\mathbf{k}\alpha}) (\mathbf{d}_{m'} \epsilon_{\mathbf{k}\alpha})^* \sum_{nn'} c_{nm}^q (c_{n'm'}^q)^*. \quad (9)$$

Здесь $d_m \equiv |\mathbf{d}_{nm}|$ – матричный элемент дипольного момента перехода молекулы m между ее основным и возбужденным состояниями (7). Усредненная величина $\mathfrak{D}^2$ описывает эффективность дипольных переходов молекул, входящих в состав элементарной ячейки ($\mathcal{M} = 2$). В рассматриваемых нами агрегатах матричные элементы перехода отличаются лишь направлением, так что $d \equiv |\mathbf{d}_m|$ и $\mathfrak{D}^2 = d^2$.

Покомпонентная запись дипольных моментов перехода мономеров имеет вид (см. рис. 1b):

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_1 &= d \left\{ \sin\theta \cos\left(\phi + \frac{\varphi}{2}\right), \sin\theta \sin\left(\phi + \frac{\varphi}{2}\right), \cos\theta \right\}, \\ \mathbf{d}_2 &= d \left\{ \sin\theta \cos\left(\phi - \frac{\varphi}{2}\right), \sin\theta \sin\left(\phi - \frac{\varphi}{2}\right), \cos\theta \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Обозначения углов θ , φ и ϕ в формуле (10) даны в подписях к рис. 1. Отметим, что наиболее интересным является случай, когда дипольные моменты переходов всех молекул в составе агрегата с непланарной ячейкой образуют одинаковый угол θ с осью агрегации z . Далее обозначим буквой Φ угол между осью агрегата z и вектором $\epsilon_{\mathbf{k}\alpha}$ поляризации фотона (см. рис. 1a). Тогда в рассматриваемой системе координат покомпонентная запись волнового вектора и вектора поляризации выглядит следующим образом:

$$\mathbf{k} = (-k, 0, 0), \quad \epsilon_{\mathbf{k}\alpha} = (0, -\sin\Phi, \cos\Phi). \quad (11)$$

Учтем далее, что в составе пленочных образцов отдельные упорядоченные агрегаты могут иметь произвольную азимутальную ориентацию, так что естественно провести усреднение сечения поглощения (8) по азимутальному углу ϕ :

$$\begin{aligned} \sigma_q^\alpha(\omega_k, \theta, \varphi, \Phi) &\equiv \langle \sigma_q^\alpha(\omega_k, \theta, \varphi, \Phi, \phi) \rangle_\phi = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sigma_q^\alpha(\omega_k, \theta, \varphi, \Phi, \phi) d\phi. \end{aligned} \quad (12)$$

Усредненное сечение (12) поглощения света молекулярными агрегатами с непланарной ячейкой зависит лишь от трех углов, два из которых, θ и φ , определяют геометрическую структуру агрегата, а третий Φ является углом между вектором поляризации фотона $\epsilon_{\mathbf{k}\alpha}$ и осью агрегата (см. рис. 1). Мы

не стали вводить новый символ для среднего значения $\langle \sigma_q^\alpha \rangle_\phi$. Это касается и усредненного фактора $S_q(\theta, \varphi, \Phi) \equiv \langle S_q(\theta, \varphi, \Phi, \phi) \rangle_\phi$ в (9), который представляет собой безразмерный квадрат модуля дипольного матричного элемента перехода в агрегате, т.е. по существу, силу линии перехода.

В соответствии с (8) характер поляризационных спектров поглощения определяется угловой зависимостью как безразмерного фактора $S_q(\theta, \varphi, \Phi)$, так и резонансных частот экситонных переходов $\Omega_q \equiv \Omega_q(\theta, \varphi)$. Поэтому в выражении (8) для сечения следует в явном виде выделить угловой фактор Θ_q :

$$\sigma_q^\alpha(\omega_k, \theta, \varphi, \Phi) = \frac{4\pi^2}{\hbar c} \frac{\omega_m^2}{\omega_k} d^2 a_q(\omega_k) \Theta_q(\theta, \varphi, \Phi), \quad (13)$$

$$\Theta_q(\theta, \varphi, \Phi) = \left(\frac{\Omega_q(\theta, \varphi)}{\omega_m} \right)^2 S_q(\theta, \varphi, \Phi), \quad (14)$$

где ω_m – частота перехода в молекуле мономера, рассматриваемой как двухуровневая система.

Установление дисперсионного соотношения $E_q = \hbar\Omega_q(\theta, \varphi)$ в (13) и вида коэффициентов c_{nm}^q , входящих в формулы (9) и (14), проведем подобно тому, как это обычно делается в теории молекулярных экситонов [8]. Для этого необходимо в представлении вторичного квантования диагонализировать гамильтониан агрегата, записанный в базисе локальных возбуждений отдельных молекул мономеров. Основной вклад в формирование экситонной связи в молекулярных агрегатах вносит диполь-дипольное взаимодействие ближайших соседей, энергия E_c которого имеет вид

$$E_c = \frac{\mathbf{d}_1 \mathbf{d}_2 - 3(\mathbf{d}_1 \mathbf{n}_z)(\mathbf{d}_2 \mathbf{n}_z)}{l^3}. \quad (15)$$

Здесь $\mathbf{n}_z$ – единичный вектор в направлении оси агрегата z , соединяющий эти молекулы, l – расстояние между центрами масс соседних молекул, которое полагается одинаковым для взаимного расположения как двух молекул мономеров внутри ячейки, так и пары соседних молекул из разных ячеек.

Используем далее покомпонентную запись (10) дипольных матричных элементов перехода $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$ двух молекул мономеров в непланарной ячейке линейного агрегата и выражение (15) для энергии взаимодействия ближайших соседей. В результате приходим к искомым выражениям для закона дисперсии

$$E_q = \hbar\Omega_q(\theta, \varphi) = E_0 + 2E_c(\theta, \varphi) \cos(ql), \quad (16)$$

$$E_c(\theta, \varphi) = (\sin^2\theta \cos\varphi - 2\cos^2\theta) \mathcal{E}, \quad \mathcal{E} = d^2/l^3 \quad (17)$$

и коэффициентов разложения (5) экситонного состояния по базису локальных возбуждений:

$$c_{nm}^q = \sqrt{\frac{2}{M+1}} \sin [ql(2n+m-2)]. \quad (18)$$

Здесь M – число молекул в агрегате ($M = 2N$), $E_c(\theta, \varphi)$ – энергия экситонной связи. Параметр $\mathcal{E}$ определяет масштаб диполь-дипольной связи, а энергия E_0 характеризует середину экситонной зоны. Основной вклад в $E_0 = \hbar\omega_m + \Delta E$ вносит энергия перехода в мономере $\hbar\omega_m$, а сдвиг ΔE определяется изменением электростатического взаимодействия молекулы мономера с окружающей средой и другими молекулами агрегата при ее возбуждении [8].

Из формулы (16) можно сделать два вывода. Во-первых, при $\varphi = 0$ из (16) следует закон дисперсии для обычных линейных агрегатов с одной молекулой в элементарной ячейке [8–10]

$$E_q = E_0 + 2\mathcal{E} (1 - 3\cos^2\theta) \cos(ql). \quad (19)$$

В частности, вытекает известное значение магического угла $\theta_M = 54.7^\circ$, при котором энергия экситонной связи E_c обращается в нуль. При $\theta < \theta_M$ и при $\theta > \theta_M$ такие агрегаты относятся, соответственно, к J- и H-типам и обладают различными оптическими свойствами. Во-вторых, для более сложных агрегатов с непланарной ячейкой закон дисперсии существенно зависит не только от значения полярного угла θ , но и от азимутального угла φ относительного поворота двух молекул мономеров вокруг оси агрегата z (см. рис. 1).

Подставляя формулу (18) в (9) и используя соотношение (12), приходим к следующему выражению для усредненного по углу ϕ безразмерного фактора

$$S_q(\theta, \varphi, \Phi) = \frac{1}{\pi d^2(M+1)} \sum_{mm'} \int_0^{2\pi} (\epsilon_{\mathbf{k}\alpha} \mathbf{d}_m) (\epsilon_{\mathbf{k}\alpha} \mathbf{d}_{m'})^* d\phi \times \\ \times \sum_{nn'} \sin [ql(2n+m-2)] \sin [ql(2n'+m'-2)], \quad (20)$$

определяющего наряду с дисперсионным соотношением (16) угловые зависимости сечения индивидуального перехода из основного $|g\rangle$ в одно из возбужденных состояний $|e_q\rangle$ делокализованного экситона.

Входящие в формулы (8) и (20) возможные значения q_j волнового числа экситона в случае открытых граничных условий [10] описываются выражением

$$q \equiv q_j = \frac{\pi j}{(M+1)l}, \quad j \in \{1, \dots, M\}, \quad (21)$$

где j – номер экситонного состояния. Состояние при $j = 1$ и энергии связи $E_c > 0$ или $E_c < 0$ относится к потолку или дну экситонной зоны, соответственно.

Расчет интеграла и проведение суммирования по n, n' и m, m' ($m, m' = 1, 2$ и $n, n' = 1, 2, \dots, N = M/2$) в формуле (20) приводит к окончательному аналитическому выражению для безразмерного S -фактора

$$S_q(\theta, \varphi, \Phi) = \frac{1}{2} \sin^2\theta \sin^2\Phi \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) f_M(\pi - ql) + \\ + \left[\cos^2\theta \cos^2\Phi + \frac{1}{2} \sin^2\theta \sin^2\Phi \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right] f_M(ql), \quad (22)$$

соответствующего заданному экситонному переходу $|g\rangle \rightarrow |e_q\rangle$ в агрегате с двумя молекулами в непланарной ячейке. Входящие сюда функции имеют вид:

$$f_M(ql) = \begin{cases} \frac{2}{M+1} \cot^2\left(\frac{ql}{2}\right), & j = 1, 3, 5, \dots \\ 0, & j = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (23)$$

$$f_M(\pi - ql) = \begin{cases} 0, & j = 1, 3, 5, \dots \\ \frac{2}{M+1} \tan^2\left(\frac{ql}{2}\right), & j = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (24)$$

Совместно с исходной формулой для парциального коэффициента поглощения, $K_q^\alpha = N_0 \sigma_q^\alpha$, света при переходе $|g\rangle \rightarrow |e_q\rangle$ и выражениям (13) и (14) для соответствующего эффективного сечения σ_q^α приведенная выше формула (22) определяет парциальный вклад этого перехода в результирующий коэффициент поглощения света, $K_{\text{tot}}^\alpha = \sum_q K_q^\alpha$.

Полученный результат отражает тот факт, что исследуемый агрегат фактически состоит из двух цепочек молекул мономеров (см. рис. 1), вклады которых в поглощение на данном переходе $|g\rangle \rightarrow |e_q\rangle$ могут складываться конструктивно или деструктивно. Это проявляется как перераспределение эффективной силы линии, S_q , на противоположный край экситонной зоны при увеличении φ от 0 до π . В случае $\varphi = 0$ из наших аналитических формул следует известное выражение [24] для интенсивности поглощения на индивидуальном переходе $|g\rangle \rightarrow |e_{q_j}\rangle$ в традиционной модели Давыдова–Каппа–МакРея агрегата с одной молекулой в ячейке:

$$K_{q_j}^\alpha \propto \begin{cases} \frac{2}{M+1} \cot^2\left[\frac{\pi j}{2(M+1)}\right], & j = 1, 3, 5, \dots \\ 0, & j = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (25)$$

Напомним, что в формулу (13) входит контур $a_q(\omega_k)$ спектральной полосы на заданном переходе $|g\rangle \rightarrow |e_q\rangle$. Его расчет осуществляется в рамках теории, изложенной в работе [25]. Конкретный вид контура $a_q(\omega_k)$ необходимо учитывать при суммировании выражения (1) по всем возможным значениям волнового числа q_j экситона ($j = 1, \dots, M$).

4. Результаты расчетов и сравнение с экспериментом. Продемонстрируем важную роль эффекта непланарности элементарной ячейки агрегата в оптических спектрах. Проведем сравнение (см.

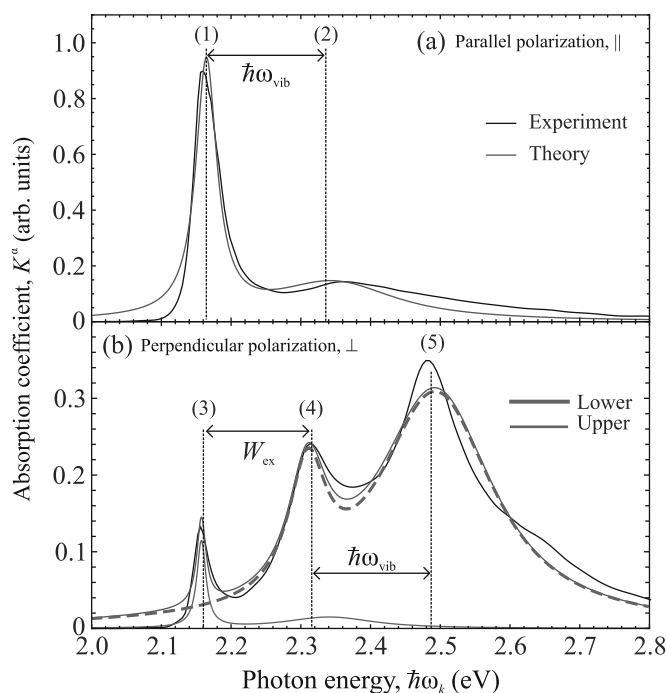


Рис. 2. (Цветной онлайн) Коэффициент поглощения света, K^α , поляризованного параллельно (а) и перпендикулярно (б) оси агрегата псевдоизоцианин бромида, в зависимости от энергии фотона, $\hbar\omega_k$. Черные кривые – эксперимент [26], красные кривые – результаты расчета, голубые кривые – вклады в поглощение переходов на дно (длинные штрихи) и потолок (короткие штрихи) экситонной зоны. $W_{\text{ex}} = 142$ мэВ – ширина экситонной зоны, $\hbar\omega_{\text{vib}} = 169$ мэВ – колебательный квант. Пики (1), (3) и (4) – экситонные, а (2) и (5) – вибронные

рис. 2) результатов наших расчетов для нитчатого агрегата цианинового красителя псевдоизоцианин бромида с экспериментом [26] (черная сплошная кривая). Несмотря на то, что ранее агрегаты этого красителя исследовались в целом ряде работ (см., например, [27, 28]), однозначного установления его геометрической структуры не было. Для описания оптических спектров этого агрегата использовалась либо стандартная модель с одной молекулой в элементарной ячейке, либо модель плоской елочки (см. обзор [10] и приведенные там ссылки). Однако эти модели не могли дать единое надежное описание всех спектральных пиков этого агрегата. Наша модель агрегата с двумя молекулами в непланарной ячейке позволила корректно описать все экситонные пики. Связанные же с ними вибронные пики были рассчитаны стандартным образом [10] для двух наиболее значимых колебательных мод красителя псевдоизоцианин бромида [29] с квантами $\hbar\omega_{\text{vib}} = 169$ и $\hbar\omega_{\text{vib}} = 202$ мэВ. Именно учет эффекта непланарности ячейки позволил успешно количественно воспро-

извести поведение коэффициента поглощения поляризованного света во всем исследуемом спектральном диапазоне.

Спектр поглощения света, поляризованного вдоль оси агрегата, включает два пика (1) и (2). Наиболее интенсивная полоса (1) соответствует экситонному переходу на дно зоны. Существенно менее интенсивный широкий пик (2) есть проявление вибронных переходов. Этот результат нашей модели соответствует традиционным представлениям [10]. Спектр поглощения света, поляризованного перпендикулярно оси агрегата, содержит три пика, которые могут быть одновременно описаны лишь с учетом непланарности ячейки. Заметим, что пик (3) нельзя приписать неидеальной ориентации агрегатов в образце, поскольку между максимумами (1) и (3) имеется спектральный зазор, $\Delta\lambda = 2$ нм. В рамках нашей модели можно также с определенностью сопоставить пик (4) экситонному переходу на потолок зоны, а пик (5) интерпретировать как вибронный переход. Полученное нами значение ширины экситонной зоны, $W_{\text{ex}} = 142$ мэВ, находится в хорошем согласии с результатом [27]. Отношение интенсивностей всех спектральных пиков (1)–(5) воспроизведено при величине азимутального угла $\phi = 154^\circ$ и полярного угла $\theta = 57^\circ$. Важно, что интенсивности параллельных и перпендикулярных спектральных компонент сильно отличаются друг от друга (в 2–3 раза). Это делает агрегат красителя псевдоизоцианин бромида привлекательным для применения в поляризационно-чувствительных фотонных устройствах, в том числе в фотодетекторах.

Продemonстрируем новые закономерности в поляризационных спектрах поглощения рассматриваемых систем с двумя молекулами в ячейке. Напомним, что для обычных линейных агрегатов с одной молекулой в ячейке для каждой поляризованной компоненты ($\parallel$ или $\perp$) появляется лишь по одному пику с одной и той же частотой ω_k . Неplanарность элементарной ячейки кардинально изменяет такое спектральное поведение. Роль эффекта неplanарности проясняет рис. 3, на котором приведены результаты наших расчетов для агрегата с большим разворотом ($\varphi = 135^\circ$) дипольных моментов перехода $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$ при $\theta = 60^\circ$ со следующими параметрами: $\mathcal{E} = 135$ мэВ, $E_0 = 2.325$ эВ, $M = 20$. Видно, что для параллельно поляризованного света по-прежнему имеется лишь один спектральный пик, а для перпендикулярно поляризованного света возникают два пика с максимумами при $\lambda = 567$ нм и $\lambda = 503$ нм. Иными словами, эффект неplanарности приводит к расщеплению ($\Delta\lambda = 63$ нм) спек-

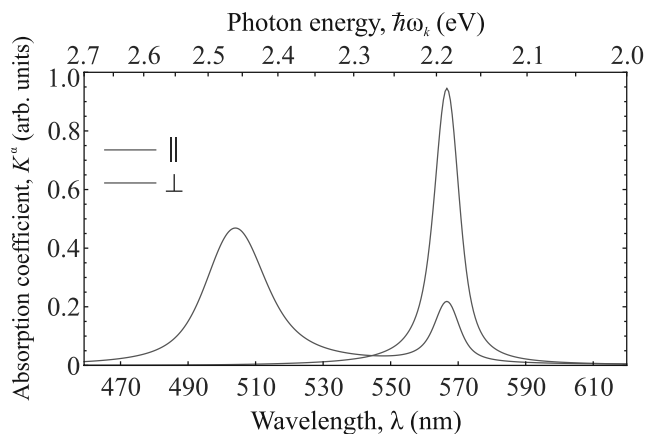


Рис. 3. (Цветной онлайн) Коэффициент поглощения поляризованного света K^a линейным агрегатом с непланарной ячейкой при значениях углов $\theta = 60^\circ$ и $\varphi = 135^\circ$. Красная кривая – поглощение света, поляризованного параллельно оси агрегата ($\parallel$), зеленая кривая – перпендикулярно оси ($\perp$)

тральных компонент перпендикулярно поляризованного света на противоположные края экситонной зоны, оставляя нерасщепленным пик параллельно поляризованной компоненты. При выбранной геометрии ячейки (значениях углов θ и φ) интенсивность параллельно поляризованного пика в 4.5 раза превышает интенсивность перпендикулярно поляризованной спектральной компоненты на соответствующей длине волны ($\lambda = 567$ нм). Таким образом, как следует из нашей модели, можно добиться существенно различных интенсивностей указанных спектральных пиков с ортогональными поляризациями, а конкретная величина их отношения в максимумах существенно изменяется при варьировании значений углов θ и φ .

Качественно различное поведение спектров поглощения при различных поляризациях падающего света наглядно указывает на то, что изменение поляризации является эффективным инструментом управления оптическими свойствами изучаемых здесь молекулярных агрегатов. Отметим, что в этом состоит существенное преимущество этих агрегатов перед хорошо изученными линейными агрегатами с одной молекулой в ячейке, для которых все проявление поляризационных эффектов сводится к частичной деполаризации единственного экситонного пика.

5. Заключение. Разработанная модель и полученные на ее основе результаты расширяют традиционные представления об оптических свойствах молекулярных агрегатов, обобщая простые формулы [9] для обычных линейных агрегатов с

одной молекулой в элементарной ячейке на случай агрегатов с более сложной геометрической структурой. В оптических спектрах агрегатов подобного типа ярко проявляются поляризационные эффекты. Они могут быть востребованы в ряде приложений органической и гибридной фотоники и оптоэлектроники, например, при разработке поляризационно-чувствительных фотодетекторов. Представляется перспективным использование таких агрегатов в качестве органической компоненты гибридных вытянутых систем, которые сочетают в себе достоинства плазмонных и экситонных структур с возможностями эффективного управления их оптическими свойствами в результате использования различных режимов плазмон-экситонной связи.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант # 19-79-30086).

1. F.P. García de Arquer, A. Armin, P. Meredith, and E.H. Sargent, *Nat. Rev. Mater.* **2**, 16100 (2017).
2. Q. Guo, R. Sekine, L. Ledezma, R. Nehra, D.J. Dean, A. Roy, R.M. Gray, S. Jahani, and A. Marandi, *Nature Photon.* **16**, 625 (2022); <https://doi.org/10.1038/s41566-022-01044-5>.
3. П. Тонкаев, Ю. Кившарь, Письма в ЖЭТФ **112**, 658 (2020) [P. Tonkaev and Y. Kivshar, *JETP Lett.* **112**, 615 (2020)]; <https://doi.org/10.1134/S0021364020220038>.
4. S.I. Azzam, A.V. Kildishev, R.-M. Ma, C.-Z. Ning, R. Oulton, V.M. Shalae, M.I. Stockman, J.-L. Xu, and X. Zhang, *Light: Sci. Appl.* **9**, 90 (2020); <https://doi.org/10.1038/s41377-020-0319-7>.
5. А. С. Устинов, А. С. Шорохов, Д. А. Смирнова, Письма в ЖЭТФ **114**, 787 (2021) [A.S. Ustinov, A.S. Shorokhov, and D.A. Smirnova, *JETP Lett.* **114**, 719 (2021)]; <https://doi.org/10.1134/S0021364021240012>.
6. J.H. Kim, T. Schembri, D. Bialas, M. Stolte, and F. Würthner, *Adv. Mater.* **34**, 2104678 (2021).
7. B.I. Shapiro, A.D. Nekrasov, V.S. Krivobok, and V.S. Lebedev, *Opt. Express* **26**, 30324 (2018).
8. А. С. Давыдов, *Теория молекулярных экситонов*, Наука, М. (1968) [A.S. Davydov, *Theory of Molecular Excitons*, Plenum Press, N.Y. (1971)].
9. E.G. McRae and M. Kasha, *J. Chem. Phys.* **28**, 721 (1958); <https://doi.org/10.1063/1.1744225>.
10. N.J. Hestand and F.C. Spano, *Chem. Rev.* **118**, 7069 (2018); <https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.7b00581>.
11. T. Brixner, R. Hildner, J. Köhler, C. Lambert, and F. Würthner, *Adv. Energy Mater.* **7**, 1700236 (2017); <https://doi.org/10.1002/aenm.201700236>.
12. O. Yakar, O. Balci, B. Uzlu, N. Polat, O. Ari, I. Tunc, C. Kocabas, and S. Balci, *ACS Appl. Nano Mater.* **3**, 409 (2020); <https://doi.org/10.1021/acsanm.9b02039>.

13. S.B. Anantharaman, J. Kohlbrecher, G. Rainò, S. Yakunin, T. Stöferle, J. Patel, M. Kovalenko, R.F. Mahrt, F.A. Nüesch, and J. Heier, *Adv. Sci.* **8**, 1903080 (2021); <https://doi.org/10.1002/advs.201903080>.
14. C. Wang and E.A. Weiss, *Nano Lett.* **17**, 5666 (2017); <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b02559>.
15. F. Herrera and M. Litinskaya, *J. Chem. Phys.* **156**, 114702 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0080063>.
16. A.D. Kondorskiy, S.S. Moritaka, and V.S. Lebedev, *Opt. Express* **30**, 4600 (2022); <https://doi.org/10.1364/OE.446184>.
17. A.D. Kondorskiy and V.S. Lebedev, *Opt. Express* **27**, 11783 (2019); <https://doi.org/10.1364/OE.27.01178>.
18. D. Melnikau, P. Samokhvalov, A. Sánchez-Iglesias, M. Grzelczak, I. Nabiev, and Y.P. Rakovich, *J. Lumin.* **242**, 118557 (2022); <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2021.118557>.
19. F. Wu, J. Guo, Y. Huang, Y. Huang, K. Liang, L. Jin, J. Li, X. Deng, R. Jiao, Y. Liu, J. Zhang, W. Zhang, and L. Yu, *ACS Nano* **15**, 2292 (2021); <https://doi.org/10.1021/acsnano.0c08274>.
20. A.D. Bailey, A.P. Deshmukh, N.C. Bradbury, M. Pengshung, T.L. Atallah, J.A. Williams, U. Barotov, D. Neuhauser, E.M. Sletten, and J.R. Caram, *Nanoscale* **15**, 3841 (2023); <https://doi.org/10.1039/D2NR05747F>.
21. D.M. Eisele, C.W. Cone, E.A. Bloemsma, S.M. Vlaming, C.G.F. van der Kwaak, R.J. Silbey, M.G. Bawendi, J. Knoester, J.P. Rabe, and D.A. Vanden Bout, *Nat. Chem.* **4**, 655 (2012); <https://doi.org/10.1038/nchem.1380>.
22. M.-J. Sun, Y. Liu, W. Zeng, Y.S. Zhao, Y.-W. Zhong, and J. Yao, *J. Am. Chem. Soc.* **141**, 6157 (2019); <https://doi.org/10.1021/jacs.9b0205>.
23. A. Weissman, H. Klimovsky, D. Harel, R. Ron, M. Oheim, and A. Salomon, *Langmuir* **36**, 844 (2020); <https://doi.org/10.1021/acs.langmuir.9b0275>.
24. R.M. Hochstrasser and J.D. Whiteman, *J. Chem. Phys.* **56**, 5945 (1972); <https://doi.org/10.1063/1.1677140>.
25. J. Knoester, *Int. J. Photoenergy* **2006**, 061364 (2006); <https://doi.org/10.1155/IJP/2006/61364>.
26. K. Misawa, H. Ono, K. Minoshima, and T. Kobayashi, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 577 (1993); <https://doi.org/10.1063/1.109954>.
27. T. Tani, M. Oda, T. Hayashi, H. Ohno, and K. Hirata, *J. Lumin.* **122–123**, 244 (2007); <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2006.01.123>.
28. H. Fidler, *Chem. Phys.* **341**, 158 (2007); <https://doi.org/10.1016/j.chemphys.2007.06.016>.
29. C. Guo, M. Aydin, H.-R. Zhu, and D.L. Akins, *J. Phys. Chem. B* **106**, 5447 (2002); <https://doi.org/10.1021/jp025567b>.

Высокочастотный сдвиг и расширение спектра генерации ТГц излучения до 10 ТГц в процессе оптического выпрямления мощного фемтосекундного малопериодного излучения накачки ближнего ИК диапазона в кристалле ВНА

Б. В. Румянцев¹⁾, Н. А. Жидовцев, А. В. Пушкин, Е. А. Лобушкин, П. А. Шулыгин, Д. З. Сулейманова, А. Б. Савельев-Трофимов, Ф. В. Потёмкин

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

Поступила в редакцию 26 октября 2023 г.

После переработки 3 ноября 2023 г.

Принята к публикации 4 ноября 2023 г.

Осуществлена генерация терагерцового излучения при накачке кристалла ВНА фемтосекундным лазерным излучением системы на кристалле Cr:Forsterite с длиной волны 1.24 мкм с длительностью импульса 100 и 35 фс и плотностью накачки на уровне 10 мДж/см². Достигнутая эффективность генерации составила 0.1 %. Установлено, что уменьшение длительности импульса накачки от 100 до 35 фс приводит к появлению в спектре терагерцового излучения высокочастотных компонент в области 2.5–6.5 ТГц и 9–10.5 ТГц. Моделирование процесса генерации терагерцового излучения на основе решения уравнений Максвелла методом FDTD позволило корректно описать измеренные спектры. Формирование широкополосного высокочастотного терагерцового излучения в продемонстрированной схеме генерации на основе кристалла ВНА с накачкой Cr:Forsterite лазерной системой позволяет рассматривать данную схему в качестве альтернативы источникам с накачкой кристалла ВНА Ti:Sapphire лазерными системами.

DOI: 10.31857/S1234567823230039, EDN: mumlnh

Введение. В настоящее время генерация мощного терагерцового (ТГц) излучения (0.1–10 ТГц) является объектом активных научных исследований в связи с развитием нелинейной оптики в ТГц диапазоне, где рассматривается силовое воздействие ТГц импульсов на вещество [1], и различного рода приложений, в которых ТГц излучение используется в качестве канала неинвазивной диагностики. Так, множество молекулярных комплексов имеет линии резонансного поглощения в ТГц диапазоне частот, что позволяет использовать источники ТГц излучения в задачах спектроскопии с временным разрешением и мультиспектральной визуализации [2]. В отличие от импульсов оптического и ультрафиолетового диапазонов, фотоны ТГц диапазона обладают достаточно низкой энергией (0.4–124 мэВ), за счет чего возможно проведение неинвазивной диагностики биологических тканей [3], а также исследование низкоэнергетических возбуждений вращательных и колебательных уровней молекул, колебаний решеток, а также возбуждений связанных электронно-дырочных пар [4]. С помощью интенсивных импульсов ТГц диапазона (с напряженностью поля порядка МВ/см)

открываются новые возможности для исследования взаимодействия ТГц излучения с веществом, включая процессы генерации гармоник, просветление, а также ударную ионизацию [5, 6].

В связи с наличием большого числа приложений мощного ТГц излучения были предложены различные источники и методы его генерации [7, 8], включая оптическое выпрямление в нелинейных органических [9] и неорганических кристаллах [6], а также филаментацию в газах [11].

В случае генерации ТГц импульсов на основе двухцветной филаментации в газах эффективность оптико-терагерцового преобразования остается достаточно низкой и составляет порядка $\sim 0.01\%$ [12–14]. При этом увеличение энергии генерируемого ТГц излучения может быть реализовано за счет увеличения энергии накачки, а именно за счет использования лазерных систем высокой мощности [15, 16], что связано с отсутствием повреждения газовых сред, которое позволяет использовать лазерное излучение высокой интенсивности, не ограничивая энергию накачки. Однако существенным недостатком данного метода является сильная угловая расходимость и коническая структура ТГц излучения [17]. Более высокая эффективность генерации

¹⁾e-mail: rumjancev.bv15@physics.msu.ru

ТГц излучения наблюдается при генерации в нелинейных неорганических кристаллах на основе оптического выпрямления. Так, эффективность оптико-терагерцевого преобразования в этом случае составляет порядка 0.1 % [18].

Эффективная генерация ТГц импульсов длительностью в несколько периодов поля с напряженностью поля до десятков МВ/см и эффективностью оптико-терагерцевого преобразования до 3 % [19–21] стала доступна лишь недавно с появлением органических кристаллов, таких как DAST, DSTMS, OH1 и BNA [9]. Данные кристаллы обеспечивают высокую нелинейность и прозрачны как для оптической накачки, так и для ТГц поля, что делает процесс оптического выпрямления наиболее эффективным, однако дисперсионные свойства этих материалов требуют наличия источника накачки ближнего ИК-диапазона (1.2–1.5 мкм) [22]. При этом эффективность преобразования в органических кристаллах ограничена процессом многофотонного поглощения и, как следствие, порогом пробоя данных кристаллов.

Кристалл BNA [23] является перспективным материалом для генерации ТГц излучения, поскольку он обладает достаточно высокими значениями порога пробоя $\sim 1 \text{ ТВт/см}^2$ [24] и электрооптического коэффициента r [25], сопоставимыми с характеристиками более популярного органического кристалла DAST. На данный момент BNA широко применяется в схемах с накачкой Ti:Sapphire лазером на длине волны 0.8 мкм [23], для которой обеспечивается согласование групповых скоростей взаимодействующих импульсов ТГц поля и оптической накачки в частотном диапазоне до 15 ТГц [26]. Однако, дисперсионные свойства данного кристалла позволяют использовать и более длинноволновое излучение в качестве накачки [27]. Более того, переход к более длинноволновой накачке позволяет использовать большие интенсивности излучения накачки за счет уменьшения влияния эффекта двухфотонного поглощения.

К настоящему моменту генерация ТГц импульсов в кристалле BNA с длинноволновой накачкой осуществлялась с использованием излучения параметрического усилителя [27], где отсутствует возможность управления спектрально-временными параметрами генерирующего излучения, которые значительно влияют на форму и ширину спектра генерируемых импульсов ТГц поля [28]. В связи с этим твердотельная лазерная система на кристалле Cr:Forsterite, генерирующая фемтосекундное излучение на длине волны 1.24 мкм с возможностью chirpирования и сокращения длительности генери-

руемых импульсов, а также имеющая перспективы к наращиванию пиковой и средней мощности излучения [15], является перспективным источником для накачки кристалла BNA. Сокращение длительности данного излучения позволяет расширить спектр ТГц излучения в сторону больших частот. Таким образом, генерация ТГц излучения при накачке кристалла BNA лазерным излучением системы на кристалле Cr:Forsterite может рассматриваться в качестве альтернативы стандартным схемам на основе комбинации кристалла BNA и лазерной системы на кристалле Ti:Sapphire.

Численная модель. Для описания полученных экспериментальных результатов по генерации ТГц излучения в органическом кристалле BNA ультракороткими импульсами хром-форстеритового лазера было проведено численное моделирование, основанное на решении уравнений Максвелла, включающих нелинейный отклик среды – в том числе трехволновое взаимодействие. Необходимость такого подхода определяется тем фактом, что малая длительность импульса (35 фс), составляющая порядка 9-ти колебаний поля, делает затруднительным использование приближения медленно меняющихся амплитуд, применявшегося ранее в работе [28].

Процессы генерации суммарной и разностной частот рассматривались в рамках разложения нелинейной поляризации вещества в приближении слабого поля до членов третьего порядка [29], а также в приближении плоского волнового фронта с учетом материальной дисперсии и поглощения в органическом кристалле BNA в спектральном диапазоне до 10 ТГц. Используемая модель учитывает нелинейные процессы второго и третьего порядков, отвечающие за генерацию разностной частоты (оптическое выпрямление), в том числе каскадный эффект, а также генерацию третьей оптической гармоники, попадающей в область поглощения кристалла. Также в модели учитывалось двухфотонное и однофотонное поглощение. Нелинейные эффекты самовоздействия на нелинейности третьего и выше порядков для излучения накачки не учитывались в силу малости их вклада в процесс взаимодействия излучения с веществом. Так, отношение длины кристалла к нелинейной длине составляло $L/L_{nl} = 0.8 \cdot 10^{-3}/40 = 2 \cdot 10^{-5}$ для длительности импульса накачки 100 фс и $L/L_{nl} = 0.8 \cdot 10^{-3}/10 = 8 \cdot 10^{-5}$ для 35 фс (считая $n_2 = 6.76 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$ [30]). Помимо этого, в модель входит расстройка и дисперсия групповых скоростей взаимодействующих импульсов, а также линейное поглощение оптического и ТГц излучения в кристалле.

С учетом перечисленных приближений, процесс генерации ТГц излучения в органическом кристалле BNA на основе эффекта оптического выпрямления описывается уравнениями Максвелла:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} \\ \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \end{cases} \quad (1)$$

где $\mathbf{D}(\omega) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r^*(E, \omega) \cdot \mathbf{E}(\omega)$ – вектор электрической индукции, $\varepsilon_r^*(E, \omega) = \varepsilon_\infty + \chi^{(1)}(\omega) + \chi^{(2)}(\omega) \cdot E(\omega) + \chi^{(3)}(\omega) \cdot E(\omega)E^*(\omega)$ – относительная диэлектрическая проницаемость среды, t – время, ∇ – оператор Гамильтона, $\mathbf{H}$ – вектор магнитной напряженности, $\mathbf{E}$ – вектор электрической напряженности, ω – угловая частота, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $\chi^{(n)}$ – диэлектрическая восприимчивость среды n -го порядка.

Для описания линейного отклика среды используется модель суммы Лоренцевских осцилляторов:

$$\chi^{(1)}(\omega) = \sum_{l=1}^L \frac{\Delta \varepsilon_l \omega_{0,l}^2}{\omega_{0,l}^2 + 2i\omega\nu_l - \omega^2}, \quad (2)$$

где L – количество осцилляторов, $\Delta \varepsilon_l$ – сила l -го осциллятора, ν_l – коэффициент затухания l -го осциллятора, $\omega_{0,l}$ – собственная частота l -го осциллятора, i – мнимая единица.

С использованием формализма метода конечных разностей с шагами Δx и Δt [31], метода Ньюмарка [32], а также следующих подстановок:

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{E} \\ \tilde{\mathbf{D}} = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}} \mathbf{D} \\ \tilde{\mathbf{P}} = \sqrt{\frac{1}{\chi^{(1)}}} \mathbf{E} \\ \Delta t = \frac{\Delta x}{2c} \end{cases}, \quad (3)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, $\tilde{\mathbf{P}}$ – вектор поляризации среды, Δt – шаг сетки по времени, Δx – шаг сетки по пространству, c – скорость света в вакууме, была получена следующая система уравнений для пространственно-временной разностной сетки:

$$\begin{cases} \tilde{D}_x^{n+\frac{1}{2}}(k) = \tilde{D}_x^{n-\frac{1}{2}}(k) + \frac{H_y^n(k+\frac{1}{2}) - H_y^n(k-\frac{1}{2})}{2} \\ \varepsilon_\infty \tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}}(k) = \tilde{D}_x^{n+\frac{1}{2}}(k) - \sum_{l=1}^L \tilde{P}_{x,l}^{n-\frac{1}{2}}(k) - \chi^{(2)} \left[\tilde{E}_x^{n-\frac{1}{2}}(k) \right]^2 - \chi^{(3)} \left\{ 3 \left[\tilde{E}_x^{n-\frac{1}{2}}(k) \right]^2 \tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}}(k) - 2 \left[\tilde{E}_x^{n-\frac{1}{2}}(k) \right]^3 \right\} \\ \tilde{P}_{x,l}^{n+\frac{1}{2}}(k) = \omega_{1,l} \tilde{P}_{x,l}^{n-\frac{1}{2}}(k) + \omega_{2,l} \tilde{P}_{x,l}^{n-\frac{3}{2}}(k) + u_{0,l} \tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}}(k) + u_{1,l} \tilde{E}_x^{n-\frac{1}{2}}(k) + u_{2,l} \tilde{E}_x^{n-\frac{3}{2}}(k) \\ H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)}{2} \end{cases} \quad (4)$$

где коэффициенты $\omega_{n,l}$ и $u_{n,l}$ считаются в соответствии с [32] для каждого Лоренцевского осциллятора. Поле накачки, считая, что на вход кристалла подается гауссов импульс, может быть задано в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{op}(t) &= \left[\frac{1}{2} E_{0op} e^{-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\Delta t_{op}} \right)^2} e^{i\omega t} + \text{c.c.} \right] \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}, \\ \tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}}(k_{\text{source}}) &= \tilde{E}_{op} \left(\Delta t \left(n + \frac{1}{2} \right) - t_{\text{shift}} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Также соблюдаются следующие начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_x^{\frac{1}{2}} &= \tilde{D}_x^{\frac{1}{2}} = \tilde{P}_x^{\frac{1}{2}} = H_y^1 = 0, \\ \tilde{E}_x^{n+1/2}(1) &= \tilde{E}_x^{n-2+1/2}(2), \\ \tilde{E}_x^{n+1/2}(N) &= \tilde{E}_x^{n-2+1/2}(N-1), \end{aligned} \quad (6)$$

где E_{op} – поле волны накачки оптического диапазона, Δt_{op} – длительность импульса. Численное решение уравнений проводилось на языке Python [33]

с использованием библиотеки быстрых вычислений Numexpr.

Основные характеристики кристалла BNA, используемые в моделировании, рассчитывались следующим образом. Диэлектрическая проницаемость во всем диапазоне частот рассчитывалась по модели осцилляторов Лоренца, где в оптическом диапазоне для аппроксимации была использована формула Селлмейера [34], а для подбора параметров в ТГц диапазоне использовался спектр поглощения кристалла [26]. Также множественные линии поглощения в области дальнего ИК были заменены на одну суммарную линию с поглощением на длине волны 7 мкм, не попадающую в диапазон исследуемых длин волн. Эти линии были заменены по двум причинам. Во-первых, в литературе отсутствует информация о данных линиях с частотой дискретизации, достаточной для вычислений. Во-вторых, при добавлении данной группы линий уменьшается быстро-

действие вычислений, поскольку вычисление отклика осцилляторов составляет существенную часть вычислений. Именно поэтому множественные линии в данной области были заменены на одну. Это физически корректно, поскольку в данной области спектра отсутствует исследуемое излучение. При этом данная замена позволяет получить гладкую непрерывную функцию показателя преломления и коэффициента поглощения. Фактически, данная замена аналогична подходу, описанному в работе [35].

Использованный в моделировании коэффициент эффективной нелинейности d_{eff} выражается через показатель преломления и электрооптический коэффициент как $d_{\text{eff}} = 1/4 \cdot n^4 r_{\text{eff}}$. В случае использования излучения накачки хром-форстеритового лазера на длине волны 1.24 мкм его значение составляет 116 пм/В. Значения электрооптического коэффициента, отвечающего за оптическое выпрямление, были получены из работы [36]. Учитывалось, что кристалл ориентирован на максимум генерации, поэтому значение электрооптического коэффициента r_{eff} принималось равным $r_{\text{eff}} = r_{111}$. Диэлектрическая постоянная вещества вне кристалла считается равной диэлектрической постоянной вакуума.

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источника накачки органического кристалла BNA использовалась лазерная система на кристалле Cr:Forsterite (длина волны 1.24 мкм, длительность импульса 100 фс (FWHM), энергия в импульсе до 16 мДж (в эксперименте используется 3.5 мДж), частота повторения 10 Гц) [15]. Для сокращения длительности импульса накачки проводилось уширение спектра излучения за счет эффекта фазовой самомодуляции при прохождении импульса через кювету, заполненную газовой средой, а также последующей компенсации возникающего чирпа с использованием чирпирующих зеркал. Такая схема с пропуском 50 % по энергии, потери в которой обусловлены Френелевским отражением на окнах кюветы и многократными отражениями от зеркал, позволил получить импульсы длительностью 35 фс по уровню FWHM, близкой к спектрально ограниченной длительности (TBR = 0.5), с энергией 1.5 мДж (см. вставку на рис. 1).

Для генерации ТГц излучения импульс накачки направлялся на кристалл BNA (6 × 0.8 мм, Swiss Terahertz), сориентированный под максимум оптико-терагерцевого преобразования. Для изменения энергии генерирующего импульса длительностью 100 фс использовалась сборка из полуволновой пластинки и поляризатора, установленных перед компрессором.

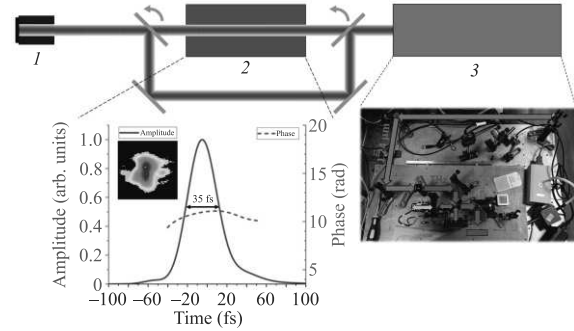


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. 1 – лазерная система на кристалле Cr:Forsterite, параметры: $\lambda = 1.24$ мкм, $\tau = 100$ фс (FWHM), $E = 3.5$ мДж. 2 – Этап компрессии лазерного импульса, параметры импульса на выходе $\tau = 35$ фс (FWHM), $E = 1.5$ мДж. 3 – Интерферометр Майкельсона

Для блокирования излучения накачки и выделения ТГц излучения использовался фильтр Tydex LPF23.4. Для характеристики спектра генерируемого ТГц излучения методом Фурье-спектроскопии использовалась регистрация автокорреляционной функции (АКФ) 1-го порядка (АКФ поля) в схеме интерферометра Майкельсона, где в качестве светоделиителя использовалась пластина из высокоомного кремния (Tydex HRFZ-Si). Для регистрации ТГц излучения в области энергий мкДж-уровня использовался пьезоэлектрический детектор Gentec QE8SP-B-BC-D0 с размером приемной апертуры $\sim 8 \times 8$ мм. Для регистрации энергий нДж-уровня использовался детектор Голея (Tydex GC-1P) с размером приемной апертуры 6 мм. Фокусировка ТГц излучения в пятно размером ~ 1 мм по уровню $1/e^2$ при регистрации гарантировало измерение полной энергии импульса ТГц излучения с использованием обоих детекторов.

Результаты и обсуждение. На рисунке 2 представлена зависимость энергии ТГц импульса и эффективности его генерации от плотности энергии импульса накачки длительностью 100 фс. Как свидетельствует график на рис. 2, в области плотностей энергии накачки 1–15 мДж/см² не наблюдается насыщения эффективности генерации. Накачка кристалла BNA импульсами с длительностью 35 фс и энергией 1.5 мДж с соответствующей плотностью энергии 9.6 мДж/см² приводила к генерации ТГц импульса с энергией 2.2 мкДж. Повышение эффективности генерации при сохранении плотности энергии накачки по сравнению с накачкой импульсами длительностью 100 фс объясняется увеличением интен-

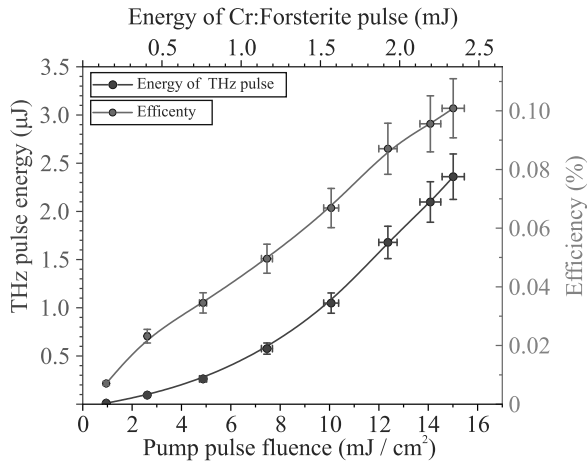


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость энергии ТГц импульса и эффективности его генерации от плотности энергии импульса накачки длительностью 100 фс

сивности импульса накачки за счет сокращения его длительности.

В эксперименте не наблюдалось пробоя кристалла BNA при накачке в диапазоне использованных плотностей энергии 1–15 мДж/см². В опубликованной работе [23] сообщается о пороге пробоя кристалла BNA на уровне 6 мДж/см² при накачке на длине волны 0.8 мкм импульсами с длительностью 50 фс и частотой повторения 100 ГГц, что ограничивало энергию ТГц импульса значением в 0.54 мкДж. В работе [37] сообщается о пороге пробоя на уровне 4 мДж/см² при накачке на длине волны 0.8 мкм импульсами длительностью 100 фс с частотой повторения 500 ГГц и 2 мДж/см² при частоте повторения 1 кГц. В работе [27] сообщается о том, что при накачке на длине волны 1.2 мкм импульсами с длительностью на уровне 35 фс с частотой повторения 1 кГц порог пробоя составляет не меньше 10 мДж/см², что связано с уменьшением коэффициента двухфотонного поглощения при увеличении длины волны накачки. Таким образом, в рамках текущей работы можно дополнить данное значение: так, при накачке на длине волны 1.24 мкм импульсами с длительностью 100 фс и 35 и частотой повторения 10 ГГц порог пробоя не ниже 16 и 9.6 мДж/см², что позволяет получить ТГц импульсы с энергией более 2 мкДж.

На рисунке 3 представлены спектры ТГц излучения, полученные при накачке кристалла BNA импульсами с длительностью 100 фс и 35 фс. Поскольку ТГц излучение генерируется в органическом кристалле по механизму генерации разностной частоты между спектральными компонентами импульса накачки, то расширение его спектра при уменьше-

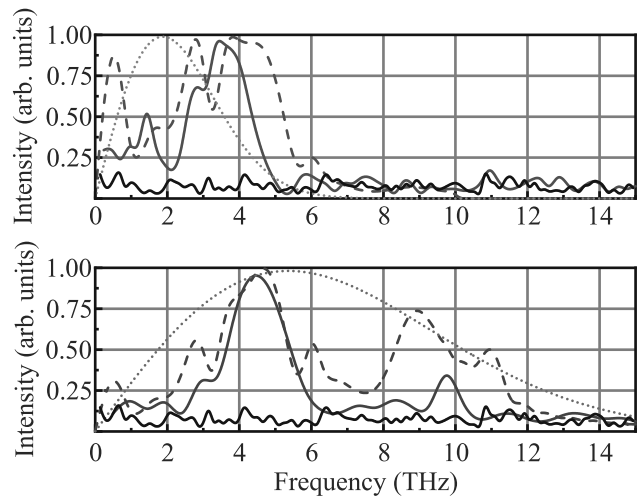


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр ТГц излучения, полученного в кристалле BNA при накачке импульсами длительностью 100 фс с плотностью энергии накачки 15 мДж/см² (сверху) и 35 фс с плотность энергии накачки 9.6 мДж/см² (снизу). Сплошной прямой показаны экспериментальные спектры, пунктиром – зависимость, полученная на основе численного моделирования FDTD, точками – на основе выражения (7). Черной линией обозначен шумовой спектр, полученный при измерениях в отсутствие импульса накачки кристалла

нии длительности приводит к появлению в спектре ТГц излучения более высокочастотных компонент, что наблюдается в эксперименте (рис. 3). Так, при уменьшении длительности импульса исходный спектр в диапазоне 2–5 ТГц переходит в диапазон 2.5–6.5 ТГц с возникновением дополнительного пика в области 9–10.5 ТГц. Спектр ТГц излучения при накачке импульсами с длительностью 100 фс лежит в диапазоне до 5 ТГц и имеет характерный провал на 2 ТГц, связанный с линией поглощения, что согласуется с литературными данными, где осуществлена генерация при накачке излучением на длине волны 1250 нм, полученным в схеме параметрического усиления [38]. Важно отметить, что нелинейно-оптическое расширение спектра излучения накачки без компенсации возникающего чирпа не будет приводить к появлению более высокочастотных компонент, поскольку ширина спектра ТГц излучения определяется мгновенными временным перекрытием спектральных компонент импульса накачки в нелинейном кристалле, что подтверждается экспериментальными результатами [28].

Как было указано в рамках предыдущей работы [28], при накачке кристалла BNA лазерным излучением системы на кристалле Cr:Forsterite с длительностью импульса 100 фс спектрально-ограниченная

длительность ТГц импульса, определенная исходя из ширины измеренного спектра, составляет ~ 660 фс. Поскольку множественные экспериментальные данные, полученные в рамках измерения временной формы ТГц-импульса методом электро-оптического детектирования [9, 38] свидетельствуют о том, что при генерации ТГц излучения по механизму оптического выпрямления в кристаллах формируется практически спектрально-ограниченный ТГц импульс, то можно утверждать, что оценка длительности огибающей ТГц-импульса ~ 660 фс при накачке импульсами длительностью 100 фс является корректной. При этом, как показано на рис. 3, при накачке кристалла BNA импульсами длительностью 30 фс основная часть спектра, лежащая в окрестности 4.5 ТГц и в значительной степени определяющая временную форму ТГц импульса, имеет примерно такую же спектральную ширину, как и в случае накачки с длительностью 100 фс. Более высокочастотные составляющие в спектре, имеющие меньшую спектральную амплитуду, при этом будут давать высокочастотные осцилляции во временной форме импульса. Поэтому длительность ТГц-импульса при длительности импульса накачки 30 фс также может быть оценена как ~ 660 фс.

Эффект появления высокочастотных компонент в спектре ТГц излучения может быть качественно описан на основе аналитических выражений для спектра и временной формы ТГц импульса. Так, при выполнении условия фазового синхронизма в приближениях заданного поля, непоглощающей и не диспергирующей среды спектр и временная форма ТГц импульса могут быть выражены следующим образом [39]:

$$E_{THz}(\Omega) \propto \Omega \cdot \int_0^\infty A_{op}(\omega + \Omega) A_{op}^*(\omega) d\omega, \quad (7)$$

$$E_{THz}(t) \propto \frac{\partial |A_{op}(t)|^2}{\partial t},$$

где t – время в бегущей системе координат, z – координата распространения, ω – угловая частота излучения накачки, Ω – угловая частота терагерцевого излучения, $A_{op}(\omega)$ и $A_{op}(t)$ – амплитуда импульса накачки в спектральном и временном представлениях соответственно. В соответствии с выражением (7) импульс ТГц поля во временном представлении имеет форму первой производной интенсивности поля накачки. При анализе формы спектра, полученного согласно выражению (7), можно отметить, что ширина спектра ТГц импульса пропорциональна ширине спектра оптического импульса накачки, а максимум генерации наблюдается на частоте $\nu = 0.44 \cdot \sqrt{2}/\pi \cdot \tau$,

где τ – длительность импульса накачки по уровню FWHM. Так, при уменьшении длительности импульса накачки в ~ 3 раза (с 100 до 35 фс) максимум спектра ТГц излучения сдвигается с 2 до 5.6 ТГц, что отражено на рис. 3.

Отличия между аналитическими и экспериментальными спектрами связаны с дисперсионными свойствами кристалла BNA, которые не учитываются в рамках аналитической модели (7). Для учета этих свойств был проведен численный расчет спектра ТГц излучения на основе решения уравнений Максвелла методом FDTD, описание которого приведено выше. Результаты расчета приведены на рис. 3. Используемая теоретическая модель описывает основные спектральные особенности генерируемого ТГц излучения, обусловленные дисперсионными свойствами кристалла и эффектами распространения, остаточные отличия в высокочастотной области могут объясняться влиянием поглощения паров воды в воздухе [40] при относительной влажности на уровне 35 %. Это позволяет описать как сдвиг спектра в высокочастотную область при сокращении длительности импульса накачки, так и проявление полос поглощения кристалла BNA в спектре ТГц излучения.

Частотный диапазон полученного ТГц излучения при накачке кристалла BNA импульсами с длительностью 35 фс лежит в диапазонах 2.5–6.5 ТГц и 9–10.5 ТГц, что свидетельствует о генерации более высокочастотного излучения, чем при накачке импульсами длительностью 100 фс на длине волны 0.8 мкм лазерной системой на кристалле Ti:Sapphire (0.1–5 ТГц), а также при накачке импульсами длительностью 100 фс на длине волны 1250 нм, полученными в результате параметрического усиления (0.5–5 ТГц) [38]. При этом в сравнении со случаем генерации в кристалле BNA импульсами с длительностью 35 фс на длине волны 1150 нм [27], сгенерированными в схеме параметрического усиления, в полученном в данной работе спектре имеется дополнительный пик на частотах 9–10.5 ТГц.

Заключение. В рамках проведенных исследований впервые осуществлена генерация ТГц излучения в кристалле BNA фемтосекундным лазерным излучением системы на кристалле Cr:Forsterite. Установлено, что в диапазоне плотностей энергии накачки 1–15 мДж/см² не наблюдается насыщения эффективности генерации, максимальная эффективность генерации составила 0.1 %. Показано, что уменьшение длительности импульса накачки с 100 до 35 фс приводит к смещению спектра ТГц излучения в высокочастотную область и появлению дополнитель-

ной спектральной компоненты на частоте 10 ТГц, что свидетельствует о генерации широкополосного для кристалла ВНА терагерцевого излучения на частотах 2.5–6.5 ТГц и 9–10.5 ТГц. Установлено, что моделирование процесса генерации с учетом дисперсионных свойств кристалла на основе прямого решения уравнений Максвелла методом FDTD позволяет корректно описать спектр генерируемого ТГц импульса как в случае длинного (100 фс, 24 цикла поля), так и в случае короткого (35 фс, 9 циклов поля) импульса накачки, что недоступно с использованием приближения медленно меняющейся амплитуды. Полученные результаты позволяют рассматривать кристалл ВНА с накачкой Cr:Forsterite лазерной системой в качестве альтернативы как источникам на основе кристалла ниобата лития, так и источникам на основе кристалла ВНА с накачкой Ti:Sapphire лазерными системами.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект “Физика высоких плотностей энергии. Этап 2023-2025”). Румянцев Б.В. и Сулейманова Д.З. являются стипендиатами фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

1. Y. Zhang, K. Li, H. Zhao, *Frontiers of Optoelectronics* **14**(1), 4 (2021); issn: 2095-2759, 2095-2767; doi: 10.1007/s12200-020-1052-9; URL: <https://link.springer.com/10.1007/s12200-020-1052-9>.
2. S.W. Smye, J.M. Chamberlain, A.J. Fitzgerald, and E. Berry, *Phys. Med. Biol.* **46**(9), R101 (2021); issn: 0031-9155, 1361-6560; doi: 10.1088/0031-9155/46/9/201; URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0031-9155/46/9/201>.
3. L. Yu, L. Hao, T. Meiqiong, H. Jiaoqi, L. Wei, D. Jinying, C. Xueping, F. Weiling, and Z. Yang, *RSC Adv.* **9**(17), 9354 (2019); issn: 2046-2069; doi: 10.1039/C8RA10605C; URL: <http://xlink.rsc.org/?DOI=C8RA10605C>.
4. T. Kampfrath, K. Tanaka, and K.A. Nelson, *Nat. Photonics* **7**(9), 680 (2013); issn: 1749-4885, 1749-4893; doi: 10.1038/nphoton.2013.184; URL: <https://www.nature.com/articles/nphoton.2013.184>.
5. X.C. Zhang, A. Shkurinov, and Y. Zhang, *Nat. Photonics* **11**(1), 16 (2017); issn: 1749-4885, 1749-4893; doi: 10.1038/nphoton.2016.249; URL: <https://www.nature.com/articles/nphoton.2016.249>.
6. O. V. Chefonov, A. V. Ovchinnikov, S. A. Romashevskiy, X. Chai, T. Ozaki, A.B. Savel'ev, M.B. Agranat, and V.E. Fortov, *Opt. Lett.* **42**(23), 4889 (2017); issn: 0146-9592, 1539-4794; doi: 10.1364/OL.42.004889; URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-42-23-4889>.
7. K. Reimann, *Rep. Prog. Phys.* **70**(10), 1597 (2007); issn: 0034-4885, 1361-6633; doi: 10.1088/0034-4885/70/10/R02; URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0034-4885/70/10/R02>.
8. R. Lewis, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47**(37), 374001 (2014); issn: 0022-3727, 1361-6463; doi: 10.1088/0022-3727/47/37/374001; URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/47/37/374001>.
9. M. Jazbinsek, U. Puc, A. Abina, and A. Zidansek, *Appl. Sci.* **9**(5), 882 (2019); issn: 2076-3417; doi: 10.3390/app9050882; URL: <https://www.mdpi.com/2076-3417/9/5/882>.
10. F. Junginger, A. Sell, O. Schubert, B. Mayer, D. Brida, M. Marangoni, G. Cerullo, A. Leitenstorfer, and R. Huber, *Opt. Lett.* **35**(15), 2645 (2010); issn: 0146-9592, 1539-4794; doi: 10.1364/OL.35.002645; URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-35-15-2645>.
11. H. Roskos, M. Thomson, M. Kreß, and T. Löffler, *Laser Photonics Rev.* **1**(4), 349 (2007); issn: 18638880, 18638899; doi: 10.1002/lpor.200710025; URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/lpor.200710025>.
12. T.I. Oh, Y.S. You, N. Jhajj, E.W. Rosenthal, H.M. Milchberg, and K.Y. Kim, *New J. Phys.* **15**(7), 075002 (2013); issn: 1367-2630; doi: 10.1088/1367-2630/15/7/075002; URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/15/7/075002>.
13. T.I. Oh, Y.J. Yoo, Y.S. You, and K.Y. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **105**(4), 041103 (2014); issn: 0003-6951, 1077-3118; doi: 10.1063/1.4891678; URL: <https://pubs.aip.org/apl/article/105/4/041103/376624/Generation-of-strong-terahertz-fields-exceeding-8>.
14. D. Kuk, Y.J. Yoo, E.W. Rosenthal, N. Jhajj, H.M. Milchberg, and K.Y. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **108**(12), 121106 (2016); issn: 0003-6951, 1077-3118; doi: 10.1063/1.4944843; URL: <https://pubs.aip.org/apl/article/108/12/121106/29958/Generation-of-scalable-terahertz-radiation-from>.
15. A. Pushkin, E. Migal, D. Suleimanova, E. Mareev, and F. Potemkin, *Photonics* **9**(2), 90 (2022); issn: 2304-6732; doi: 10.3390/photonics9020090; URL: <https://www.mdpi.com/2304-6732/9/2/90>.
16. C.N. Danson, C. Haefner, J. Bromage et al. (Collaboration), *High Power Laser Science and Engineering* **7**, e54 (2019); issn: 2095-4719, 2052-3289; doi: 10.1017/hpl.2019.36; URL: https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S2095471919000367/type/journal_article.

17. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and V. T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. Lett.* **98**(23), 235002 (2007); issn: 0031-9007, 1079-7114; doi: 10.1103/PhysRevLett.98.235002; URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.235002>.
18. H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, and K. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **98**(9), 091106 (2011); issn: 0003-6951, 1077-3118; doi: 10.1063/1.3560062; URL: <https://pubs.aip.org/apl/article/98/9/091106/562284/Single-cycle-terahertz-pulses-with-amplitudes>.
19. C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, and F. Ardana, *Appl. Phys. Lett.* **99**(16), 161116 (2011); issn: 0003-6951, 1077-3118; doi: 10.1063/1.3655331; URL: <https://pubs.aip.org/apl/article/99/16/161116/341147/Strong-field-single-cycle-THz-pulses-generated-in>.
20. C. Vicario, M. Jazbinsek, A. V. Ovchinnikov, O. V. Chefonov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, and C. P. Hauri, *Opt. Express* **23**(4), 4573 (2015); issn: 1094-4087; doi: 10.1364/OE.23.004573; URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-23-4-4573>.
21. C. Vicario, C. Ruchert, and C. Hauri, *J. Mod. Opt.* **62**(18), 1480 (2015); issn: 0950-0340, 1362-3044; doi: 10.1080/09500340.2013.800242; URL: <http://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/09500340.2013.800242>.
22. Д. З. Сулейманова, Н. А. Жидовцев, Ф. В. Потемкин, *Письма в ЖЭТФ* **115**(1), 71 (2022); issn: 0370274X; doi: 10.31857/S1234567822020021; URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=47484139>.
23. M. Shalaby, C. Vicario, K. Thirupugalmanni, S. Brahadeeswaran, and C. P. Hauri, *Optics Letters* **41**(8), 1777 (2016); issn: 0146-9592, 1539-4794; doi: 10.1364/OL.41.001777; URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-41-8-1777>.
24. K. Shibuya, K. Nawata, Y. Nakajima, Y. Fu, E. J. Takahashi, K. Midorikawa, T. Yasui, and H. Minamide, *Appl. Phys. Express* **14**(9), 092004 (2021); issn: 1882-0778, 1882-0786; doi: 10.35848/1882-0786/ac1a48; URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.35848/1882-0786/ac1a48>.
25. A. Sinko, I. Ozheredov, E. Rudneva, V. Manomenova, N. Kozlova, N. Lobova, A. Voloshin, J.-L. Coutaz, and A. Shkurinov, *Electronics* **11**(17), 2731 (2022); issn: 2079-9292; doi: 10.3390/electronics11172731; URL: <https://www.mdpi.com/2079-9292/11/17/2731>.
26. K. Miyamoto, S. Ohno, M. Fujiwara, H. Minamide, H. Hashimoto, and H. Ito, *Opt. Express* **17**(17), 14832 (2009); issn: 1094-4087; doi: 10.1364/OE.17.014832; URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-17-17-14832>.
27. H. Zhao, Y. Tan, T. Wu, G. Steinfeld, Y. Zhang, C. Zhang, L. Zhang, and M. Shalaby, *Appl. Phys. Lett.* **114**(24), 241101 (2019); issn: 0003-6951, 1077-3118; doi: 10.1063/1.5098855; URL: <https://pubs.aip.org/apl/article/114/24/241101/594347/Efficient-broadband-terahertz-generation-from>.
28. Б. В. Румянцев, А. В. Пушкин, Д. З. Сулейманова, Н. А. Жидовцев, Ф. В. Потемкин, *Письма в ЖЭТФ* **117**(8), 571 (2023); doi: 10.31857/S1234567823080025; URL: http://jetpletters.ru/ps/2418/article_35643.shtml.
29. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, Издательство Московского Университета, М. (2004).
30. F. Roeder, M. Shalaby, B. Beleites, F. Ronneberger, and A. Gopal, *Opt. Express* **28**(24), 36274 (2020).
31. K. Yee, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14**(3), 302 (1966); issn: 0018-926X, 1558-2221; doi: 10.1109/TAP.1966.1138693; URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/1138693/>.
32. B. Wei, L. Cao, F. Wang, and Q. Yang, *Int. J. Antennas Propag.* **2014**, 1 (2014); issn: 1687-5869, 1687-5877; doi: 10.1155/2014/216763; URL: <https://www.hindawi.com/journals/ijap/2014/216763/>.
33. J. E. Houle and D. M. Sullivan, *Electromagnetic simulation using the FDTD method with Python*, third edition, Hoboken, NJ, Wiley (2020), 198 c.; ISBN: 978-1-119-56580-2.
34. M. Farooqui, N. Dixit, A. Mishra, V. Kumar, A. N. Kaul, A. K. Gupta, *J. Opt.* **43**(2), 137 (2014); issn: 0972-8821, 0974-6900; doi: 10.1007/s12596-014-0184-y; URL: <http://link.springer.com/10.1007/s12596-014-0184-y>.
35. A. Voronin and A. Zheltikov, *Sci. Rep.* **7**(1), 46111 (2017).
36. Z. Wang, W. Sun, A. Chen, I. Kosilkin, D. Bale, and L. R. Dalton, *Optics Letters* **36**(15), 2853 (2011); issn: 0146-9592, 1539-4794; doi: 10.1364/OL.36.002853; URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-36-15-2853>.
37. Z. B. Zaccardi, I. C. Tangen, G. A. Valdivia-Berroeta, C. B. Bahr, K. C. Kenney, C. Rader, M. J. Lutz, B. P. Hunter, D. J. Michaelis, and J. A. Johnson, *Opt. Express* **29**(23), 38084 (2021).
38. I. C. Tangen, G. A. Valdivia-Berroeta, L. K. Heki, Z. B. Zaccardi, E. W. Jackson, C. B. Bahr, S.-H. Ho, D. J. Michaelis, and J. A. Johnson, *J. Opt. Soc. Am.* **38**(9), 2780 (2021); issn: 0740-3224, 1520-8540; doi: 10.1364/JOSAB.420597; URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josab-38-9-2780>.
39. T. Hattori and K. Takeuchi, *Opt. Express* **15**(13), 8076 (2007); issn: 1094-4087; doi: 10.1364/OE.15.008076; URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-15-13-8076>.
40. Y. Zhang, X. Zhang, S. Li, J. Gu, Y. Li, Z. Tian, C. Ouyang, M. He, J. Han, and W. Zhang, *Sci. Rep.* **6**(1), 26949 (2016).

О расслоении монослоя заряженных микрочастиц в параболическом удерживающем потенциале

Б. А. Клумов¹⁾

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 октября 2023 г.

После переработки 25 октября 2023 г.

Принята к публикации 26 октября 2023 г.

Рассматривается эволюция первоначально плоского монослоя заряженных микрочастиц комплексной плазмы (плазменного кристалла), находящихся в удерживающих горизонтальном (в плоскости монослоя) и вертикальном параболических конфайнментах. На примере системы Юкавы, методом молекулярной динамики исследовано расслоение (buckling instability) такой системы на несколько слоев при ослаблении вертикального конфайнмента и изучены структурные изменения в таком плазменном кристалле. В частности, показано, что неоднородность плазменного кристалла в радиальном направлении приводит к качественно иному характеру расслоения по сравнению с однородными системами – расслоение начинается в центре кристалла, где среднее межчастичное расстояние минимально и распространяется в виде волны, движущейся к периферии системы при ослаблении вертикального конфайнмента. Это объясняет особенности поведения плазменных кристаллов в недавних экспериментах с комплексной плазмой.

DOI: 10.31857/S1234567823230040, EDN: mszzyh

Начиная с момента открытия плазменного кристалла [1–4], не ослабевает интерес к различным свойствам плазмы, содержащей микрочастицы [5–7]. Такую плазму называют комплексной (или пылевой) плазмой (КП) [8]. Интерес к ней обусловлен, с одной стороны, ее широкой распространенностью в природе: газопылевые скопления в галактиках, кольца планет гигантов, атмосферы комет, серебристые облака – вот неполный перечень объектов, которые в той или иной степени являются комплексной плазмой. В указанных выше системах пылевую компоненту можно рассматривать как газ слабо взаимодействующих заряженных микрочастиц с параметром неидеальности $\Gamma \ll 1$, где $\Gamma = e^2 Z_d^2 / (D T_d)$ – отношение потенциальной энергии взаимодействия между соседними микрочастицами к их температуре T_d , Z_d/e – заряд микрочастицы (выраженный в элементарных зарядах), D – среднее межчастичное расстояние в системе, а e – заряд электрона.

В лабораторных условиях пылевую плазму обычно получают при добавлении микрочастиц в газоразрядную плазму инертных газов пониженного давления [5, 6]. Рекомбинация электронов и ионов на поверхности микрочастиц приводит к их быстрой зарядке; характерный заряд пылинки микронных размеров в такой плазме $e Z_d \sim 10^3 e$. Такой высокий за-

ряд микрочастицы часто приводит к сильной неидеальности пылевой компоненты ($s \Gamma \gg 1$) и образованию плазменных кристаллов – сильно упорядоченных пылевых структур. Важная особенность газоразрядной плазмы – наличие удерживающего потенциала (конфайнмента) для отрицательно заряженных частиц. К образованию конфайнмента приводит быстрая (по сравнению с ионами) диффузия электронов на стенки разрядной камеры, центральная область разряда при этом заряжается положительно и является, таким образом, потенциальной ямой для пылевой компоненты КП. Профиль удерживающего потенциала в горизонтальной плоскости вблизи электрода $\phi_r(r)$ измерялся, например, в [7], где было показано, что с хорошей точностью его можно считать параболическим: $\phi_r \propto (r - r_c)^2$, где r_c – центр разрядной области, а r – расстояние от центра.

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением квазидвумерных (q2D) плазменных структур, которые в вертикальном направлении z (перпендикулярно плоскости кристалла) также находятся в конфайнменте $\phi_z(z)$, близком к параболическому ($\phi_z(z) \propto (z - z_c)^2$, где z_c – высота, на которой находится монослой, а z – координата микрочастицы); такой конфайнмент определяется, главным образом, балансом сил гравитации и электрического поля в области монослоя, и его характеристики довольно просто оцениваются в эксперименте по спектру верти-

¹⁾e-mail: klumov@ihed.ras.ru

кальных колебаний микрочастиц [8]. Целью настоящей работы является изучение структурных переходов в первоначально плоском монослое микрочастиц, которые наблюдаются при ослаблении вертикального конфайнмента $\phi_z(z)$. Такие переходы наблюдались недавно в экспериментах с комплексной плазмой [9, 10], в которых, в частности, были впервые обнаружены участки плазменного кристалла с квадратной решеткой. Добавим, что тонкие пленки вещества (состоящие из небольшого числа слоев атомов) являются интересным состоянием материи, и изучение структуры таких систем важно, поскольку они являются промежуточными между двумерными (2D) и трехмерными (3D) системами, поскольку в определенной степени наследуют свойства как 2D, так и 3D вещества.

Для описания поведения микрочастиц в удерживаемых в разряде двумя (горизонтальным и вертикальным) параболическими конфайнментами используется стандартный метод классической молекулярной динамики (MD) (см., например, [11]). Используются параметры моделирования, которые характерны для экспериментов с КП [8]. Парное взаимодействие пылевых частиц описывается с хорошей точностью [7] экранированным кулоновским потенциалом (потенциалом Юкавы): $U(r) = (Z_d/r) \exp(-r/\lambda)$, где r – расстояние между частицами, а λ – характерная длина экранирования. Для простоты считается, что все N микрочастиц имеют фиксированный размер $2a \approx 2$ мкм (массу m) и заряд $eZ_d \sim 10^3 e$. Параметр экранировки $\kappa = d/\lambda$, где d – среднее межчастичное расстояние в системе выбирается близким к экспериментальным для q2D КП: $\kappa \sim 1$ ($d \sim 10^2$ мкм). Отметим, что в лабораторной q2D комплексной плазме практически отсутствует обратное влияние пылевых структур на свойства плазмы, и можно считать как заряд микрочастиц Z_d , так и характерную длину экранирования λ постоянными величинами [8, 12–16].

Уравнения движения индивидуальной микрочастицы имеют вид:

$$m\ddot{\mathbf{r}}_i = -Z_d \nabla \Phi - Z_d \sum \nabla U - m\gamma \dot{\mathbf{r}}_i + \mathbf{L}_i. \quad (1)$$

Слагаемые в правой части (1), помимо электростатического взаимодействия частиц, описывают их торможение в окружающем газе (определяемое параметром γ) и случайную силу $\mathbf{L}_i$ Ланжевена, определяемую из: $\langle \mathbf{L}_i(t) \mathbf{L}_j(t + \tau) \rangle = 2\gamma m k_B T_g \delta_{ij} \delta(\tau)$, где T_g – температура газа (выбиралась близкой к экспериментальным значениям, $T_g \simeq 300$ K), при условии нулевого среднего значения случайной силы ($\langle \mathbf{L}_i(t) \rangle = 0$), а также взаимодействие микрочастиц с

потенциалом $\Phi = \phi_r + \phi_z$ конфайнмента (например, [15, 16]), где $\phi_r = \Omega_r^2(r - r_c)^2$, $\phi_z = \Omega_z^2(z - z_c)^2$, а Ω_r , Ω_z – параметры, характеризующие горизонтальный и вертикальный конфайнменты, причем $\Omega_z \gg \Omega_r$. Первоначально, исследуемая система представляет плоский монослой, состоящий из нескольких тысяч микрочастиц в форме диска, как и квазидвумерные плазменные кристаллы, наблюдаемые в лабораторных экспериментах с КП (например, [16–18]). Характерный пример такого кристалла представлен на рис. 1 [18]. На нем хорошо видна радиальная неоднородность

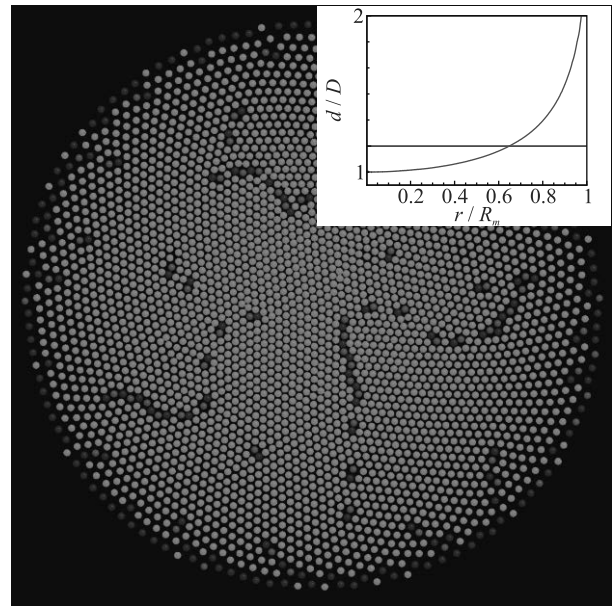


Рис. 1. (Цветной онлайн) Характерный пример квазидвумерного плазменного кристалла, наблюдаемого в экспериментах с комплексной (пылевой) плазмой [18]. Дискосподобная форма плазменного кристалла определяется аксиальной симметрией удерживающего потенциала (конфайнмента), который близок к параболическому ($\phi_r \propto r^2$). Такой вид конфайнмента приводит к радиальной неоднородности кристалла (среднее локальное межчастичное расстояние $d(r)$ увеличивается к периферии), что иллюстрирует вставка, на которой показано, как меняется безразмерная величина d/D в зависимости от безразмерного радиуса r/R_m , где $D = (\pi R_m^2/N)^{1/2}$ – среднее межчастичное расстояние в системе, а R_m – радиус диска [15]. Цвет частиц определяется числом n_{nb} ближайших соседей: у зеленых, синих и красных $n_{nb} = 6$ (гексагональная симметрия), 5 и 7 (дефекты), соответственно. Число частиц в системе $N \simeq 10^3$

родность кристалла – среднее межчастичное расстояние в системе монотонно растет к периферии, что показывает и вставка к рис. 1 (на которой представлено приведенное среднее межчастичное расстояние в зависимости от приведенного радиуса) и простран-

ственное расположение частиц. Такое распределение радиальной плотности микрочастиц характерно для степенных удерживающих потенциалов [14] с аксиальной симметрией; можно показать, что указанная неоднородность максимальна для параболического конфайнмента и исчезает в пределе конфайнмента жесткой стенки, когда система становится практически однородной. Частицы на рис. 1 окрашены согласно числу n_{nb} ближайших соседей у каждой микрочастицы: $n_{nb} = 5, 6, 7$ для синих, зеленых и красных частиц, соответственно. Хорошо видна гексагональная симметрия данного плазменного кристалла, который содержит незначительное количество дислокаций (пар с 5-ю и 7-ю соседями) и кластеров из таких пар (например, [19–21]). Здесь и на рисунках 2, 3 размер частиц (обычно в экспериментах с КП $a/d \simeq 10^{-2}$) сильно увеличен в иллюстративных целях. Ослабление вертикального конфайнмента ϕ_z приводит при его определенных значениях к расслоению (так называемому buckling instability) подобного кристалла на два и более слоев и каскаду структурных изменений в каждом слое.

Сначала рассмотрим такое расслоение для однородных систем Юкавы. Результаты моделирования расслоения такой системы Юкавы при ослаблении ϕ_z представлены на рис. 2, на котором показано распределение частиц по высоте z в зависимости от параметра P , характеризующего силу конфайнмента $P \equiv \Omega_z^{-2}$. При малых значениях P (больших Ω_z) система микрочастиц является монослоем с гексагональной решеткой, фрагмент которой показан на вставке (а) рис. 2. При увеличении параметра P при превышении определенного порога, система спонтанно (в узком диапазоне значений P) расщепляется на два слоя со сдвинутой друг относительно друга квадратной решеткой (фрагмент такой двухслойной системы показан на вставке (b) рис. 2), т.е. реализуется так называемый структурный переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$ (например, [22, 23]). Цвет микрочастиц на вставках (a)–(d) рис. 2 определяется величиной z и меняется от синего к красному при ее увеличении (т.е. красные частицы – принадлежат верхнему слою, а синие – нижнему). Дальнейшее увеличение параметра P приводит к росту расстояния между слоями частиц и к структурному переходу $2\Box \rightarrow 2\Delta$, при котором квадратные решетки каждого слоя трансформируются в гексагональные и сдвигаются друг относительно друга. Фрагмент уже такой двухслойной системы показан на вставке (c) рис. 2. Последующее увеличение P (и расстояния между двумя слоями, соответственно) приводит к образованию третьего слоя [24–26], при этом реализуется структур-

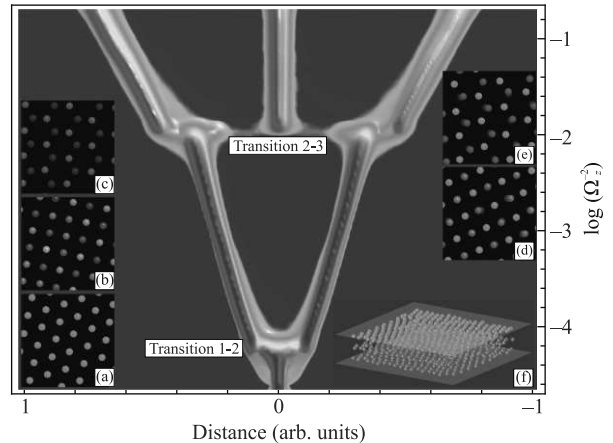


Рис. 2. (Цветной онлайн) Расслоение однородного монослоя микрочастиц, взаимодействующих посредством потенциала Юкавы при ослаблении вертикального параболического конфайнмента ($\phi(z) \propto \Omega_z^2$). Показано распределение частиц по высоте z в зависимости от параметра P , характеризующего силу конфайнмента $P \equiv \Omega_z^{-2}$. При малых значениях P (больших Ω_z) система является монослоем с гексагональной решеткой (фрагмент которой показан на вставке (а)). При увеличении параметра P система спонтанно расщепляется на два слоя со сдвинутой друг относительно друга квадратной решеткой (фрагмент двухслойной системы показан на вставке (b)): реализуется структурный переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$. Цвет микрочастиц определяется величиной z ; красные частицы расположены выше, а синие – ниже. Дальнейшее увеличение параметра P приводит к росту расстояния между слоями частиц и к структурному переходу $2\Box \rightarrow 2\Delta$, т.е. квадратная решетка трансформируется в гексагональную для каждого слоя, и они сдвинуты друг относительно друга (фрагмент такой двухслойной системы показан на вставке (c)). Последующее увеличение P (и расстояния между двумя слоями, соответственно) приводит к образованию третьего слоя (реализуется структурный переход $2\Delta \rightarrow 3\Box$) с fcc типом симметрии (фрагмент кристалла показан на вставке (d)); при дальнейшем увеличении P fcc решетка трансформируется в решетку hcp с гексагональной симметрией всех трех слоев (показана на вставке (e)). Вставка (f) иллюстрирует пространственное расположение частиц в системе с периодическими граничными условиями. Число частиц в системе $N = 6000$

ный переход $2\Delta \rightarrow 3\Box$), в котором все три слоя имеют квадратную решетку, а у частиц центрального слоя тип симметрии fcc (ГЦК (гранецентрированная кубическая)). Фрагмент этого кристалла показан на вставке (d) рис. 2). При дальнейшем ослаблении конфайнмента наблюдается трансформация решетки fcc в решетку hcp (ГПУ (гексагональная плотная упаковка)) с гексагональной симметрией всех

трех слоев (которые показаны на вставке (е) рис. 2), т.е. реализуется переход $3\Delta(\text{fcc}) \rightarrow 3\Delta(\text{hcp})$. Таким образом, рассмотренный каскад переходов в однородной системе Юкавы можно иллюстрировать как: $1\Delta \rightarrow 2\Box \rightarrow 2\Delta \rightarrow 3\Box \rightarrow 3\Delta \dots$. Отметим, что подобные каскады структурных переходов наблюдались в экспериментах с кристаллизованными слоями ионов [23, 27], а также в низкоразмерных коллоидных системах [28].

В случае же, если система микрочастиц Юкавы находится дополнительно в горизонтальном конфайнменте, то ее расслоение при ослаблении вертикального конфайнмента обладает своей спецификой, которая, главным образом, определяется радиальной неоднородностью системы. Результаты моделирования такой системы представлены на рис. 3 и 4. Сначала создавался плоский монослой микрочастиц дискообразной формы с параметрами, близкими к экспериментальным, что достигалось варьированием параметров Ω_r и Ω_z , характеризующих жесткость конфайнмента, и достигалось равновесное состояние плазменного кристалла (наподобие представленного на рис. 1). Для типичных параметров эксперимента ($a \simeq 1$ мкм, $Z_d \sim 10^3$, $d \sim 100$ мкм, $\kappa \simeq 1$ и давлении $p \simeq 10$ Па) такой монослой формируется при значениях $\Omega_z/\Omega_r \simeq 10^2$ и $\Omega_r \sim 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

На рисунке 3, как и на рис. 2, показана эволюция первоначально плоского монослоя при ослаблении вертикального конфайнмента (увеличении параметра $P = \Omega_z^{-2}$). Показано распределение частиц по высоте z в зависимости от параметра P . Первоначально плазменный кристалл представлял из себя плоский монослой дискообразной формы (показан на вставке (а) рис. 3) с гексагональной решеткой (фрагмент которой показан на вставке (b) рис. 3). При увеличении параметра P , начиная с определенной пороговой величины система микрочастиц начинает расслаиваться, но в отличие от однородной системы, расслоение начинается в центре кристалла, где плотность частиц максимальна (а среднее межчастичное расстояние – минимально) и, соответственно, взаимодействие между микрочастицами сильнее. Начало расслоения показано на вставке (с) рис. 3, а образующиеся два слоя имеют сдвинутую квадратную решетку (см. вставку (d) рис. 3), т.е. как и в случае однородной системы, реализуется структурный переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$. Дальнейшее увеличение P приводит к образованию волны расслоения, которая движется от центра к периферии плазменного кристалла и которая (периферия) остается монослоем (см. вставку (е) рис. 3). При этом в центре системы наблюдается переход $2\Box \rightarrow 2\Delta$ (фрагмент этой области кристалла

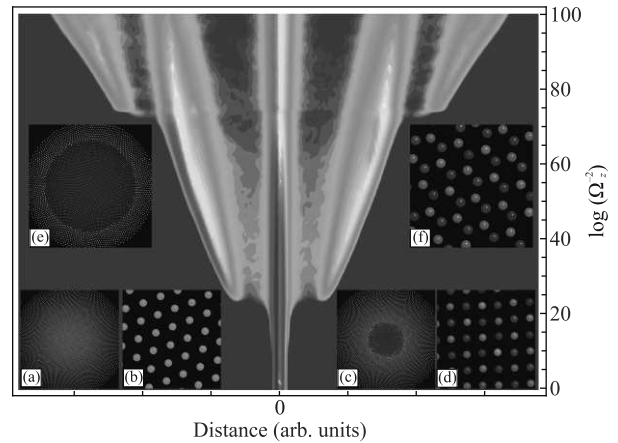


Рис. 3. (Цветной онлайн) Система Юкавы в горизонтальном и вертикальном параболических конфайнментах. Как и на рис. 2, показана эволюция первоначально плоского монослоя при ослаблении вертикального конфайнмента (увеличении параметра $P = \Omega_z^{-2}$). Показано распределение частиц по высоте z в зависимости от параметра P . Первоначально плазменный кристалл представлял из себя плоский монослой дискообразной формы (показан на вставке (а)) с гексагональной решеткой (фрагмент кристалла показан на вставке (b)). При увеличении параметра P , начиная с определенной пороговой величины, система микрочастиц начинает расслаиваться, но в отличие от однородной системы, расслоение начинается в центре кристалла, где плотность частиц максимальна (а среднее межчастичное расстояние – минимально) и, соответственно, взаимодействие между микрочастицами сильнее. Начало расслоения показано на вставке (с), а образующиеся два слоя имеют сдвинутую квадратную решетку (см. вставку (d)), т.е. как и в случае однородно системы реализуется структурный переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$. Дальнейшее увеличение P приводит к образованию волны расслоения, которая движется от центра к периферии кристалла и которая (периферия) остается монослоем (см. вставку (е)). При этом в центре системы наблюдается переход $2\Box \rightarrow 2\Delta$ (фрагмент этой области кристалла показан на вставке (f)), а на краях двухслойной области переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$, т.е. в области образования двух слоев микрочастиц одновременно могут существовать различные кристаллические решетки: треугольная (в центре) и квадратная (на периферии этой области). Оставшаяся часть кристалла сохраняет гексагональную структуру

показан на вставке (f) рис. 3), а на краях двухслойной области переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$, т.е. в области образования двух слоев микрочастиц одновременно могут сосуществовать различные кристаллические решетки: треугольная (в центре) и квадратная (на периферии этой области). А оставшаяся часть кристалла сохраняет гексагональную структуру.

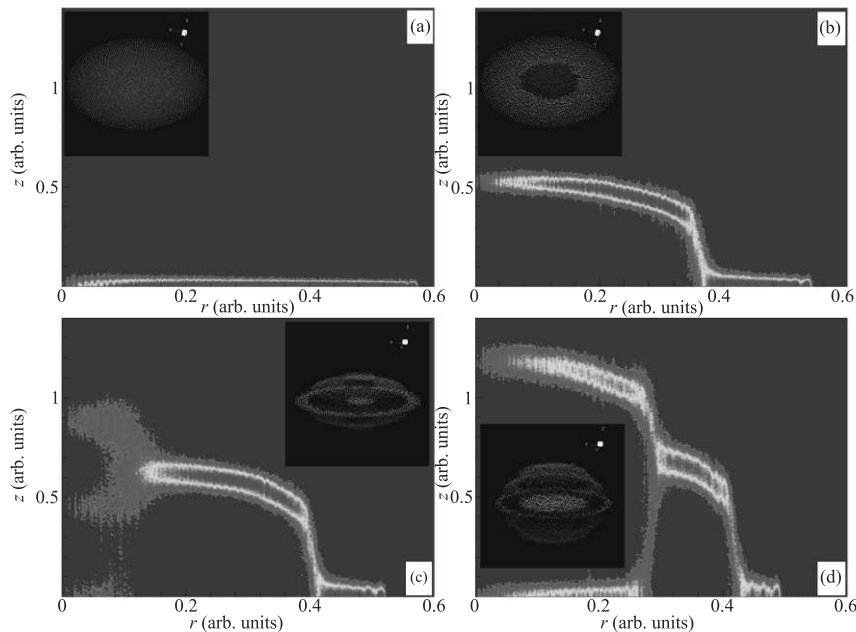


Рис. 4. (Цветной онлайн) Система Юкавы в горизонтальном и вертикальном параболических конфайнментах. Показано распределение микрочастиц на плоскости $(r-z)$ на разных стадиях расслоения системы при ослаблении вертикального конфайнмента. Рисунок 4а отвечает начальному состоянию системы, когда плазменный кристалл является монослоем. На рисунке 4б показано начало расслоения системы и образование двух слоев в центральной области кристалла. Видно, что двухслойная область не является планарной, а имеет определенную кривизну, что и обеспечивает сосуществование двух различных типов решетки в каждом слое: треугольной – в центре и квадратной – на периферии этой области. Рисунок 4с демонстрирует начальную фазу появления третьего слоя, а на рисунке 4д – сложное распределение с тремя слоями микрочастиц в центре системы, которые с увеличением r трансформируются в два слоя с сохранением монослоя с гексагональной структурой на периферии плазменного кристалла. Вставки показывают пространственное расположение микрочастиц для каждого случая, причем цвет частиц определяется их координатой z и меняется от синего к красному при ее увеличении

На рисунке 4 показано распределение микрочастиц на плоскости $(r-z)$ на разных стадиях расслоения системы при ослаблении вертикального конфайнмента. Рисунок 4а отвечает начальному состоянию системы, когда плазменный кристалл является монослоем, на рис. 4б показано начало расслоения системы и образование двух слоев в центральной области кристалла. Видно, что двухслойная область не является планарной, а имеет определенную кривизну, что и обеспечивает сосуществование двух различных типов решетки в каждом слое при дальнейшем ослаблении конфайнмента: треугольной в центре и квадратной на периферии двухслойной области. При этом на начальной стадии расслоения центральная область кристалла представляет из себя сдвинутые квадратные решетки в каждом из двух слоев. Рисунок 4с демонстрирует начальную фазу появления третьего слоя, а на рис. 4д сложное распределение с тремя слоями микрочастиц в центре системы, которые с увеличением r трансформируются в два слоя с сохранением монослоя с гексагональной структурой на

периферии плазменного кристалла. Пространственное расположение микрочастиц для каждого случая представлено на вставке к каждой панели. Таким образом, расслоение такой системы гораздо сложнее, чем в случае однородной системы Юкавы.

Отметим, что в экспериментах с низкоразмерной комплексной плазмой в радиочастотной плазме пониженного давления определенную роль может играть анизотропия взаимодействия между микрочастицами, к которой приводит образование так называемого ионного фокуса (например, [29–31]) за микрочастицами в приэлектродной области разряда, что приводит к их невзаимному и направленному взаимодействию между ними с формированием цепочечных структур [8]. В этом случае влияние такого взаимодействия приводит к образованию кристаллических слоев с треугольной решеткой, находящихся друг под другом. Такие структуры недавно наблюдались в эксперименте [32] и требуют отдельного рассмотрения, которое планируется нами в ближайшем будущем.

В заключение отметим, что в настоящей работе, на примере системы Юкавы впервые рассмотрено расслоение первоначально плоского плазменного кристалла, находящегося в двух удерживающих параболических конфайнментах – в плоскости кристалла (горизонтальном) и в конфайнменте ϕ_z , ограничивающим систему микрочастиц в вертикальном направлении. Показано, что расслоение в таких условиях протекает гораздо сложнее по сравнению с расслоением однородной системы. При ослаблении ϕ_z такое расслоение начинается в центре системы, где межчастичное взаимодействие сильнее в силу радиальной неоднородности системы, и последовательно наблюдается каскад структурных переходов $1\Delta \rightarrow 2\Box$, $2\Box \rightarrow 2\Delta$, $2\Delta \rightarrow 3\Box$ (fcc), $3\Box \rightarrow 3\Delta$ (hcp) и т.д., что прекрасно согласуется с недавними экспериментами в комплексной плазме, демонстрирующими образование квадратной решетки в центральной области плазменного кристалла, что легко объясняется начальной стадией расслоения этой системы. Дополнительно наличие кривизны у таких двухслойных систем на определенной стадии приводит к сосуществованию двух видов кристаллической решетки в каждом слое: гексагональной в центре системы и квадратной на периферии, а ослабление вертикального конфайнмента инициирует волну расслоения, которая распространяется из центральной области кристалла и сопровождается структурными изменениями в появляющихся слоях.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание # 075-01129-23-00).

1. H. Thomas, G.E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann, Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
2. J. H. Chu and Lin I, Phys. Rev. Lett. **72**, 4009 (1994).
3. Y. Hayashi and K. Tachibana, Japanese J. Appl. Phys.: Part 2 -Letters **33**, L904 (1994).
4. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, Phys. Lett. A **191**, 301 (1994).
5. A. P. Nefedov, G.E. Morfill, V.E. Fortov et al. (collaboration), New J. Phys. **5**, 33 (2003).
6. G.E. Morfill, S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, B. A. Klumov, M. Rubin-Zuzic, and H. M. Thomas, Phys. Scripta T **107**, 59 (2004).
7. U. Konopka, G. Morfill, and L. Ratke, Phys. Rev. Lett. **84**, 891 (2000).
8. V. E. Fortov and G. E. Morfill, *Complex and Dusty plasmas: From Laboratory to Space*, CRC Press, N.Y. (2010).
9. S. Singh, P. Bandyopadhyay, K. Kumar, and A. Sen, Phys. Rev. Lett. **129**, 115003 (2022).
10. R. A. Syrovatkaa, A. M. Lipaev, V. N. Naumkin, and B. A. Klumov, JETP Lett. **116**, 869 (2022).
11. S. Plimpton, J. Comput. Phys. **117**(1), 1 (1995).
12. H. Totsuji, C. Totsuji, and K. Tsuruta, Phys. Rev. E **64**, 066402 (2001).
13. C. Totsuji, M. S. Liman, K. Tsuruta, and H. Totsuji, Phys. Rev. E **68**, 017401 (2003).
14. C. Durniak, D. Samsonov, N. P. Oxtoby, J. F. Ralph, and S. Zhdanov, IEEE Trans. Plasma Sci. **38**(9), 2412 (2010).
15. B. A. Klumov, JETP Lett. **110**, 715 (2019).
16. C. A. Knapek, A. V. Ivlev, B. A. Klumov, G. E. Morfill, and D. Samsonov, Phys. Rev. Lett. **98**, 015001 (2007).
17. O. S. Vaulina, E. V. Vasilieva, and R. A. Timirkhanov, Plasma Phys. Rep. **37**(12), 1035 (2011).
18. I. V. Voronov, V. S. Nikolaev, A. V. Timofeev, R. A. Syrovatka, A. M. Lipaev, D. A. Zamorin, and B. A. Klumov, J. Phys. D: Appl. Phys. **56**, 485203 (2023).
19. B. A. Klumov, Phys.-Uspekhi **53**, 1045 (2010).
20. B. A. Klumov, JETP Lett. **116**(10), 703 (2022).
21. B. A. Klumov, Phys.-Uspekhi **66**, 288 (2023).
22. P. Pieranski, L. Strzelecki, and B. Pansu, Phys. Rev. Lett. **50**, 900 (1983).
23. T. B. Mitchell, J. J. Bollinger, D. H. E. Dubin, X. P. Huang, W. M. Itano, and R. H. Baughman, Science **282**, 1290 (1998).
24. B. A. Klumov and G. E. Morfill, JETP Lett. **87**(8), 409 (2008).
25. B. A. Klumov and G. E. Morfill, JETP **107**, 908 (2008).
26. E. C. Oguz, R. Messina, and H. Lowen, EPL **86**, 28002 (2009).
27. D. H. E. Dubin and T. M. O'Neil, Rev. Mod. Phys. **71**, 87 (1999).
28. D. H. Van Winkle and C. A. Murray, Phys. Rev. A **34**, 1 (1986).
29. M. Nambu, S. V. Vladimirov, and P. K. Shukla, Phys. Lett. A **203**, 40 (1995).
30. M. Lampe, G. Joyce, G. Ganguli, and V. Gavrishchaka, Phys. Plasmas **7**, 3851 (2000).
31. I. I. Lisina and O. S. Vaulina, EPL **103**(5), 55002 (2013).
32. A. V. Zobnin, A. M. Lipaev, V. N. Naumkin, R. A. Syrovatka, A. D. Usachev, A. G. Khrapak, and S. A. Khrapak, Phys. Plasmas (2023), submitted.

Радиационные потери дейтронов, тритонов и альфа-частиц на ионах вольфрама в плазме токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO

А. А. Маврин⁺¹⁾, А. В. Демура⁺, Д. С. Леонтьев⁺, В. С. Лисица^{+*×}

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет “МФТИ”, 141701 Долгопрудный, Россия

[×]Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2023 г.

После переработки 25 октября 2023 г.

Принята к публикации 26 октября 2023 г.

В работе впервые вычислены интегральные радиационные потери дейтронов, тритонов и альфа-частиц на примесных ионах вольфрама на основе статистической теории атома для проектных режимов работы токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO. Ранее в рамках статистической теории атома было показано, что удельные радиационные потери этого нового ионного канала сопоставимы с удельными электронными радиационными потерями, включающими также потери на тормозное излучение, радиационную и диэлектронную рекомбинацию. Расчет интегральных радиационных потерь выполнен в рамках численной модели изолиний постоянной термоядерной мощности, ранее предложенной для исследования операционного пространства и проектных режимов токамаков-реакторов. Для изучения влияния накопления примеси на интегральные радиационные потери были рассмотрены пространственные распределения плотности вольфрама с разной степенью пикированности в центре плазменного шнура. В рамках проведенного исследования добавка потерь по новому каналу к полным интегральным радиационным потерям на вольфраме оказывается масштаба 20 % для ITER и 30 % для EU-DEMO, что подтверждает необходимость рассмотрения этого канала РП при более детальных исследованиях рабочих сценариев этих проектов.

DOI: 10.31857/S1234567823230052, EDN: mutpjf

1. Введение. В токамаке-реакторе ITER предполагается использование бериллия и вольфрама (W) в качестве основных материалов для обращенных к плазме поверхностей (ОПП) первой стенки [1] и дивертора [2]. Считается, что такой выбор конструкционных материалов минимизирует удержание трития в стенке и эрозию приемных пластин дивертора в широком диапазоне плазменных параметров по сравнению, например, с углеродным композитом. Текущий концептуальный проект европейской установки DEMO (EU-DEMO) предполагает использование W как основного материала для ОПП и первой стенки и дивертора [3, 4]. Ожидается, что за время разряда значительное количество W будет распыляться с ОПП и переноситься в центральную часть плазмы.

Ввиду большого заряда ядра Z ионы W сохраняют значительное количество связанных электронов при температурах плазмы несколько десятков кэВ, характерных для центральных областей токамаков-реакторов. Высокая излучательная способность та-

ких ионов сильно влияет на радиационные потери (РП) и баланс тепла в плазме. Учет РП важен для исследования операционного пространства и рабочих точек токамаков-реакторов.

Радиационные потери в термоядерной плазме обычно рассматривают в корональном приближении и связывают с излучением, обусловленным взаимодействием электронов с ионами примесей (линейчатое, рекомбинационное и тормозное излучение) [5]. Однако возбуждение ионов примесей возможно также и протонами, дейтронами (D), тритонами (T) или альфа-частицами (α). В работе [6], по всей видимости, впервые рассмотрены РП протонов за счет возбуждения ионов железа в горячей плазме, а также даны общие оценки энергетических потерь быстрых частиц на тяжелых примесях. Показано, что РП энергии по новому ионному каналу могут быть сравнимы с соответствующими электронными потерями.

Наличие большого количества связанных электронов и широкий температурный диапазон, представляющий интерес для расчетов РП, делает очень сложной задачу описания излучательных свойств

¹⁾e-mail: Mavrin_AA@nrcki.ru; nrcki@nrcki.ru

ионов W. Как правило, для расчета атомарной структуры многоэлектронных ионов и элементарных процессов, ответственных за заселения атомных уровней, применяются громоздкие квантово-механические коды [7–9]. Большие затраты вычислительных ресурсов и времени ограничивают использование таких кодов, например, в простых моделях энергобаланса плазмы. Значительное расхождение между результатами расчетов этими кодами требует дополнительной верификации и развития теоретических методов для оценки их надежности. В качестве такого метода могут быть использованы статистические модели теории атомов [10, 11], позволяющие разработать универсальный подход к анализу РП на многоэлектронных ионах и связанных с этим элементарных процессов. Простота численного расчета становится ключевым преимуществом такого подхода.

В основе статистических моделей многоэлектронных ионов лежит представление о коллективных колебаниях плазменного сгустка атомных электронов. Для описания таких колебаний используется приближение локальной плазменной частоты (ЛПЧ), связанной с локальной электронной плотностью в атоме (модель Брандта–Лундквиста [11]). Ранее такой подход был с успехом применен для расчета различных атомных процессов с участием многоэлектронных ионов: диэлектронной рекомбинации [12], ионизации [13] и возбуждения [14] электронами. Первые попытки расчета радиационных потерь D/T и α -частиц на примесных ионах W в рамках приближения ЛПЧ были проведены в работах [15, 16]. Для условий горячей плазмы токамака были получены общие выражения для удельных интенсивностей РП на многоэлектронных ионах примеси. В случае ионов W проведены конкретные численные расчеты плотностей радиационных потерь D/T-ионов и α -частиц в интервале температур плазмы $10 \div 40$ кэВ, типичных для центральной области токамаков-реакторов. Показано, что новый канал потерь для примеси W оказывается сравнимым со стандартными электронными РП и составляет 50–100 % от них.

Известно, что пространственные распределения температуры плазмы T , плотностей α -частиц n_α и вольфрама n_W могут быть сильно неоднородны по объему плазменного шнура. Это приводит к сильной неоднородности плотности РП всех частиц, взаимодействующих с ионами W. Для оценки влияния излучения на баланс тепла необходимо знать полные интегральные РП по электронному и новому ионному каналу из плазмы. В силу этого вычисление таких потерь для конкретных проектных режимов токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO, а также

сравнение степени влияния разных каналов излучения на операционное пространство и рабочие сценарии данных установок становится очень важным.

2. Удельные интенсивности возбуждения в приближении ЛПЧ. Статистическая модель в приближении ЛПЧ дает единообразное описание РП электронов, D/T-ионов и α -частиц, обусловленных возбуждением связанных электронов ионов примесей в условиях коронального равновесия [16].

В основе подхода, использованного в [16], лежит представление атомной структуры примесного иона как системы плазменных осцилляторов, возбуждаемых столкновениями с налетающими заряженными частицами плазмы. Взаимодействие этих частиц с ионами примеси рассматривается в приближении эквивалентных фотонов Э. Ферми [17]. При этом квадрат Фурье-разложения по частоте амплитуды электрического поля налетающей заряженной частицы, движущейся по классической траектории в поле возбуждаемого иона, определяет интенсивность потока эквивалентных фотонов. Траектории движения этих частиц в поле многоэлектронного иона определяются в приближении модифицированного кулоновского взаимодействия [18]. Соответствующий модифицированный потенциал характеризуется некоторым эффективным безразмерным значением заряда иона z_{eff} , которое описывает отклонение реального потенциала взаимодействия от кулоновского и будет определено далее на основе статистической модели.

Удельные интенсивности радиационных потерь за счет возбуждения (на одну частицу, на один примесный ион) L_z можно выразить универсальным образом для любого сорта налетающих заряженных частиц через статистическое сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{ph}}(\omega)$ в модели ЛПЧ [12] и поток эквивалентных фотонов, создаваемых налетающей заряженной частицей. Общее выражение для L_z имеет следующий вид (ср. с [16])

$$L_z = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{\omega_a E_a a_0^2}{\alpha} z^2 \int_0^{\omega_{\text{max}}} \sigma_{\text{ph}}(\omega) d\omega \times \\ \times \int_{V_z^{\text{min}}}^{V_z^{\text{max}}} f_z(V_z) \left\{ \frac{1}{\exp(-2\pi v)} \right\} \frac{g(v)}{V_z} d^3 V_z. \quad (1)$$

Здесь $\omega_a = E_a/\hbar$ – атомная единица частоты, E_a – атомная единица энергии, равная $2Ry$, a_0 – борковский радиус, α – постоянная тонкой структуры, z – безразмерная величина заряда налетающей частицы, $f_z(V_z)$ – функция распределения по скоростям V_z соответствующей заряженной частицы, $g(v)$ –

гаунт-фактор, описывающий искривление кулоновской траектории. Величина $g(v)$ в кулоновском приближении равна [19]

$$g(v) = \frac{\pi\sqrt{3}}{4} \left\{ iv H_{iv}^{(1)'}(iv) \cdot \left| H_{iv}^{(1)}(iv) \right| \right\} \approx \frac{\sqrt{6}}{\pi} \ln \left[\left(\frac{2}{\gamma v} \right)^{1/\sqrt{2}} + e^{\pi/\sqrt{6}} \right], \quad (2)$$

где $H_p^{(1)}(z)$ и $H_p^{(1)'}(z)$ – функция Ханкеля и ее производная по аргументу, $\gamma = e^C$ и $C = 0.577 \dots$ – постоянная Эйлера. Кривизна кулоновской траектории

$$v = \frac{e^2 z z_{\text{eff}} \omega}{\mu V_z^3} \quad (3)$$

определяется отношением кулоновского радиуса к эффективному прицельному параметру (μ – приведенная масса пары частиц: многоэлектронного иона и заряженной налетающей частицы). В случае отталкивающего потенциала (D/T-ионы и α -частицы) подынтегральное выражение в (1) дополнительно умножается на фактор $\exp(-2\pi v)$ [18].

Интегрирование по частотам в (1) проводится до потенциала ионизации данного иона I_i , что соответствует учету возбуждения только связанных состояний, т.е. $\omega_{\text{max}} = I_i/\hbar$. Для свободных электронов и D/T-ионов используется функция распределения Максвелла, а для α -частиц – функция, определяемая их упругой кулоновской релаксацией [20]. Нижний предел интегрирования по скоростям налетающих частиц V_z^{min} определяется энергией эквивалентного фотона с частотой ω , что отвечает порогу возбуждения атомных переходов в статистической модели. В случае электронов и D/T-ионов $V_z^{\text{max}} = \infty$, а в случае α -частиц верхний предел равен скорости $V_{\alpha}^{\text{max}} = \sqrt{2E_0/m_{\alpha}}$, соответствующей энергии $E_0 = 3.52$ МэВ при рождении в термоядерной реакции. Далее будут приведены функциональные выражения для всех рассмотренных L_z в виде, удобном для практических вычислений.

Статистическое сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{ph}}(\omega)$ можно выразить через распределение сил осцилляторов по частотам, определяемое распределением плотности электронов в многозарядном ионе $n(r)$ [11]. В модели ЛПЧ рассматриваются коллективные возбуждения электронных оболочек с частотами $\omega_p(r)$, зависящими от расстояния до ядра r . Спектр возбуждений плазменных частот также определяется локальной плотностью электронов в атоме: $\omega_p(r) = \sqrt{4\pi e^2 n(r)/m_e}$. Приближение ЛПЧ совместно с моделью Томаса–Ферми [10] для распределения $n(r)$ позволяет определить $\sigma_{\text{ph}}(\omega)$. Ранее такой подход

использовался в расчетах [12–16], поэтому вид статистического сечения фотопоглощения хорошо известен:

$$\sigma_{\text{ph}}(\omega) = \frac{3\pi^4}{16} \alpha a_0^2 \left(\frac{\omega}{Z\omega_a} \right) \frac{x_{\omega}^3 \phi(x_{\omega}, q)}{|x_{\omega} \phi'(x_{\omega}, q) - \phi(x_{\omega}, q)|}. \quad (4)$$

Здесь $\phi(x, q)$ – функция Томаса–Ферми, определяющая статистическое распределение электронной плотности в атоме [10]. Эта функция зависит от расстояния до ядра $x = r/r_{\text{TF}}$ и степени ионизации примесного иона $q = Z_i/Z$ (r_{TF} – радиус Томаса–Ферми, Z_i – заряд иона, Z – заряд ядра) [10]. Функция $\phi(x, q)$ при заданной величине q является решением уравнения Томаса–Ферми для ионов. Приближенные решения этого уравнения для разных q найдены в [21].

В модели ЛПЧ эффективный заряд иона z_{eff} , в поле которого происходит движение налетающих частиц, определяется из условия равенства потенциала Томаса–Ферми и потенциала Кулона в точке $x_{\omega} = r_{\omega}/r_{\text{TF}}$, отвечающей условию резонанса поглощаемой ω и плазменной частот ω_p , т.е. $\omega = \omega_p(r_{\omega}) = \sqrt{4\pi e^2 n(r_{\omega})/m_e}$. Используя связь $\phi(x, q)$ с потенциалом и плотностью $n(r)$ в модели Томаса–Ферми [10], легко получить для z_{eff} выражение

$$z_{\text{eff}} = Z \left(\phi(x_{\omega}, q) + q \frac{x_{\omega}}{x_0} \right), \quad (5)$$

а для определения зависимости $x_{\omega}(\omega)$ следующее нелинейное уравнение:

$$\frac{\omega}{Z\omega_a} = \sqrt{\frac{128}{9\pi^2}} \left(\frac{\phi(x_{\omega}, q)}{x_{\omega}} \right)^{3/4}. \quad (6)$$

Граничный радиус иона в модели Томаса–Ферми $x_0 = r_0/r_{\text{TF}}$ – расстояние от ядра до точки, где обращается в нуль электронная плотность иона, может быть определен для любого значения q с помощью простых формул из работы [21].

Представим в окончательном виде искомые удельные интенсивности радиационных потерь L_z за счет возбуждения ионов примесей. Это удобно сделать отдельно для электронов, D/T-ионов и α -частиц. Для удобства полезно ввести следующие безразмерные переменные: скорость $y_z = V_z/(a_0\omega_a)$ налетающей частицы, и частоту эквивалентных фотонов $s = \omega/(Z\omega_a)$. Тогда для случая электронов ($z = 1$, $\mu \approx m_e$) имеем из (3) $v_e = Z z_{\text{eff}} s / y_e^3$ и

$$L_e = \frac{\pi^3}{16} \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \omega_a E_a a_0^3 Z \left(\frac{E_a}{T} \right)^{3/2} \int_0^{s_{\max}} \frac{s x_s^3 \phi_s}{|x_s \phi'_s - \phi_s|} ds \times \int_{\sqrt{2Zs}}^{\infty} y_e g(v_e) \exp\left(-\frac{E_a}{2T} y_e^2\right) dy_e. \quad (7)$$

Здесь и далее во всех выражениях и при конкретных расчетах предполагаем, что температуры электронов и всех сортов ионов одинаковы и равны T . Максимальная частота эквивалентных фотонов $s_{\max} = I_i/(ZE_a)$ определяется потенциалом ионизации I_i конкретного иона с зарядом Z_i и степенью ионизации q . Очевидно, что величина $s_{\max}$ одинакова для всех налетающих частиц.

Чтобы сделать предложенный подход полностью самосогласованным, используемые потенциалы I_i также вычисляются в рамках статистической модели [13]:

$$I_i = \left(\frac{128}{9\pi^2} \right)^{1/3} Z^{4/3} \frac{q}{x_0} E_a. \quad (8)$$

Сравнение статистических и табличных I_i для W показывает вполне удовлетворительное совпадение, за исключением скачков на полностью заполненных оболочках.

В случае D/T-ионов выражение для удельной интенсивности радиационных потерь $L_{D,T}$ принимает следующий вид ($z = 1$, $\mu \approx m_{D,T}$):

$$L_{D,T} = \frac{\pi^3}{16} \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \omega_a E_a a_0^3 Z \left(\frac{A_{D,T} E_a}{T} \right)^{3/2} \times \int_0^{s_{\max}} \frac{s x_s^3 \phi_s}{|x_s \phi'_s - \phi_s|} ds \int_{\sqrt{2Zs/A_{D,T}}}^{\infty} y_{D,T} g(v_{D,T}) \times \exp\left(-A_{D,T} \frac{E_a}{2T} y_{D,T}^2 - 2\pi v_{D,T}\right) dy_{D,T}, \quad (9)$$

где $v_{D,T} = Z z_{\text{eff}} s / (A_{D,T} y_{D,T}^3)$ и $A_{D,T} = m_{D,T}/m_e$. Напомним, что в данном случае отталкивающий характер потенциала взаимодействия учитывается с помощью дополнительного подынтегрального множителя $\exp(-2\pi v_{D,T})$ [18].

Функция распределения α -частиц $f_\alpha(V_\alpha)$ – функция, определяемая их релаксацией за счет кулоновских столкновений с электронами и ионами плазмы [20]. Нормированная на единицу такая функция имеет вид

$$f_\alpha(V_\alpha) = \frac{\langle \sigma V \rangle_{DT} n_D n_T \tau_s}{4\pi n_\alpha} \frac{1}{V_\alpha^3 + V_*^3}. \quad (10)$$

Соответственно этому плотность α -частиц в плазме равна

$$n_\alpha = \langle \sigma V \rangle_{DT} n_D n_T \tau_s I_\alpha, \quad (11)$$

где $\langle \sigma V \rangle_{DT}$ – скорость DT-реакции, n_D и n_T – плотности D/T-ионов, τ_s – характерное время торможения α -частиц. Следуя определению (10), нормировочный множитель I_α в (11) есть интеграл

$$I_\alpha = \int_0^1 \frac{w^2 dw}{w_\alpha^3 + w_*^3}; \quad w_\alpha = \frac{V_\alpha}{V_{\max}}; \quad w_* = \frac{V_*}{V_{\max}}. \quad (12)$$

Скорость V_* соответствует энергии α -частиц, при которой сравниваются скорости торможения на ионах и электронах плазмы [20]:

$$V_* = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{\lambda_{ii}}{\lambda_{ei}} \frac{m_e}{n_e} \sum_k \frac{Z_k^2 n_k}{m_k} \right)^{1/3} \left(\frac{2T}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь λ_{ii} , λ_{ei} – кулоновские логарифмы для ионов и электронов плазмы, n_e – плотность электронов плазмы, n_k , Z_k , m_k – плотность, заряд и масса ионов плазмы k -ого сорта соответственно. В соответствии с [20] время торможения τ_s быстрой частицы равно удвоенному времени релаксации энергии и определяется выражением

$$\tau_s = \frac{2}{\lambda_{ei}} \frac{m_\alpha}{m_p} \frac{1}{z^2} \frac{(T[\text{кэВ}])^{3/2}}{n_e [10^{19} \text{ М}^{-3}]} [\text{с}]. \quad (14)$$

В данной работе для $\langle \sigma V \rangle_{DT}$ в максвелловской плазме мы используем хорошо известную формулу из [22]. В итоге для случая α -частиц выражение для L_α принимает следующий вид ($z = 2$, $\mu \approx m_\alpha$):

$$L_\alpha = \frac{3\pi^4}{8\sqrt{3}} \frac{1}{I_\alpha} \omega_a E_a a_0^3 Z \int_0^{s_{\max}} \frac{s x_s^3 \phi_s}{|x_s \phi'_s - \phi_s|} ds \times \int_{\sqrt{2Zs/A_\alpha}}^{y_0} \frac{y_\alpha g(v_\alpha) \exp(-2\pi v_\alpha)}{y_\alpha^3 + y_*^3} dy_\alpha, \quad (15)$$

где $v_\alpha = 2Z z_{\text{eff}} s / (A_\alpha y_\alpha^3)$ и $A_\alpha = m_\alpha/m_e$. Выражения (7), (9) и (15) применимы для расчета L_z ионов примесей с разным зарядом Z . Далее рассматриваются только ионы W, поэтому считается, что $Z = 74$.

Основная цель данной работы – это вычисление РП по новому ионному каналу. Предполагается, что выполнены условия коронального ионизационного равновесия, когда скорости возбуждения многоэлектронного иона примеси заряженными частицами плазмы уравниваются скоростями спонтанного высвечивания. Это позволяет установить связь между температурой плазмы и средним зарядом W ионов. Далее для ионизационного равновесия мы используем данные из работы [23], полученные из расчета квантово-механическим кодом [9] в рамках модели CA-LARGE.

Без потери общности принимается, что плазма состоит в основном из равных долей ионов дейтерия и трития так, что $n_D = n_T = n_e/2$. При этом типичная плазма центральной области токамаков-реакторов (например, ITER и EU-DEMO) имеет температуру масштаба $T \approx 10$ кэВ и плотность $n_e \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Тогда из определения (13) для скорости V_* легко получить оценку $V_* \approx 0.3V_{\alpha}^{\max}$. Далее с помощью соответствующих выражений можно определить I_{α} , n_{α} и L_{α} .

На рисунке 1 показаны удельные интенсивности излучения L_z за счет возбуждения ионов W (на одну

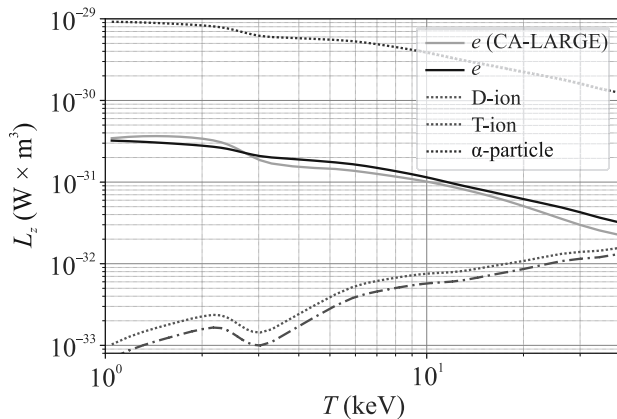


Рис. 1. (Цветной онлайн) Удельные интенсивности излучения за счет возбуждения ионов W электронами, D/T-ионами и α -частицами (расчет с помощью выражений (7), (9) и (15)). Дополнительно показаны данные квантово-механического расчета (CA-LARGE) из работы [23]

частицу, на один W ион), рассчитанные с помощью выражений (7), (9) и (15). Расчет соответствующих L_z проводился для средних зарядов W ионов, лежащих в интервале $Z = 27 \div 67$ (см. [23]). В случае электронов видно хорошее соответствие между интенсивностями L_e , определенными в рамках статистической модели, и с помощью квантово-механического расчета (CA-LARGE). Это подтверждает эффективность статистического подхода и указывает на возможность его использования также и для варианта расчета возбуждения D/T-ионами и α -частицами.

Увеличение температуры плазмы приводит к обеднению излучающих ионов вольфрама, за счет уменьшения количества возбуждаемых электронов. С другой стороны, увеличение температуры приводит к увеличению скорости возбуждения дейтронами и тритонами W ионов и их способности возбуждать глубокие уровни энергии, за счет спада эффекта ионного отталкивания, уменьшающего вероятности

и сечение возбуждения. В результате (см. рис. 1) наблюдается рост интенсивностей $L_{D,T}$ с увеличением температуры. Для α -частиц возможности роста скорости возбуждения исчерпаны ввиду постоянства их скорости и спад L_{α} обусловлен только изменением ионизационного состава вольфрама.

Далее удельные интенсивности L_z , определяемые выражениями (7), (9) и (15), используются для расчета полных интегральных РП потерь на примеси W в токамаках-реакторах ITER и EU-DEMO.

3. Модель изолиний постоянной термоядерной мощности. В работе [24] предложена численная 0.5D-модель изолиний постоянной термоядерной мощности для исследования операционного пространства и рабочих сценариев токамаков-реакторов. Модель учитывает важные эффекты излучения примесей и удержания частиц гелия в плазме токамака. Для описания излучения примесей использованы удельные интенсивности излучения, полученные в рамках корональной модели [25]. Удержание частиц гелия и эффективность удаления гелиевой золы определяется модельным параметром ρ^* , который представляет собой отношение глобального времени удержания частиц гелия τ_{He}^* ко времени удержания энергии τ_E . Модель позволяет одновременно получать решения уравнений баланса частиц и тепла в стационарных условиях с учетом влияния эффектов излучения примесей и при наличии гелиевой компоненты в плазме.

В данной работе предложенная в [24] модель была дополнена включением в уравнение баланса тепла РП по новому ионному каналу. В частности, были модифицированы коэффициенты уравнения (20) в [24] (см. приложение С в указанной работе) добавлением членов с плотностью мощности радиационных потерь D/T-ионов и α -частиц за счет возбуждения ионов W, определяемых выражением

$$S_{\text{rad},z}^{\text{exc}} = n_W n_z L_z, \quad (16)$$

при этом плотности $n_{D,T}$ могут быть самосогласованно определены из баланса частиц (см. [24]), n_{α} определяется (11), а $L_{D,T}$ и L_{α} задаются выражениями (9) и (15). Процедура соответствующих изменений в модели [24] носит тривиальный характер, поэтому ниже мы опускаем несущественные подробности. Отметим, что вычисление интенсивности L_e с помощью (7) определяет только часть РП на многоэлектронном ионе примеси, связанных с возбуждением электронами. В данной работе для определения полных РП электронов на ионах W мы используем данные из [23], при этом удобные формулы для расчетов можно найти в работе [25].

Выбор W в качестве конструкционного материала ОПП будет приводить к накоплению W в плазме. Однако предсказать плотность n_W в плазме непросто, так как остаются не до конца исследованными многие процессы с участием ионов W: распыление W на ОПП, перенос в SOL и в области пьедестала, накопление в центральной области плазмы. Дополнительную неопределенность вызывает вопрос о том, в каком режиме ELM-ов и с какими методами смягчения их последствий будут работать токамаки-реакторы. Существуют многочисленные экспериментальные свидетельства возможности сильного накопления W в центре плазмы. Такое поведение W, конечно не носит универсальный характер и имеет свои особенности в зависимости от условий эксперимента и установки [26–28]. Очевидно, что пикированность к центру профиля n_W может приводить к заметному росту РП по новому ионному каналу, см. рис. 1 и выражение (16). Поэтому в данной работе, помимо расчета полных интегральных потерь на ионах W, также исследуется влияние пикированности профиля n_W . Для этого мы вводим модельный профиль n_W вида:

$$n_W(\rho) = n_{W,0} (\alpha_W \exp(-\beta_W \rho^2) + (1 - \rho^2)^{\alpha_n}). \quad (17)$$

Здесь ρ – нормированная радиальная координата (предполагается, что $\rho = 0$ на оси и $\rho = 1$ на последней замкнутой магнитной поверхности), $n_{W,0}$ – плотность W в центре. Параметры α_W и β_W в первом слагаемом определяют степень центральной пикированности профиля, а второе слагаемое – простое параболическое представление для пространственного распределения плотности (с показателем крутизны профиля α_n), принятое в модели [24] для всех сортов частиц. Во всех расчетах, проведенных ниже, считалось, что $\beta_W = 10$. Средняя по объему плотность W, определяемая (17), может быть легко вычислена:

$$\langle n_W \rangle \approx n_{W,0} \left(\frac{\alpha_W}{\beta_W} + \frac{1}{1 + \alpha_n} \right). \quad (18)$$

При этом, следуя модели [24], предполагается, что относительная концентрация вольфрама $f_W = \langle n_W \rangle / \langle n_e \rangle$ остается фиксированной при конкретных расчетах. На рисунке 2 показан профиль n_W , определяемый выражением (17), для трех значений параметра пикированности α_W . Отметим, что для всех кривых на этом рисунке средние концентрации $\langle n_W \rangle$ одинаковы.

Таким образом, в рамках модели изолиний постоянной термоядерной мощности с учетом (16), становится возможным определить полные интегральные

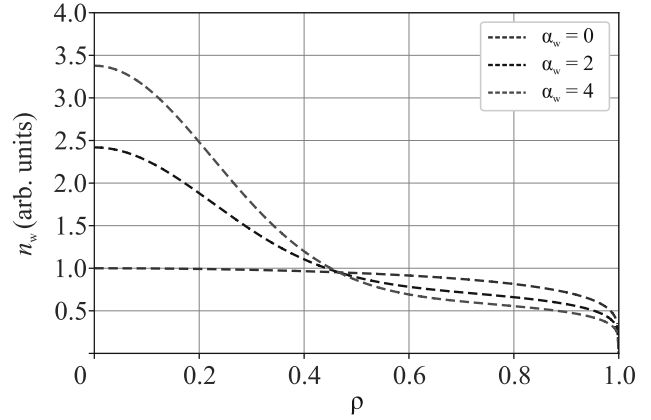


Рис. 2. (Цветной онлайн) Модельный профиль концентрации n_W для трех значений параметра пикированности α_W : 0, 2 и 4

РП из плазмы с различными примесями. В следующем разделе для проектных параметров установок ITER и EU–DEMO, а также различных значений пикированности профиля плотности W вычислены такие потери, причем как по обычному электронному каналу, так и для нового канала ионного возбуждения.

4. Расчет полных интегральных радиационных потерь на примесях. Задание набора проектных параметров необходимо для нахождения решений основного уравнения модели изолиний постоянной термоядерной мощности, см. (20) в [24]. В данной работе использовались четыре таких набора, соответствующие известным режимам работы токамаков-реакторов: ITER–B [29], ITER–SS [30], EU–DEMO1 и EU–DEMO2 [31]. Подразумевается, что ITER–B – это базовый (индуктивный) плазменный режим с H-модой удержания и коэффициентом термоядерного выхода $Q = 10$; ITER–SS – стационарный (“Steady-State”) режим с безындукционным поддержанием тока и $Q = 5$; EU–DEMO1 и EU–DEMO2 – импульсный и стационарный варианты европейского термоядерного реактора DEMO в редакции 2017 г. (см. табл. 1 в работе [31]).

Основные используемые в дальнейших расчетах проектные параметры собраны в табл. 1. В частности, они включают в себя геометрические параметры плазмы токамака-реактора (большой R и малый a радиусы, вытянутость κ и треугольность δ плазмы); тороидальное магнитное поле B_t и ток плазмы I_p ; показатели крутизны профилей температуры и плотности (α_T и α_n); фиксированные значения мощностей термоядерного выхода P_{fus} и дополнительного нагрева P_{aux} . Отметим, что более подробное описание основных инженерно-физических параметров плазмы

токамаков можно найти в известной книге [32]. Для проведения расчетов также необходимо указать все виды дополнительных примесей и их относительные концентрации f_Z . Расчет полной мощности потерь на электронное циклотронное (ЕС) излучение аналогичен подходу, использованному в модели [24].

Рассматриваемая модель позволяет получить изолинии постоянной термоядерной мощности – замкнутые кривые в пространстве $\langle T \rangle - \langle n_e \rangle$, см. рис. 2 в [24]. Для того чтобы выделить на этих кривых нужные решения, необходимо дополнительно задать относительную плотность Гринвальда f_{Gr} и подобрать значение величины ρ^* для лучшего совпадения между известными проектными параметрами [29, 30, 31] и результатами модели. Соответствующие значения величин f_{Gr} и ρ^* приведены в двух последних строках табл. 1.

Полные РП – важная часть энергобаланса токамаков-реакторов. Корректный учет таких потерь критически важен для определения допустимых сценариев работы термоядерных установок. Излучение помогает обеспечить необходимый уровень диссипации тепла из центральной зоны плазмы и защитить дивертор от запредельного нагрева. Если в ITER доля таких потерь оценивается в $\approx 20\%$, то в установках масштаба DEMO она может достигать 80 %. С другой стороны, чрезмерное охлаждение плазмы за счет излучения может приводить к уменьшению скорости термоядерной реакции или вообще полностью прекратить ее. Новый канал РП может поменять энергобаланс системы, поэтому необходимо оценить такие потери. Предложенная модель [24] также позволяет вычислить и полные потери на ЕС-излучение, но далее мы рассматриваем только потери на примесях.

В рамках модели [24] интегральная мощность РП на выбранной примеси определяется следующим выражением:

$$P_{\text{rad}}^k = \int_V f_k n_e^2 L_{\text{rad}}^k dV \quad (19)$$

и вычисляется для всех изотопов водорода P_{rad}^H , гелия $P_{\text{rad}}^{\text{He}}$, бериллия $P_{\text{rad}}^{\text{Be}}$, ксенона $P_{\text{rad}}^{\text{Xe}}$ и вольфрама P_{rad}^W . Отметим, что все это есть обычные электронные потери на примесях, включающие линейчатое, рекомбинационное и тормозное излучение. Относительные концентрации $f_{D,T}$ и f_{He} могут быть самосогласованно определены из баланса частиц в рамках рассматриваемой модели. Удобные полиномиальные представления для L_{rad}^k можно найти в [25]. По аналогии с выражением (19) простым интегрированием (16) можно определить интегральную мощность

радиационных потерь $P_{\text{rad}}^{W,\text{exc}}$ за счет возбуждения ионов вольфрама D/T-ионами и α -частицами. Помимо определения величин P_{rad}^k и $P_{\text{rad}}^{W,\text{exc}}$, полезно также ввести количественную характеристику относительной добавки мощности потерь по новому ионному каналу к полным РП (без учета $P_{\text{rad}}^{W,\text{exc}}$) на всех примесях

$$\delta_{\text{all}}^{\text{exc}} = P_{\text{rad}}^{W,\text{exc}} / \sum_k P_{\text{rad}}^k \quad (20)$$

и отдельно на вольфраме

$$\delta_W^{\text{exc}} = P_{\text{rad}}^{W,\text{exc}} / P_{\text{rad}}^W. \quad (21)$$

На рисунках 3–6 представлены гистограммы, показывающие вклад различных примесей в полную

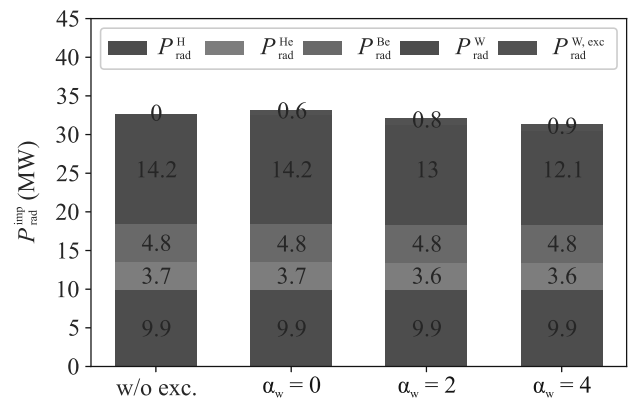


Рис. 3. (Цветной онлайн) Гистограмма, показывающая вклад различных примесей в полную мощность радиационных потерь (P_{rad}^H – водород, $P_{\text{rad}}^{\text{He}}$ – гелий, $P_{\text{rad}}^{\text{Be}}$ – бериллий, P_{rad}^W – вольфрам, $P_{\text{rad}}^{W,\text{exc}}$ – потери за счет возбуждения ионов W D/T-ионами и α -частицами). Столбцы гистограммы демонстрируют результаты расчетов в рамках модели [24] для разных значений параметра α_W и проектных параметров ITER-B [29]. Данные в крайнем левом столбце соответствуют варианту расчета без учета потерь по новому ионному каналу РП

мощность РП. Столбцы гистограммы демонстрируют результаты расчетов в рамках модели [24] для разных значений параметра α_W (0, 2 и 4) и разных проектных параметров рабочих режимов из табл. 1. Данные в крайнем левом столбце соответствуют варианту расчета без учета потерь по новому ионному каналу РП и повторяют результаты работы [24].

Как видно на рис. 3, для случая базового плазменного режима ITER полная мощность радиационных потерь на примесях составляет величину масштаба 30 МВт. При этом почти все эти потери происходят по обычному электронному каналу. Потери по новому каналу совсем незначительны и даже в случае заметной пикированности профиля W при $\alpha_W = 4$ составляют около 1 МВт. Такой вклад в энергобаланс

Таблица 1. Проектные параметры рабочих режимов токамаков-реакторов

	ITER-B	ITER-SS	EU-DEMO1	EU-DEMO2
a , [м]	2.0	2.0	2.94	2.89
R , [м]	6.2	6.2	9.1	7.5
κ	1.7	1.9	1.59	1.8
δ	0.33	0.6	0.33	0.33
B_t , [Тл]	5.3	5.3	5.7	5.6
I_p , [МА]	15	10	19.6	21.6
α_T/α_n	1.5/0.04	2.0/0.3	1.1/0.34	0.9/0.45
P_{fus} , [МВт]	500	350	2000	3200
P_{aux} , [МВт]	50	70	50	130
Impurity1/ f_{imp1}	Be/ $2 \cdot 10^{-2}$	Be/ $2 \cdot 10^{-2}$	Xe/ $3.9 \cdot 10^{-4}$	Xe/ $1 \cdot 10^{-3}$
Impurity2/ f_{imp2}	W/ $1 \cdot 10^{-5}$	W/ $2 \cdot 10^{-5}$	W/ $5 \cdot 10^{-5}$	W/ $1 \cdot 10^{-4}$
f_{Gr}	0.85	0.69	1.2	1.2
ρ^*	11	5	7	5

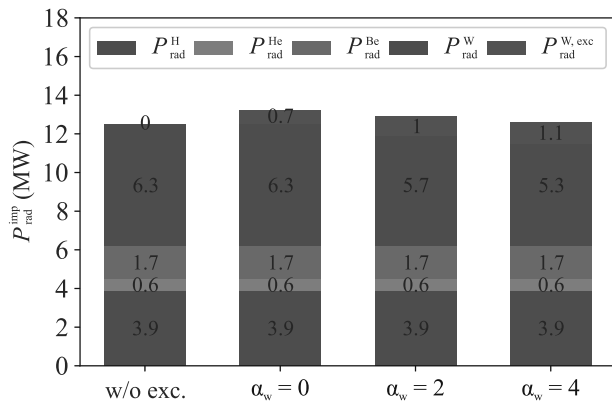


Рис. 4. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, для проектных параметров ITER-SS [30]

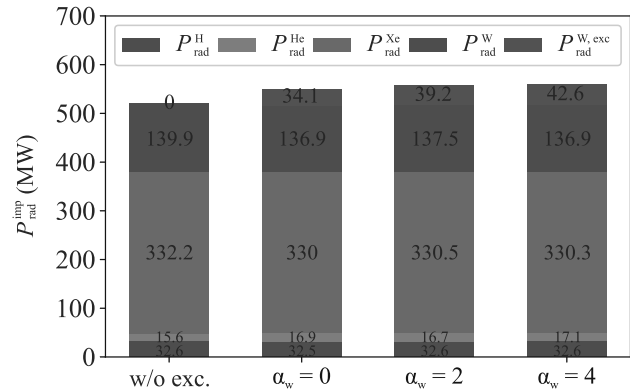


Рис. 6. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, для проектных параметров EU-DEMO2 [31]

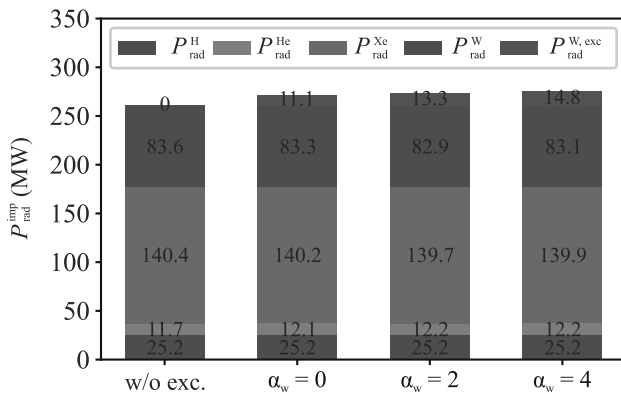


Рис. 5. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, для проектных параметров EU-DEMO1 [31]

не меняет теплового равновесия в плазме, что нашло отражение во всех столбцах гистограммы. Отметим, что для ITER-B минимальное увеличение мощности излучения из центральной области плазмы за счет РП по новому каналу практически не уменьшает эф-

фективной мощности нагрева, необходимой для поддержания Н-моды удержания.

В случае стационарного режима ITER-SS (рис. 4) мы получили схожие абсолютные значения полных потерь по новому ионному каналу (≈ 1 МВт). Разница со случаем ITER-B заключается в том, что, во-первых, здесь более крутые профили температуры и плотности плазмы (см. табл. 1), а, во-вторых, сама плазма горячее и менее плотная. Это дает меньшее значение полных потерь на примесях, но увеличивает долю вклада по новому ионному каналу. Для наиболее интересного случая $\alpha_w = 4$ отношение δ_{all}^{exc} здесь оказывается равным почти 10 %, при этом добавка к полной мощности РП только на вольфраме $\delta_W^{exc} \approx 20$ %. Заметим, что для ITER доминирующий вклад в полные РП дает излучение, связанное с водородом и вольфрамом.

Европейские проекты DEMO – более крупные установки с высокой средней температурой плазмы. Предполагаемая средняя концентрация W здесь так-

же выше. Поэтому абсолютные значения РП по новому каналу ожидаемо оказываются больше по сравнению с вариантами ITER (приблизительно полтора десятка МВт для EU-DEMO1 и около 40 МВт для EU-DEMO2, см. рис. 5 и 6). Относительная добавка $P_{\text{rad}}^{\text{W,exc}}$ к полным интегральным РП на W здесь также существенна, достигая при $\alpha_{\text{W}} = 4$ величины $\delta_{\text{W}}^{\text{exc}} \approx 20\%$ в случае EU-DEMO1 и более 30% для EU-DEMO2. При этом сам W уже не главная излучающая примесь, так как для рассмотренных здесь режимов предполагается дополнительный напуск ксенона, который интегрально излучает больше.

Изменение параметра пикированности α_{W} в модельном профиле n_{W} меняет абсолютные значения интегральных потерь по новому ионному каналу. В случае модельного профиля (17) при $\alpha_{\text{W}} = 4$ рост плотности вольфрама в центре относительно среднего уровня при $\alpha_{\text{W}} = 0$ составляет ≈ 3.5 раза. Такой уровень пикированности профиля n_{W} следует считать умеренным, при этом известно, что в эксперименте $n_{\text{W},0}$ может превышать $\langle n_{\text{W}} \rangle$ более чем в десять раз [26, 27]. Но даже в этом случае (при $\alpha_{\text{W}} = 4$) для рассмотренных вариантов ITER-SS и EU-DEMO2 дополнительный вклад $P_{\text{rad}}^{\text{W,exc}}$ в полные интегральные РП на всех примесях может достигать $\delta_{\text{all}}^{\text{exc}} \approx 10\%$, что уже вполне ощутимо для энергобаланса плазмы и должно учитываться при более детальных исследованиях рабочих сценариев этих проектов токамаков-реакторов.

5. Заключение. В работе рассмотрен предложенный ранее канал РП, связанный с возбуждением ионов W дейтронами, тритонами и быстрыми α -частицами в горячей плазме токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO. Для расчета РП, в том числе по новому каналу, были использованы статистическая модель атома, позволяющая использовать универсальный подход к анализу радиационных потерь на многоэлектронных ионах, а также модель изолиний постоянной термоядерной мощности, ранее предложенная для исследования операционного пространства и рабочих сценариев токамаков-реакторов. Дополнительно к этому с помощью модельного профиля включены в рассмотрение пространственные распределения плотности W с разной степенью пикированности.

Показано, что в случае ITER-V потери по новому каналу незначительны даже в случае заметной пикированности профиля W. Полученное минимальное увеличение РП на W не меняет энергобаланс центральной области плазмы и выгодно, например, с точки зрения условий поддержания H-моды удержания. По сравнению с ITER-V стационарный ре-

жим ITER-SS характеризуется более крутыми профилями температуры и плотности плазмы, при этом сама плазма горячее и менее плотная. Это заметно увеличивает долю вклада потерь по новому ионному каналу, а добавка к полной мощности РП на W оказывается масштаба 20 %.

В отличие от ITER в случае европейских проектов DEMO абсолютные значения РП по новому каналу здесь ожидаемо оказываются больше. Показано, что растет и добавка $P_{\text{rad}}^{\text{W,exc}}$ к полным интегральным РП на вольфраме, которая достигает величины приблизительно 20 % в случае EU-DEMO1 и 30% для EU-DEMO2.

Для всех рассмотренных вариантов проектных сценариев изменение параметра пикированности в модельном профиле плотности W увеличивает абсолютные значения интегральных потерь по новому ионному каналу, при этом рассмотренные в работе уровни пикированности следует считать умеренными.

Стационарные варианты ITER-SS и EU-DEMO2 характеризуются заметным вкладом $P_{\text{rad}}^{\text{W,exc}}$ в полные интегральные РП на примесях, который достигает 10 %, и требует его учета в энергобалансе плазмы.

В заключение следует отметить, что нагрев плазмы пучками нейтральных атомов приводит к появлению популяции не максвелловских ионов D/T-топлива, которые также могут возбуждать ионы примесей и давать дополнительный вклад в РП. Более того, хорошо известно, что ввод в плазму таких пучков меняет распределение самих примесных ионов по кратности, уменьшая средний заряд. Это будет дополнительно увеличивать РП на примесях как по электронному, так и по ионному каналам. Расчет таких РП требует дополнительного рассмотрения. Авторы надеются подробнее исследовать эти вопросы в последующих работах.

Данная работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

1. M. Merola, D. Loesser, A. Martin et al. (Collaboration), Fusion Eng. Des. **85**, 2312 (2010); <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.09.013>.
2. T. Hirai, F. Escourbiac, S. Carpentier-Chouchana et al. (Collaboration), Fusion Eng. Des. **88**, 1798 (2013); <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.010>.
3. R. Wenninger, R. Albanese, R. Ambrosino et al. (Collaboration), Nucl. Fusion **57**, 046002 (2017); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa4fb4>.
4. J. H. You, G. Mazzone, E. Visca et al. (Collaboration), Fusion Eng. and Des. **175**, 113010 (2022); <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2022.113010>.

5. V.I. Gervids, A.G. Zhidkov, V.S. Marchenko, and S.I. Yakovlenko, *Kinetics of radiation multiply charged ions in a fusion plasma*, *Reviews of Plasma Physics*, Consultants Bureau: N.Y., USA (1987), v. 12.
6. V.A. Abramov, V.G. Gontis, and V.S. Lisitsa, *Sov. J. Plasma Phys.* **10**, 235 (1984).
7. M. Klapisch, M. Busquet, and A. Bar-Shalom, *AIP Conf. Proc.* **926**, 206 (2007); <https://doi.org/10.1063/1.2768853>.
8. N.R. Badnell, AUTOSTRUCTURE, Astrophysics Source Code Library, record ascl: 1612.014; <https://www.ascl.net/1612.014>.
9. A. Kramida, *Atoms* **7**, 64 (2019); <https://doi.org/10.3390/atoms7030064>.
10. P. Gombás, *Die Statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen*, Springer-Verlag, Vienna, Austria (1949).
11. W. Brandt and S. Lundqvist, *Phys. Rev.* **139**, A612 (1965); <https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.A612>.
12. A.V. Demura, D.S. Leont'iev, V.S. Lisitsa, and V.A. Shurygin, *JETP* **125**, 663 (2017); <https://doi.org/10.1134/S1063776117090138>.
13. A.V. Demura, M.B. Kadomtsev, V.S. Lisitsa, and V.A. Shurygin, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 055701 (2015); <https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/5/055701>.
14. A.V. Demura, M.B. Kadomtsev, V.S. Lisitsa, and V.A. Shurygin, *JETP Lett.* **98**, 786 (2014); <https://doi.org/10.1134/S0021364013250097>.
15. A.V. Demura, D.S. Leont'ev, V.S. Lisitsa, and V.A. Shurygin, *JETP Lett.* **106**, 429 (2017); <https://doi.org/10.1134/s0021364017190067>.
16. A.V. Demura, D.S. Leontyev, and V.S. Lisitsa, *Probl. At. Sci. Technol. Ser. Thermonucl. Fusion* **45**(1), 42 (2022).
17. E. Fermi and Z. Physik **29**, 315 (1924); <https://doi.org/10.1007/BF03184853>.
18. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, 4th ed., Butterworth-Heinemann, Oxford, UK (1975), v. 2.
19. V.V. Ivanov, A.B. Kukushkin, and V.I. Kogan, *Soviet J. Plasma Phys.* **15**, 892 (1989).
20. S.V. Putvinskii, *Alpha particles in tokamaks*, *Reviews of Plasma Physics*, Springer, N.Y., USA (1993).
21. A.A. Mavrin, and A.V. Demura, *Atoms* **9**, 87 (2021); <https://doi.org/10.3390/atoms9040087>.
22. H.-S. Bosch and G.M. Hale, *Nucl. Fusion* **32**, 611 (1992); <https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/4/I07>.
23. T. Pütterich, R. Neu, R. Dux, A.D. Whiteford, M.G. O'Mullane, H.P. Summers, and the ASDEX Upgrade Team, *Nucl. Fusion* **50**, 025012 (2010); <https://doi.org/10.1088/0029-5515/50/2/025012>.
24. A.A. Mavrin, *Plasma Phys. Control. Fusion* **62**, 105023 (2020); <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abab5d>.
25. A.A. Mavrin, *Radiat. Eff. Def. Solids* **173**, 388 (2018); <https://doi.org/10.1080/10420150.2018.1462361>.
26. T. Pütterich, R. Dux, R. Neu et al. (Collaboration), *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 124036 (2013); <https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/12/124036>.
27. C. Angioni, P. Mantica, T. Pütterich et al. (Collaboration), *Nucl. Fusion* **54**, 083028 (2014); <https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/8/083028>.
28. A. Huber, S. Brezinsek, V. Huber et al. (Collaboration), *Nucl. Mater. Energy* **25**, 100859 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.nme.2020.100859>.
29. S.H. Kim, T.A. Casper, and J.A. Snipes, *Nucl. Fusion* **58**, 056013 (2018); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aab034>.
30. S.H. Kim, A.R. Polevoi, A. Loarte, S.Yu. Medvedev, and G.T.A. Huijsmans, *Nucl. Fusion* **61**, 076004 (2021); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abf43e>.
31. R. Wenninger, R. Kembleton, C. Bachmann et al. (Collaboration), *Nucl. Fusion* **57**, 016011 (2017); <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016011>.
32. J. Wesson, *Tokamaks*, 3rd ed., Clarendon Press, Oxford, UK (2004).

Запись двоичного кода микроволновыми импульсами на поперечной намагниченности радикала TCNE

Р. Б. Зарипов, И. Т. Хайрутдинов¹⁾

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского
Федеральный исследовательский центр “Казанский научный центр РАН”, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2023 г.

После переработки 23 октября 2023 г.

Принята к публикации 24 октября 2023 г.

Показана возможность кодирования двоичным кодом отклика от электронно-ядерной системы радикала тетрацианоэтилена при микроволновом импульсном воздействии в сочетании с импульсным градиентом магнитного поля в наносекундном диапазоне. Для этого был использован радикал тетрацианоэтилена, который имеет хорошо разрешенный эквидистантный спектр электронного парамагнитного резонанса за счет взаимодействия электрона с эквивалентными магнитными ядрами. В работе не было задачи закодировать максимально длинную последовательность, а показана возможность физической реализации данной процедуры.

DOI: 10.31857/S1234567823230064, EDN: msozfy

1. Введение. Двоичная система кодирования зарекомендовала себя в качестве надежного инструмента для использования в логических элементах и вычислительных устройствах: процессорах, микросхемах и др. Это связано с малым количеством состояний (да/нет, “1”/“0”), большей помехоустойчивостью, меньшими требованиями к устройствам и т.д. Немаловажным аспектом при разработке цифровых устройств является разрядность двоичного кода. Количество разрядов определяет диапазон чисел, который может быть представлен в данном коде. Каждая цифра в двоичном коде является битом информации. Например, код длиной 8 бит может представлять числа от 0 до 255. Современные процессоры имеют разрядность в 64 бита, т.е. в один момент времени они обрабатывают значения от 0 до 18446744073709551615.

В последние десятилетия активно идут работы по использованию и внедрению квантовых битов (кубитов (2 состояния), кутритов (3 состояния), куквартов (4 состояния) и др.) [1–3]. Разрабатываются как математические основы оперирования с этими состояниями и коррелирования их с классическими битами [4–6], так и физико-химические подходы создания таких систем [7, 8]. В этой ситуации электронный спин является одним из возможных кандидатов на роль кубита [9]. Известно, что в магнитном поле за счет эффекта Зеемана снимается вырождение и можно манипулировать двумя состояниями электронного спи-

на. Существует множество проблем в этом направлении, решением которых являются устранение процессов декогеренции, уменьшение фазовых шумов, масштабируемость и др. Тем не менее электронные и ядерные спины образуют неплохие модельные системы для отработки тех или иных идей в реализации квантовых логических операций.

2. Спектр электронного парамагнитного резонанса тетрацианоэтилена. Тетрацианоэтилен (TCNE) представляет собой органическое соединение с формулой $(\text{NC})_2\text{C}=\text{C}(\text{CN})_2$. Это бесцветное твердое вещество, важный член цианоглеродов. Из-за своей планарности и способности принимать электроны TCNE используется для получения множества органических сверхпроводников, обычно в качестве одноэлектронного окислителя органического донора электронов. В работах [10, 11] было показано использование данной системы для реализации алгоритмов квантовой памяти на электронных спинах. В данном соединении электронная плотность одного неспаренного электрона со спином $S = 1/2$ равномерно распределена относительно 4 ядер азота ^{14}N с ядерным спином $I = 1$. Все ядра азота в данном соединении можно считать магнитноэквивалентными.

Исследовался жидкий раствор TCNE в толуоле, что позволяет не учитывать анизотропную часть сверхтонкого взаимодействия электрона с ядрами. Известно [12], что в жидких растворах нитроксильных радикалов она усредняется в результате различных вращательных движений и не дает вклад в форму спектра. Эксперименты проводились на спек-

¹⁾e-mail: semak-olic@mail.ru

тронметре Eleksys E580 фирмы Bruker в X-диапазоне частот (9.8 ГГц) с использованием диэлектрического резонатора ER4118X-MD5W1 (Bruker) и стандартного микроволнового усилителя мощности на 1 кВт. Микроволновой импульс создавался генератором импульсов произвольной формы Keysight 33622A. Генератор синхронизировался с микроволновым трактом через программатор PatternJet II (Bruker). Во всех экспериментах результат записывался с использованием 4-шагового фазового цикла.

В данной работе наряду с микроволновым импульсом на исследуемую систему необходимо было воздействовать импульсным градиентом магнитного поля. После первого микроволнового $\pi/2$ -импульса (длительностью 16 нс) в определенные моменты времени (исходя из того какие сигналы требуется подавить или восстановить) подавались импульсы, создающие градиент магнитного поля той или иной направленности. Поскольку коммерческий спектрометр не оснащен блоками для создания градиента магнитного поля, это было реализовано своими силами. Градиентные катушки были намотаны на кварцевую трубку диаметром 4 мм по типу обратных катушек (антикатушек) Гельмгольца. В эту трубку помещался капилляр диаметром 2 мм с раствором ТСНЕ. При протекании кратковременного импульсного тока катушки формируют градиент магнитного поля, который позволяет “размазать” электронную спиновую когерентность. Анти-катушка Гельмгольца состояла из двух витков медной проволоки диаметром 0.05 мм. Для удобства согласования катушек и генератора полное сопротивление провода подбирали близким 50 Ом. Толщина проволоки выбиралась достаточно малой, чтобы не портить распределение электромагнитных волн в резонаторе и при этом подходящей для протекания тока с генератора.

Спектр стационарного электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) тетрацианоэтилена в жидком растворе можно описать спин-гамильтонианом:

$$\hat{H} = \omega_0 S_z + A S_z I_{1z} + A S_z I_{2z} + A S_z I_{3z} + A S_z I_{4z}, \quad (1)$$

где S_z и I_{iz} ($i \in [1...4]$) – операторы проекций на ось z спина электрона и спинов ядер азота соответственно, ω_0 – зеемановская частота электрона в постоянном магнитном поле $\mathbf{B}_0$, направленном вдоль оси z , A – величина сверхтонкого взаимодействия (СТВ) электрона с ядрами азота ^{14}N . Число линий СТВ в спектре в случае магнитноэквивалентных ядер равно $2nI + 1$, где n – число ядер, I – величина спина ядра. Форма спектра тетрацианоэтилена представляет собой 9 компонент (рис. 1), имею-

щие распределение амплитуд согласно коэффициентам: 1:4:10:16:19:16:10:4:1.

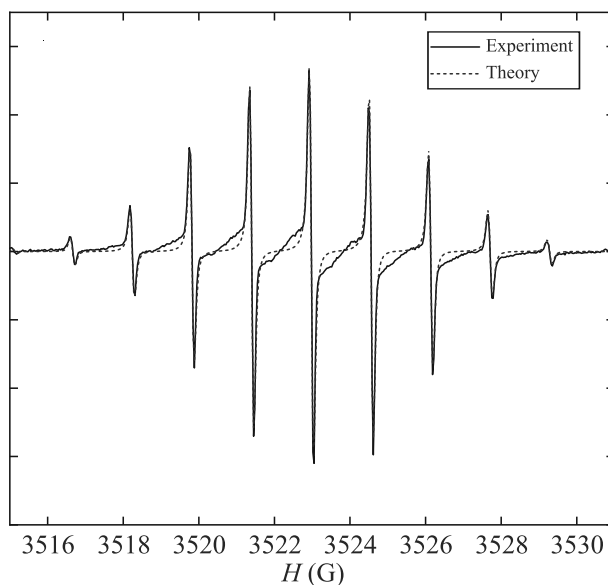


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр ЭПР жидкого раствора ТСНЕ в X диапазоне при температуре 298 К в форме производной. Сравнение с результатами моделирования

По величине расщепления между линиями можно оценить величину сверхтонкого взаимодействия A в ТСНЕ. Она имеет значение около 1.6 Гс. На рисунке 1 показан результат моделирования спектра с использованием гамильтониана (1). Видно, что достигается хорошее согласие с экспериментом. Данная структура спектра свидетельствует о нужном наборе частот спинов с разными статистическими весами, что является основой сигнала свободной индукции в виде биений.

3. Моделирование сигнала свободной индукции. На начальном этапе работы было проведено моделирование сигнала свободной индукции от радикала ТСНЕ в жидкости в присутствии импульсного градиента магнитного поля. Моделирование сигналов индукции проводилось в рамках формализма матрицы плотности для изолированного электронного спина $S = 1/2$. Матрица плотности представлялась в расчетах вектором, а операторы в виде лиувиллианов. Данный подход был необходим для учета процессов фазовой и спин-решеточной релаксации в ходе эволюции спиновой системы.

Микроволновый импульс магнитного поля, инициализирующий когерентность спиновой системы, считался неселективным. Этот импульс действует вдоль оси x . Он поворачивает магнитный момент на угол $\pi/2$ и направляет все электронные спины систе-

мы вдоль оси $-y$. В качестве вектора начального состояния системы ρ_z в пространстве Лиувилля взята матрица плотности для равновесного состояния системы. До действия первого $\pi/2$ -импульса спин направлен вдоль внешнего магнитного поля, которое направлено вдоль оси Z , и характеризуется вектором:

$$\rho_z = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Оператор поворота спина вокруг оси X на угол φ (неселективный импульс) выглядит следующим образом:

$$U_x(\varphi) = \quad (3)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & \frac{1}{2}i \sin \varphi & -\frac{1}{2}i \sin \varphi & \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 \\ \frac{1}{2}i \sin \varphi & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & -\frac{1}{2}i \sin \varphi \\ -\frac{1}{2}i \sin \varphi & \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & \frac{1}{2}i \sin \varphi \\ \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & -\frac{1}{2}i \sin \varphi & \frac{1}{2}i \sin \varphi & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 \end{pmatrix}.$$

После действия $\pi/2$ -импульса спины прецессируют в плоскости xy вокруг оси z , по которой направлено внешнее магнитное поле $\mathbf{B}_0$ (рис. 2).

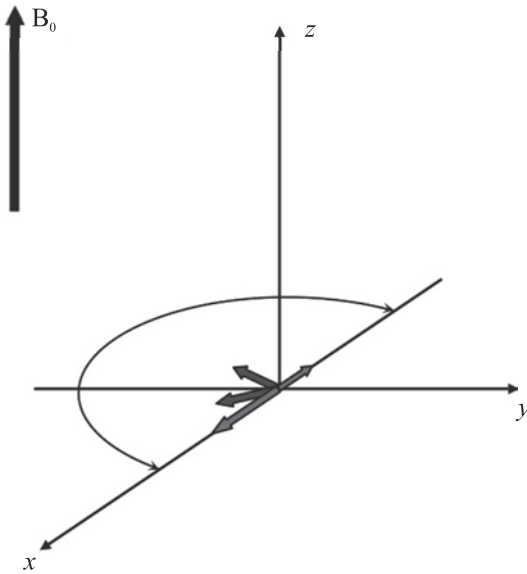


Рис. 2. (Цветной онлайн) Прецессия ансамблей спинов в плоскости xy после действия инициализирующего $\pi/2$ -импульса

Спин-гамильтониан эволюции системы выглядит следующим образом:

$$\hat{H} = \omega_0 S_z, \quad (4)$$

где $S_z = \sigma_z \times \mathbf{1} - \mathbf{1} \times \sigma_z^{tr}$, $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix}$, $\mathbf{1}$ – единичная матрица 2-го порядка.

В ходе эволюции учитывался процесс фазовой и спин-решеточной релаксаций с помощью оператора L :

$$L = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2T_1} & 0 & 0 & \frac{1}{2T_1} \\ 0 & -\frac{1}{T_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{T_2} & 0 \\ \frac{1}{2T_1} & 0 & 0 & -\frac{1}{2T_1} \end{pmatrix},$$

где T_1 и T_2 – времена спин-решеточной и фазовой релаксации соответственно.

В итоге оператор эволюции спина во внешнем магнитном поле с учетом процессов фазовой и спин-решеточной релаксаций выглядит так:

$$U(\omega_0, t) = \quad (5)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} + \frac{1}{2}e^{-\frac{t}{T_1}} & 0 & 0 & \frac{1}{2} - \frac{1}{2}e^{-\frac{t}{T_1}} \\ 0 & e^{-\frac{t}{T_2} - i\omega_0 t} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\frac{t}{T_2} + i\omega_0 t} & 0 \\ \frac{1}{2} - \frac{1}{2}e^{-\frac{t}{T_1}} & 0 & 0 & \frac{1}{2} + \frac{1}{2}e^{-\frac{t}{T_1}} \end{pmatrix}.$$

Матрицу плотности системы в ходе эволюции в течение времени t можно описать выражением:

$$\rho(t) = U(\omega_0, t)U_x(\varphi)\rho_z. \quad (6)$$

Сигнал системы вдоль оси y можно получить из следующего выражения [13]:

$$\text{Sig } Y = \text{Tr}[\rho(t)S_y], \quad (7)$$

где S_y – супероператор, полученный с помощью матриц Паули аналогично S_z в (4).

Сигнал свободной индукции TCNE представляет собой биения. Известно, что биения возникают при сложении гармоник с кратно отличающимися частотами. Такая ситуация реализуется в эксперименте, так как после действия инициализирующего первого импульса в плоскости xy прецессируют ансамбли спинов, частоты которых можно представить в виде $\omega_0 + nA$, где $\omega_0 \gg A$, $n = -4, -3, \dots, 3, 4$. Данную прецессию удобно рассматривать в системе координат, вращающейся со средней частотой ω_0 . Частота ω_0 определяет несущую частоту биений, не влияя на их огибающую. В данной системе координат одна половина спинов будет вращаться в плоскости xy против часовой стрелки, а другая половина – против. При этом есть ансамбли более медленных спинов (“синие” спины на рис. 2) и более быстрых (“красные” спины на рис. 2). Статистические веса этих ансамблей соотносятся как коэффициенты 1:4:10:16:19:16:10:4:1.

Частоты прецессии $\omega_0 + nA$ для каждого ансамбля (в случае TCNE число ансамблей равно девяти) легко определить из спектра ЭПР (см. рис. 1). Несущая частота инициализирующего импульса тоже имеет значение ω_0 для наиболее эффективного возбуждения всего спектра. Регистрируемый отклик идет на частоте ω_0 , но через детектор она не проходит. Детектор фиксирует огибающую линию, которая проходит через пики биений. Это обстоятельство позволяет нам интерпретировать результаты во вращающейся системе координат, в которой $\omega_0 = 0$.

4. Пики биений как разряды двоичного числа в памяти. В сигнале данной спиновой системы пики биений можно использовать для хранения значения разряда двоичного числа. Максимальное число биений дает максимальный разряд числа и, следовательно, максимальное значение числа для хранения в квантовой памяти. На практике наблюдаемое число пиков биений ограничивается временами релаксации системы, в данном случае временем фазовой релаксации. Фазовая релаксация также известна как поперечная релаксация и характеризуется временем T_2 . Поперечная релаксация – это экспоненциальный по времени процесс дефазировки спинов после применения первого импульса. Она описывает процессы временных и случайных взаимодействий электронных спинов, приводящие к потере фаз и общей потере сигнала в их непосредственной среде (молекулах). Продольная релаксация определяет установление равновесия между спиновой системой и остальными молекулярными степенями свободы (решеткой). Ее называют временем спин-решеточной релаксации T_1 . В данной работе лимитирующим процессом для операций квантовой информатики является поперечная релаксация. Поэтому при моделировании сигналов полагалось $T_1 \gg T_2$.

По мере уменьшения времени поперечной релаксации, амплитуды биений падают экспоненциально. При выборе минимального по амплитуде сигнала оптимальным считался пик, чья амплитуда не меньше приблизительно 10 % от амплитуды самого первого. При этом, в качестве первого пика, т.е. первого разряда числа, выбирался тот сигнал, который идет сразу за спадом после действия $\pi/2$ -импульса ($t \approx 0$). Этот спад имеет форму половины пика биения и должен быть всегда, вне зависимости от того, какое число будет записываться в память. Ниже приведены результаты моделирования для 10 пиков биений, что соответствует 10 разрядам для записи двоичного числа (рис. 3). Это соответствует максимальному числу 1111111111 или 1023 в десятичной системе исчисления.

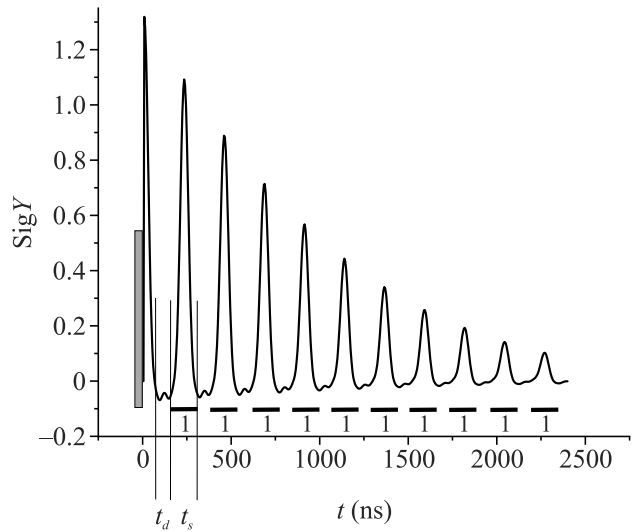


Рис. 3. Моделирование свободной индукции TCNE после действия инициализирующего $\pi/2$ -импульса (серый прямоугольник). Длительность временного интервала для наблюдения пиков биений обозначена параметром t_s . Длительность межсигнальных интервалов обозначена параметром t_d . Временные интервалы для хранения значения разряда помечены черными отрезками. Ниже отрезков приведены значения разряда. Данный сигнал соответствует числу 1111111111

Так как для кодирования числа используются пики биений, важно точно определить их временную длительность и интервалы между ними. Для TCNE в X диапазоне интервал $t_d = 100$ нс, длительность $t_s = 130$ нс. Интервалы для наблюдения значений i -го регистра числа с количеством разрядов N даются парой

$$\left(\frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i - 1) + t_d; \frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * i \right),$$

$$i \in [1 \dots N]. \quad (8)$$

Присутствие сигнала биения в этом интервале соответствует значению “1” в соответствующем i -ом разряде, его отсутствие – значению “0” в разряде. Интервалы между наблюдениями пиков:

$$\left(\frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i - 1); \frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i - 1) + t_d \right),$$

$$i \in [1 \dots N]. \quad (9)$$

Межсигнальные интервалы используются для подачи импульсного градиента и антиградиента магнитного поля.

5. Градиентный и антиградиентный импульсы. Для обнуления сигнала в заданном интервале наблюдения t_s необходимо подать импульс градиента магнитного поля в межсигнальном интервале

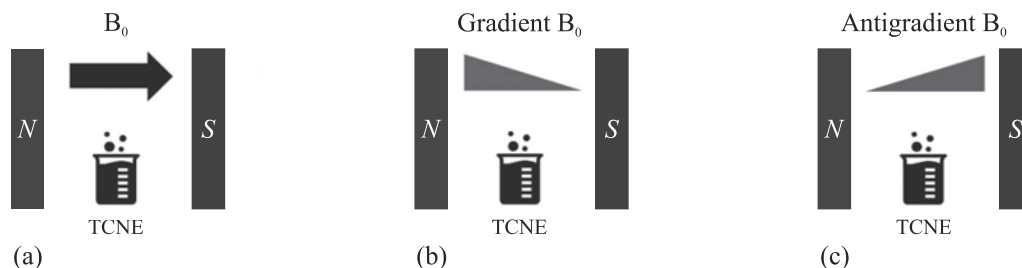


Рис. 4. (Цветной онлайн) Схематическое изображение трех режимов внешнего магнитного поля для регистрации сигналов TCNE. (a) – постоянное магнитное поле; (b) – градиент магнитного поля; (c) – антиградиент магнитного поля

t_d перед сигналом. Градиент магнитного поля представляет собой неоднородное магнитное поле, меняющееся монотонно вдоль одного направления в пространстве (рис. 4b), в отличие от постоянного магнитного поля (рис. 4a).

В жидком растворе TCNE все ансамбли электронных спинов, прецессирующих с частотой ω_0 , расположены равномерно случайно в пространстве. Импульсный градиент меняет зеемановскую частоту прецессирующего вокруг оси z электронного спина в радикале TCNE на величину δ , которая зависит от величины градиента и координаты на оси z . При этом градиент должен быть достаточно большим, чтобы δ была не меньше общей ширины спектра. В этом случае происходят переходы спинов из одного ансамбля в другой, что разрушает биения. В эксперименте величина градиента магнитного поля была примерно равна 8 Гс/мм при длительности импульса 100 нс. Предполагается, что за несколько микросекунд времени действия всей импульсной последовательности молекулы TCNE в жидком растворе не перемещаются на расстояние, приводящее к заметному отклонению в величине δ . В результате все ансамбли электронных спинов прецессируют с частотой $\omega_0 + \delta$, где δ никак не коррелирует с ω_0 . Это приводит к нарушению соотношения набираемых фаз “быстрых” и “медленных” спинов в ходе прецессии в плоскости xy на рис. 2. Все биения после действия импульсного градиента исчезают. Для восстановления сигнала в заданном интервале наблюдения необходимо подать импульсный антиградиент поля в межсигнальном интервале перед сигналом. Антиградиент поля по сути является тем же градиентом поля, но направленным в противоположную сторону, вдоль $-z$ (рис. 4c). Таким образом, антиградиентный импульс при всех таких же характеристиках, что и градиентный, отличается от него лишь полярностью: прямоугольный импульс положительной полярности создает положительный градиент магнитного поля, а импульс отрицательной полярности – отрицательный градиент магнитного поля (антиградиент). Он

меняет частоту прецессии электронных спинов на величину $-\delta$. Это приводит к восстановлению соотношения набираемых фаз “быстрых” и “медленных” спинов в ходе прецессии в плоскости xy (рис. 2) к тому соотношению, какое было до подачи импульсного градиента. Сигнал свободной индукции восстанавливается. Однако это происходит при условии одинаковой длительности действия градиентного и антиградиентного импульсов. На рисунке 5 представлено моделирование сигнала с градиентным импульсом перед первым разрядом и восстановление сигнала на 8 разряде.

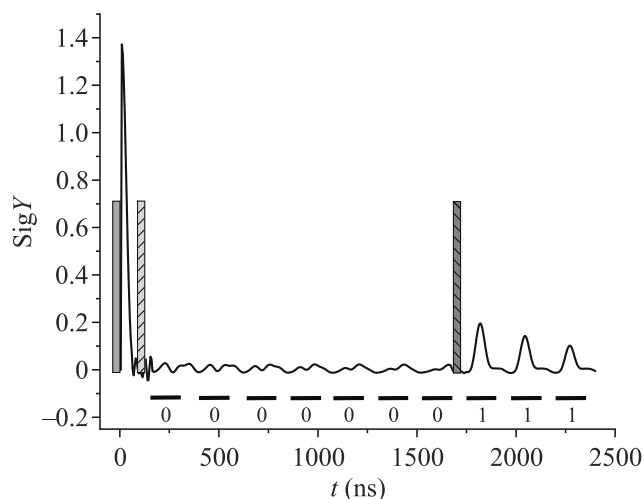


Рис. 5. (Цветной онлайн) Моделирование разрушения сигнала свободной индукции действием импульсного градиента магнитного поля (прямоугольник с заполнением в виде прямого слэша) и последующее его восстановление импульсным антиградиентом (прямоугольник с заполнением в виде обратного слэша). Данный сигнал соответствует числу 0000000111

6. Алгоритм для кодирования двоичного числа. Импульсные градиент и антиградиент можно использовать для кодирования в виде пиков биения любого двоичного числа с разрядностью, равной числу этих пиков. Последовательность операторов им-

пульсной последовательности для кодирования произвольного числа $(b_1 \dots b_i \dots b_N)$ с максимальной разрядностью N , где b_i – значение i -го разряда, можно представить в следующем виде:

$$\prod_{i=1}^N [U(\omega_0, t_s) U(\omega_i, t_d)] R, \quad (10)$$

где $\omega_i = \omega_0 + \delta F(b_{i-1}, b_i)$; $F(1, 0) = 1$, $F(0, 1) = -1$, $F(0, 0) = F(1, 1) = 0$, $b_0 = 1$.

Произведение берется только по операторам в квадратных скобках. Символ F определяет знак перед величиной δ и зависит от того, подается ли импульсный градиент и какой направленности. Под оператором R подразумевается оператор инициализирующего $\pi/2$ -импульса и следующей за ним эволюции в течении времени $t_s/2$:

$$R = U(\omega_0, t_s/2) U_x(\pi/2). \quad (11)$$

Зависимость для матрицы плотности $\rho_{0,j}(t)$ для j -го спина до момента $t_s/2$ можно представить в виде:

$$\rho_{0,j}(t) = G_j U(\omega_{0,j}, t) U_x(\pi/2) \rho_z, \quad (12)$$

где G_j – статистический вес спинов с частотой $\omega_{0,j}$ (см. рис. 1).

Матрицу плотности $\rho_{i,j}^1(t)$ для j -го спина в межсигнальном интервале (9) перед i -м разрядом можно представить в виде:

$$\rho_{i,j}^1(t) = U(\omega_{i,j}, t) \rho_{i-1,j} \left(\frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i-1) \right), \quad (13)$$

где $\omega_{i,j} = \omega_{0,j} + \delta_j F(b_{i-1}, b_i)$; $F(1, 0) = 1$, $F(0, 1) = -1$, $F(0, 0) = F(1, 1) = 0$, $b_0 = 1$; $i \in [1 \dots N]$.

Матрицу плотности $\rho_{i,j}^2(t)$ для j -го спина в интервале наблюдения (8) i -го разряда можно представить в виде:

$$\rho_{i,j}^2(t) = U(\omega_{0,j}, t) \rho_{i,j}^1 \left(\frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i-1) + t_d \right). \quad (14)$$

Величина δ_j равномерно случайно распределена в интервале $[0, \delta]$, ее абсолютные значения не меняются со временем. Следует отметить, что в интервалах наблюдения сигналов (8) все спины прецессируют со своей начальной частотой $\omega_{0,j}$, так как в этих интервалах никогда не действуют импульсные градиент и антиградиент. Сигнал на нужном i -м участке получается суммированием по ансамблю спинов:

$$\text{Sig}_i(t)^{1,2} = \sum_{j=1} \text{Tr}[\rho_{i,j}^{1,2}(t) S_y]. \quad (15)$$

Выражения (12)–(15) использовались для численного моделирования сигнала свободной индукции TCNE в виде наперед заданного двоичного числа $(b_1 \dots b_i \dots b_N)$.

7. Реализация кодирования чисел. Разработанный алгоритм построения импульсных последовательностей градиента и антиградиента магнитного поля был применен в эксперименте. Для кодирования информации в виде двоичного числа был использован жидкий раствор тетрацианоэтилена в толуоле.

Следует отметить, что для “размазывания” спиновой когерентности применялся импульсный градиент магнитного поля положительной полярности (см. п. 5). Для того, чтобы “восстановить” когерентность применялся импульсный градиент магнитного поля обратной полярности (антиградиентный импульс). Все измерения проводились при комнатной температуре. Измерения при более низких температурах до точки замерзания не давали особого отличия в сигнале. После точки замерзания сигналы в виде биений исчезают, так как появляется анизотропия СТВ в спектре ЭПР.

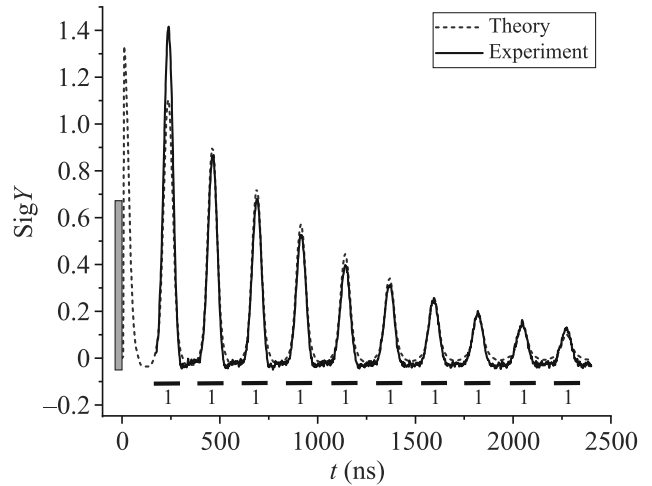


Рис. 6. (Цветной онлайн) Экспериментальная зависимость и теоретическая зависимость сигнала свободной индукции TCNE в рабочем интервале времени от 0 до 2400 нс

Была проведена оценка времени поперечной релаксации T_2 данной спиновой системы методом аппроксимации амплитуд биений моноэкспоненциальной зависимостью в виде $Be^{-\frac{t}{T_2}}$, где B – величина первого пика. Величина T_2 составляет примерно 1250 нс. Исходя из критерия, согласно которому величина последнего пика разряда должна быть не меньше примерно $1/10$ от B , оптимальным является

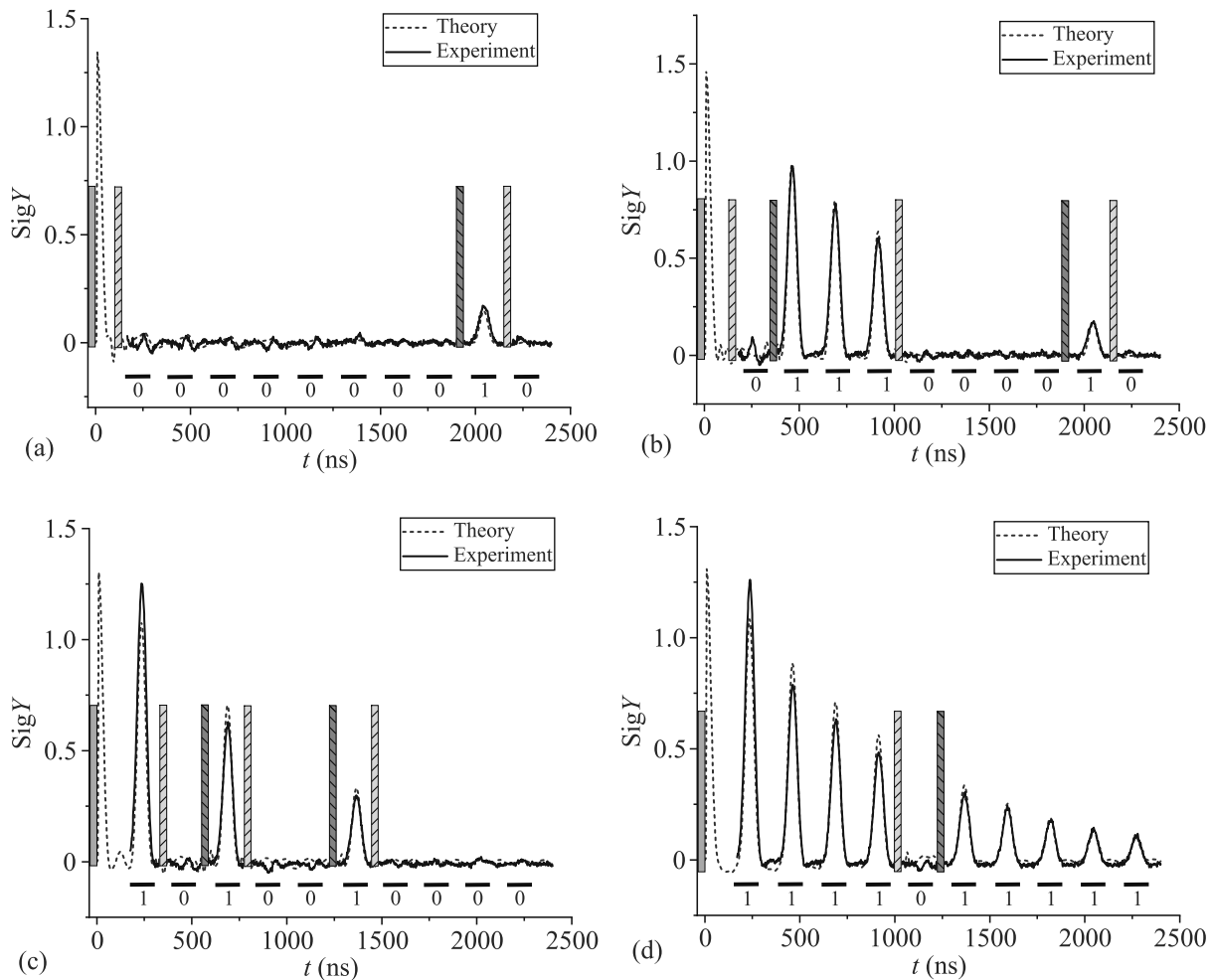


Рис. 7. (Цветной онлайн) Экспериментальная зависимость и теоретическая зависимость сигнала свободной индукции TCNE в рабочем интервале времени от 0 до 2400 нс. Временные интервалы для хранения значения разряда помечены черными отрезками. Ниже отрезков приведены значения разряда

выбор первых десяти пиков биения для кодирования двоичного числа. На рисунке 6 представлен экспериментальный и модельный сигнал свободной индукции TCNE с первыми десяти пиками до момента времени $t = 2400$ нс. Данный сигнал соответствует максимальному двоичному числу с разрядностью 10, т.е. числу 1111111111. Это число 1023 в десятичной системе исчисления.

Далее приведены примеры кодирования некоторых двоичных чисел. Для записи кода использовался описанный выше алгоритм (10). В качестве примеров были выбраны числа 0000000010 (в десятичной системе исчисления это 2), 0111000010 (450), 1010010000 (656), 1111011111 (991). Выбор таких чисел обусловлен небольшим количеством единиц, большим количеством нулей, а также разнообразным положением единиц. Это важно для проверки надежности восстановления биений импульсным антигра-

диентом независимо от положения разряда. На рисунке 7a–d показаны закодированные по алгоритму (10) числа в виде пиков биений, а также их моделирование.

Из рисунка 7 видно, что комбинация импульсного градиента и антиградиента, составленная по алгоритму (10), позволяет успешно кодировать в экспериментальном сигнале свободной индукции радикала TCNE двоичные числа. Качество восстанавливаемых сигналов никак не меняется в зависимости от выставляемых значений разрядов и их положений. Это свидетельствует об эффективном действии импульсного градиента и антиградиента. С другой стороны, нельзя не отметить то, что из-за неидеальности градиентных импульсов малая часть сигнала от спиновой системы все же остается. Экспериментальные сигналы легко воспроизводятся моделированием, что говорит о хорошем со-

ответствии выбранной теоретической модели и ее надежности.

8. Заключение. Разработан алгоритм построения импульсных последовательностей с использованием градиента и антиградиента магнитного поля для записи двоичных чисел в сигнал свободной индукции тетрацианоэтилена. Проведено моделирование сигнала в рамках формализма матрицы плотности. Оценено время поперечной релаксации $T_2 = 1.25$ мкс в жидком растворе TCNE при комнатной температуре. Время поперечной релаксации и величина сверхтонкого взаимодействия в TCNE позволяют наблюдать сигнал свободной индукции в виде пиков биений. Данное химическое соединение относительно легко синтезируется и не токсично. Для увеличения объема памяти на основе сигнала свободной индукции необходим синтез соединений с характерными временами релаксации более 1–2 мкс при комнатной температуре. Было показано, что TCNE при комнатной температуре может быть использован для кодирования двоичных чисел с максимальной разрядностью 10. Эффективность алгоритма продемонстрирована теоретически и экспериментально. Развитие данной технологии перспективно для развития квантовой информатики.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-72-10063, <https://rscf.ru/project/22-72-10063/>.

Авторы выражают благодарность Морозову В.И. за предоставленный образец TCNE. Эксперименты были выполнены на базе коллективного спектроскопического Центра физико-химических исследований строения, свойств и состава веществ и материалов ФИЦ КазНЦ РАН.

1. Y. A. Kharlamova, N. M. Arslanov, and S. A. Moiseev, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **86**(12), 1507 (2022).
2. B. I. Bantysh, K. G. Katamadze, Y. I. Bogdanov, R. V. Urmancheev, and S. A. Moiseev, *JETP Lett.* **116**(1), 29 (2022).
3. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, T. N. Sabirov, R. V. Urmancheev, and S. A. Moiseev, *JETP Lett.* **115**(12), 720 (2022).
4. J. Chiaverini, J. Britton, D. Leibfried, E. Knill, M. D. Barrett, R. B. Blakestad, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, T. Schaetz, and D. J. Wineland, *Science* **308**(5724), 997 (2005).
5. D. P. Divincenzo, G. Burkhard, D. Loss, and E. V. Sukhorukov, *Quantum Mesoscopic Phenomena and Mesoscopic Devices in Microelectronics* **559**, 399 (1999).
6. S. I. Protasov, R. B. Zaripov, I. T. Khairutdinov, and K. M. Salikhov, *Appl. Magn. Res.* **53**, 1539 (2022).
7. A. Morello, J. J. Pla, F. A. Zwanenburg et al. (Collaboration), *Nature* **467**, 687 (2010).
8. Z. Hu, B. Dong, Z. Liu, J. J. Liu, J. Su, C. Yu, J. Xiong, D. Shi, Y. Wang, B. W. Wang, A. Ardavan, Z. Shi, S. D. Jiang, and S. Gao, *J. Am. Chem. Soc.* **140**(3), 1123 (2018).
9. M. Yu. Volkov and K. M. Salikhov, *Applied Magnetic Resonance* **41**(2), 145 (2011).
10. K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev, V. I. Morosov, and R. B. Zaripov, *Phys. Rev. A* **90**(4), 042306 (2014).
11. K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev, and R. B. Zaripov, *Appl. Magn. Reson.* **48**, 795 (2017).
12. В. Н. Пармон, Г. М. Жидомиров, А. И. Кокорин, *Стабильные бирадикалы*, Наука, М. (1980).
13. К. М. Салихов, А. Г. Семенов, Ю. Д. Цветков, *Электронное спиновое эхо и его применение*, Наука, Сибирское отделение, Новосибирск (1976).

Nodal line topological superconducting state in quasi-one-dimensional $A_2Cr_3As_3$ ($A = K, Rb, Cs$) superconductors

M. Wang⁺, W. Li^{Ming⁺1)}, T. Zhou^{+*1)}

⁺Guangdong Basic Research Center of Excellence for Structure and Fundamental Interactions of Matter,
Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials,
School of Physics, South China Normal University, 510006 Guangzhou, China

^{*}Guangdong-Hong Kong Joint Laboratory of Quantum Matter, Frontier Research Institute for Physics,
South China Normal University, 510006 Guangzhou, China

Submitted 10 October 2023

Resubmitted 23 October 2023

Accepted 23 October 2023

DOI: 10.31857/S1234567823230076, EDN: mvgiju

In recent years, chromium-based superconductors such as $A_2Cr_3As_3$ ($A = K, Rb, Cs$) have attracted significant attention due to their unique properties and potential applications [1–3]. These materials are composed of well-separated $[(Cr_3As_3)^{2-}]_\infty$ chains and exhibit strong one-dimensional Tomonaga–Luttinger liquid behavior in the normal state [4–7].

In the superconducting state, these materials display unconventional superconducting characteristics. The unique properties of both normal and superconducting states in these materials have spurred considerable research interest in the $A_2Cr_3As_3$ system [8–12]. Pairing symmetry is a crucial aspect when investigating superconducting systems. For $A_2Cr_3As_3$ superconductors, some groups have theoretically predicted possible s -wave pairing [9, 13]. However, the high upper critical field that sharply increases to 44.7 T at 0 K, nearly four times the Pauli limit [14], provides stronger theoretical support for p -wave pairing symmetry, which exhibits potential topological characteristics [15, 16].

Moreover, the energy bands of p -wave $A_2Cr_3As_3$ superconductors bear similarities to three-dimensional topological nodal line semi-metals, which feature one-dimensional rings at the Fermi energy [17–21]. Theoretical predictions and experimental findings point to fascinating topological p -wave pairing and surface flat bands with a high density of states, motivating further investigations of superconductivity in the $A_2Cr_3As_3$ system.

In this paper, we explore the superconducting mechanisms and potential topological properties of chromium-based superconductors from a theoretical standpoint. We have developed a three-orbital tight-binding model in momentum space to qualitatively de-

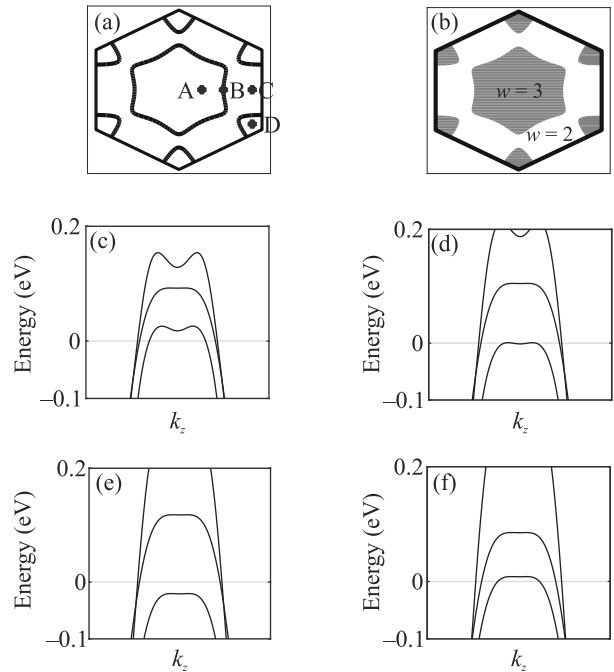


Fig. 1. (Color online) (a) – The normal state Fermi surface at the $k_z = 0$ plane. (b) – Phase diagram on the (k_x, k_y) plane. w is winding number. Panels (c)–(f) are the normal state energy bands as a function of k_z at the points A, B, C and D, respectively

scribe the superconducting performance of $A_2Cr_3As_3$ superconductors.

As reported in [6, 11, 15], the normal Fermi surface is a three-dimensional pocket symmetrical about $k_z = 0$ plane. To study the system's topological properties, we must identify the critical points of different phases. For the p_z -wave pairing symmetry, the superconducting gap equals zero at the $k_z = 0$ plane. We plot the normal state Fermi surface on the $k_z = 0$ plane in Fig. 1a. It reveals

¹⁾e-mail: wliming@scnu.edu.cn; tzhou@scnu.edu.cn

that the system is gapless in the normal state. It should also be the nodal line in the p_z -superconducting state.

Therefore, we introduce a chiral-protected momentum-dependent integral z -value topological invariant: winding number (w) and apply it to the $A_2Cr_3As_3$ family of materials [22–24]. The phase diagram is shown in Fig. 1b. Our results reveal that $A_2Cr_3As_3$ possesses non-trivial topology on the (k_x, k_y) plane. The phase diagram can be well understood by analyzing the normal state energy bands. Previously, the one-dimensional p -wave superconductor, specifically the one-dimensional Kitaev chain model, has been extensively studied [25]. The topological nature is determined by the normal state Fermi energy. We present the normal state energy bands for different points of the phase diagram in Figs. 1c–f. Then, in the p -wave superconducting state, all of these three bands contribute to the nontrivial topological superconductivity, result in the $w = 3$ at this region. Two bands cross the Fermi energy, so that at this region, the topological invariant w reduces to 2. Non-zero topological invariants within the Fermi surface typically result in the presence of topologically protected zero-energy flat bands on the system surface. Our numerical calculations show that the entire Brillouin zone is covered by a completely flat energy band.

In order to further verify the topological properties of the system, we consider open boundary conditions along the x - and y -directions, and periodic boundary conditions along the z -direction. We plot the energy band, spectral function and zero energy spectrum function, which serve as valuable indicators of the system's topological properties. These numerical results confirm that the Brillouin zone's non-zero value results in precisely flat surface bands. And edge states and zero modes can be stabilized.

Notably, our work not only considers p -wave symmetry but also numerically verifies the absence of edge states in the superconducting state for s -wave pairing symmetry. Furthermore, we find that the system is topologically trivial for s -wave pairwise symmetry in the superconducting state.

This is an excerpt of the article “Nodal line topological superconducting state in quasi-one-dimensional $A_2Cr_3As_3$ ($A = K, Rb, Cs$) superconductors”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364023603123

1. J.-K. Bao, J.-Y. Liu, C.-W. Ma, Z.-H. Meng, Z.-T. Tang, Y.-L. Sun, H.-F. Zhai, H. Jiang, H. Bai, C.-M. Feng, Z.-A. Xu, and G.-H. Cao, Phys. Rev. X **5**, 011013 (2015).

2. Z.-T. Tang, J.-K. Bao, Y. Liu, Y.-L. Sun, A. Ablimit, H.-F. Zhai, H. Jiang, C.-M. Feng, Z.-A. Xu, and G.-H. Cao, Phys. Rev. B **91**, 020506 (2015).
3. Z.-T. Tang, J.-K. Bao, Z. Wang, H. Bai, H. Jiang, Y. Liu, H.-F. Zhai, C.-M. Feng, Z.-A. Xu, and G.-H. Cao, Sci. China Mater. **58**, 16 (2015).
4. S. van Smaalen, Acta Crystallogr. A **61**, 51 (2005).
5. G. Grüner, Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988).
6. M. Watson, Y. Feng, C. Nicholson, C. Monney, J. Riley, H. Iwasawa, K. Refson, V. Sacksteder, D. Adroja, and M. Hoesch, Phys. Rev. Lett. **118**, 097002 (2017).
7. F.D.M. Haldane, J. Phys. C Solid State **14**, 2585 (1981).
8. H. Z. Zhi, T. Imai, F. L. Ning, J.-K. Bao, and G.-H. Cao, Phys. Rev. Lett. **114**, 147004 (2015).
9. D. Adroja, A. Bhattacharyya, M. Telling, Y. Feng, M. Smidman, B. Pan, J. Zhao, A. Hillier, F. Pratt, and A. Strydom, Phys. Rev. B **92**, 134505 (2015).
10. G. Pang, M. Smidman, W. Jiang, J. Bao, Z. Weng, Y. Wang, L. Jiao, J. Zhang, G. Cao, and H. Yuan, Phys. Rev. B **91**, 220502 (2015).
11. G.-H. Cao and Z.-W. Zhu, Chin. Phys. B **27**, 107401 (2018).
12. G. Wachtel and Y.B. Kim, Phys. Rev. B **94**, 104522 (2016).
13. F.F. Balakirev, T. Kong, M. Jaime, R.D. McDonald, C.H. Mielke, A. Gurevich, P.C. Canfield, and S.L. Bud'ko, Phys. Rev. B **91**, 220505 (2015).
14. T. Kong, S.L. Bud'ko, and P.C. Canfield, Phys. Rev. B **91**, 020507 (2015).
15. Y. Zhou, C. Cao, and F.-C. Zhang, Sci. Bull. **62**, 208 (2017).
16. C.-C. Liu, C. Lu, L.-D. Zhang, X. Wu, C. Fang, and F. Yang, Phys. Rev. Res. **2**, 033050 (2020).
17. S. A. Yang, H. Pan, and F. Zhang, Phys. Rev. Lett. **113**, 046401 (2014).
18. H. Weng, Y. Liang, Q. Xu, R. Yu, Z. Fang, X. Dai, and Y. Kawazoe, Phys. Rev. B **92**, 045108 (2015).
19. R. Yu, H. Weng, Z. Fang, X. Dai, and X. Hu, Phys. Rev. Lett. **115**, 036807 (2015).
20. D. A. Ivanov, Phys. Rev. Lett. **86**, 268 (2001).
21. A. A. Burkov, M.D. Hook, and L. Balents, Phys. Rev. B **84**, 235126 (2011).
22. A. P. Schnyder, S. Ryu, A. Furusaki, and A. W. Ludwig, Phys. Rev. B **78**, 195125 (2008).
23. C.-K. Chiu, J. C. Y. Teo, A. P. Schnyder, and S. Ryu, Rev. Mod. Phys. **88**, 035005 (2016).
24. A. P. Schnyder and S. Ryu, Phys. Rev. B **84**, 060504 (2011).
25. A. Y. Kitaev, Phys.-Uspekhi **44**, 131 (2001).

Связанные состояния короткодействующего дефекта на поверхности собственного антиферромагнитного топологического изолятора в неколлинеарной фазе

В. Н. Меньшов^{†*1)}, Е. В. Чулков^{*×}

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

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

[×]Departamento de Polímeros y Materiales Avanzados: Física, Química y Tecnología, Facultad de Ciencias Químicas, Universidad del País Vasco UPV/EHU, 20080 San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain

Поступила в редакцию 24 октября 2023 г.

После переработки 24 октября 2023 г.

Принята к публикации 1 ноября 2023 г.

В данной работе теоретически исследуются особенности электронных состояний на поверхности собственного антиферромагнитного топологического изолятора, содержащего дефекты. Наш подход учитывает роль электростатического потенциала и вариацию ориентации магнитных моментов в приповерхностных слоях. Описано изменение спектральных характеристик поверхностных состояний при трансформации намагниченности из равновесной антиферромагнитной фазы А-типа в ферромагнитную фазу через неколлинеарную текстуру. Показано, что в антиферромагнитном топологическом изоляторе с одноосной анизотропией, внешнее магнитное поле, приложенное вдоль легкой оси, может вызвать значительную модуляцию величины обменной щели в спектре поверхностных состояний и даже инвертировать ее знак. Моделируя влияние уединенного дефекта как возмущение поверхностного потенциала на конечном масштабе, мы аналитически исследуем формирование связанного состояния и его поведение в зависимости от силы потенциального и обменного рассеяния на дефекте и ширины обменной щели. Продemonстрировано, что энергетический уровень связанного состояния испытывает резкий сдвиг в окрестности спин-флоп перехода. Полученные теоретические результаты позволяют дать последовательное объяснение недавних экспериментальных данных по сканирующей туннельной спектроскопии антиузельных дефектов на поверхности прототипного антиферромагнитного топологического изолятора MnBi_2Te_4 во внешнем магнитном поле.

DOI: 10.31857/S1234567823230088, EDN: aaarfp

Введение. Исследования недавно открытого антиферромагнитного (АФМ) топологического изолятора (ТИ) MnBi_2Te_4 [1] – первого в ряду материалов, сочетающих собственный магнитный порядок и нетривиальную топологию электронной зонной структуры – значительно продвинуло и обогатило наше представление о квантовых эффектах в твердом теле [2–7]. Кристаллическая структура этого уникального материала представляет последовательность семислойных блоков (СБ) $\text{Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te}$. В основном состоянии MnBi_2Te_4 магнитные моменты на атомах марганца выстраиваются в дальний АФМ порядок А-типа [1]. Комбинация симметрии относительно обращения времени и трансляционной симметрии магнитной решетки позволяет классифицировать MnBi_2Te_4 как топологически

нетривиальный материал с трехмерным инвариантом $Z_2 = 1$ [8]. Нарушение комбинированной симметрии на поверхности (0001) MnBi_2Te_4 должно приводить к открытию энергетической щели в спектре топологического электронного состояния. Совместимость собственного магнитного порядка с зонной топологией в MnBi_2Te_4 служит основой для реализации целого ряда явлений в тонких пленках данного материала, таких как квантовый аномальный эффект Холла (КАЭХ) [4, 5], фаза аксионного изолятора (АИ) [6] и другие эффекты, потенциально важные с точки зрения спинтронных приложений [2–7]. Более того, в пленках с четным числом СБ, помещенных во внешнем магнитном поле, наблюдается переход из состояния АИ в состояние КАЭХ [9, 10].

Важнейшей предпосылкой для достижения режима квантованной проводимости является наличие в поверхностном спектре топологических состояний

¹⁾e-mail: vnmenshov@mail.ru

обменной щели, в пределах которой фиксируется химический потенциал [2]. Расчеты из первых принципов предсказывают довольно значительную величину щели до 88 мэВ [1]. Однако фотоэмиссионные (ARPES) измерения спектров поверхностных состояний в MnBi_2Te_4 дают противоречивые результаты. Одни группы наблюдают в поверхностной электронной структуре щель, хотя и разной величины в диапазоне несколько десятков мэВ [11–13], другие – бесщелевое состояние [14–18]. Многие исследователи склоняются к тому мнению, что модуляция обменной щели в широких пределах связана со структурным несовершенством поверхностной области исследуемых образцов MnBi_2Te_4 [11–13, 19, 20]. Согласно экспериментальным и теоретическим данным [21–23] в этом материале присутствуют антиузельные дефекты: атомы Mn, занимающие узлы в слоях Bi (Mn_{Bi}), и атомы Bi, замещающие атомы Mn (Bi_{Mn}) в середине СБ. В такой парадигме уменьшение величины щели или ее отсутствие может быть связано с ростом концентрации дефектов Bi_{Mn} и Mn_{Bi} [11, 20, 24], что определяется условиями приготовления образцов.

Другая специфическая черта АФМ ТИ типа MnBi_2Te_4 состоит в сравнительно слабой АФМ связи между ферромагнитными (ФМ) слоями соседних СБ и не сильно выраженной магнито-кристаллической анизотропии вдоль легкой оси, перпендикулярной базисной плоскости (0001). Поэтому внешнее магнитное поле умеренной величины $H < 5 \text{ Тл}$ способно перестроить магнитный порядок, часто провоцируя формирование сложных неколлинеарных текстур как на поверхности толстых образцов [25], так и в тонких пленках [26–30]. Изучая в пленках MnBi_2Te_4 толщиной от 4 до 8 СБ топологический переход во внешнем поле между режимами КАЭХ и АИ, авторы [10] обнаружили инверсию спектральной щели в области неколлинеарной фазы. В [31] отмечается усиление флуктуаций магнитосопротивления в тонких пленках MnBi_2Te_4 при метамагнитном переходе между АФМ фазой и фазой со скошенным (*canted*) АФМ порядком. В недавней работе [32] посредством сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии показано существование связанных состояний электронов на антиузельных дефектах Mn_{Bi} в приповерхностном СБ MnBi_2Te_4 . Примечательно, в процессе перемагничивания образцов локальная плотность состояний вблизи дефекта Mn_{Bi} резко меняется, когда магнитные моменты испытывают спин-флоп переход.

Понимание поведения топологических электронных состояний в обменном поле со сложной ориентационной и пространственной конфигурацией явля-

ется актуальной темой, которая развивалась в ряде теоретических исследований. В статьях [33, 34] были подробно описаны состояния, индуцированные на поверхности ТИ коллинеарными магнитными доменными стенками с различной текстурой. В [35] изучение связанных состояний было обобщено на случай неколлинеарных доменных стенок. Вопрос о спектральных свойствах поверхностных и краевых состояний, а также состояний на доменных стенках, в пленке собственного АФМ ТИ, подверженной переходу из режима АИ в режим КАЭХ, рассматривался в работе [36]. В настоящей статье мы аналитически изучаем поведение связанных состояний, формирующихся вблизи короткодействующего магнитного дефекта на поверхности АФМ ТИ, испытывающего трансформацию из АФМ фазы в ФМ фазу под влиянием внешнего магнитного поля. Такая задача весьма актуальна, поскольку объединяет два принципиальных для электронных свойств АФМ ТИ типа MnBi_2Te_4 аспекта – неколлинеарную намагниченность и собственные дефекты.

Модель для поверхностных состояний собственного АФМ ТИ. Кристаллическая структура соединения MnBi_2Te_4 вдоль направления роста $\mathbf{e}_z$ формируется из СБ $\text{Te}(1)\text{-Bi}(1)\text{-Te}(2)\text{-Mn-Te}(3)\text{-Bi}(2)\text{-Te}(4)$, между которыми действуют слабые ван-дер-ваальсовские силы. Топологические свойства определяются четырьмя низкоэнергетическими состояниями, сформированными из p_z -орбиталей атомов во внешних слоях СБ: связывающими $|\text{Bi}(1, 2), \sigma\rangle$ и антисвязывающими $|\text{Te}(1, 4), \sigma\rangle$, комбинациями, где индекс $\sigma = \uparrow\downarrow$ обозначает проекцию спина на ось квантования $\mathbf{e}_z$. Матричный элемент A оператора скорости перемешивает состояния с противоположной четностью и проекцией спина. В базисе u_Γ , сформированном из этих четырех состояний, в окрестности Γ точки зоны Бриллюэна $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониан принимает вид [37]:

$$H_t(\mathbf{k}) = (\Xi - Bk^2)\tau_z \otimes \sigma_0 + A\tau_x \otimes (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}), \quad (1)$$

где σ_α и τ_β ($\alpha, \beta = 0, x, y, z$) обозначают матрицы Паули в спиновом и орбитальном пространстве, соответственно, Ξ и B определяют энергетическую щель и кривизну зон в спектре объемных состояний при $\mathbf{k} = 0$. Мы используем изотропную версию модели, удерживая квадратичные по импульсу $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ слагаемые. При достаточно большой спин-орбитальной связи энергетические уровни состояний $|\text{Bi}(1, 2), \sigma\rangle$ и $|\text{Te}(1, 4), \sigma\rangle$ инвертированы вблизи Γ точки, что выражается условием $\Xi B > 0$, соответствующим нетривиальному инварианту $Z_2 = 1$.

Во внутренних слоях $\text{Te}_2\text{-Mn-Te}_3$ каждого СБ благодаря суперобменной связи моменты на $3d$ -атомах выстраиваются ферромагнитным (ФМ) образом. Намагниченности $\mathbf{m}^{(n)}$ в соседних СБ направлены антипараллельно друг к другу: $\mathbf{m}^{(n)} = -\mathbf{m}^{(n\pm 1)}$, n – индекс СБ. Дальний АФМ порядок А-типа с поляризацией, ортогональной базисной плоскости (x, y) , $\mathbf{m}^{(n)} = (0, 0, m_z^{(n)})$, $m_z^{(n)} \sim (-1)^n$, наблюдается в объеме MnBi_2Te_4 ниже температуры Нееля $T_N \approx 24 \text{ К}$ [1]. В известных АФМ ТИ энергия магнито-кристаллической анизотропии относительно невелика, поэтому внешнее магнитное поле умеренной величины способно переориентировать магнитные моменты относительно легкой оси $\mathbf{e}_z$, провоцируя подчас формирование сложных неколлинеарных текстур [25]. Будем рассматривать только однородные в плоскости (x, y) конфигурации намагниченности, где компоненты $\mathbf{m}^{(n)} = (m_x^{(n)}, m_y^{(n)}, m_z^{(n)})$ меняются от одного СБ к другому. В дополнение к гамильтониану (1) мы вводим магнитное слагаемое H_{ex} , как сумму обменных энергий всех СБ в базисе $u\Gamma$:

$$H_{ex}(z) = c \sum_n \begin{pmatrix} M_z^{(n)} & M_-^{(n)} \\ M_+^{(n)} & -M_z^{(n)} \end{pmatrix} \delta(z - z_n), \quad (2)$$

где $M_z^{(n)} = \text{diag}(J_1, J_2)m_z^{(n)}$, $M_{\pm}^{(n)} = \text{diag}(J_3, J_4)m_{\pm}^{(n)}$, $m_{\pm}^{(n)} = m_x^{(n)} \pm im_y^{(n)}$, $\delta(z)$ – дельта-функция, z – пространственная координата вдоль направления роста слоев. Обменный потенциал считаем локализованным в середине n -го СБ при $z_n = nc - z_0$, c – толщина СБ. Кроме того, в дальнейшем подразумеваем, что амплитуда намагниченности включена в матричные элементы обменных интегралов $J_{1,2,3,4}$ и фиксирована, $|\mathbf{m}^{(n)}| = 1$. Таким образом, вектор $\mathbf{m}^{(n)}$ определяет только ориентацию моментов в n -м СБ.

Рассмотрим образец собственного АФМ ТИ, занимающий трехмерное полупространство $z > 0$. Учитывая, что топологические электроны, определенные в (1), помимо обменного поля (2) подвержены действию электростатического поверхностного потенциала (ПП) $H_b(\mathbf{r})$ [20, 38, 39], запишем полный функционал электронной энергии в виде:

$$\Omega = \int d\mathbf{r} \Theta^+(\mathbf{r}) [H_t(-i\nabla) + H_b(\mathbf{r}) + H_{ex}(z)] h(z) \Theta(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где спинорные огибающие функции $\Theta(\mathbf{r})$ описывают низкоэнергетические состояния, $h(z)$ – функция Хевисайда, $\mathbf{r} = (x, y, z)$. Предполагая, что ПП локализован вблизи границы образца с характерной длиной $\sim d$, которая значительно короче пространственного масштаба затухания огибающей волновой функции

$\Theta(\mathbf{r}) \sim \exp(-qz)$, $dq \ll 1$, можно использовать аппроксимацию, $H_b(\mathbf{r}) = U(x, y)d\delta(z)$. Пространственные вариации ПП вдоль поверхности мы связываем с флуктуациями концентрации антиузельных дефектов [20, 24]. Кроме того, матрицу ПП представим в диагональной форме $U = \text{diag}\{U_1, U_2, U_3\}$. Суммирование в $H_{ex}(z)$ (2) проводится по индексу СБ $n = 1, 2, 3 \dots$, где отсчет начинается от выходящего на поверхность СБ. Полагаем $z_0 = c/2$, так что ближайший к поверхности ФМ слой находится на расстоянии $z = z_1 = c/2$ от нее.

Поверхностные состояния АФМ ТИ с неколлинеарной текстурой намагниченности. Сначала обсудим ситуацию с бесконечной и однородной в плоскости (x, y) поверхностью, другими словами, поверхностью с усредненным ПП $U = \langle U(x, y) \rangle = \text{const}$. В таком случае, варьируя функционал (3), мы приходим к одномерной граничной задаче:

$$[H_t(\boldsymbol{\kappa}, -i\partial_z) + H_{ex}(z) - E]\Theta(\boldsymbol{\kappa}, z) = 0, \quad (4)$$

$$\left[\frac{\delta H_t(\boldsymbol{\kappa}, -i\partial_z)}{\delta(-i\partial_z)} - 2dU \right] \Theta(\boldsymbol{\kappa}, z) = 0, \quad (5)$$

где импульс $\boldsymbol{\kappa} = (k_x, k_y)$ играет роль параметра, $\partial_z = \partial/\partial z$. Нас интересуют собственные состояния задачи (4)–(5), затухающие вдали от поверхности, $\Theta(\boldsymbol{\kappa}, z \rightarrow \infty) = 0$ и имеющие энергию внутри объемной запрещенной зоны, $E_S(\boldsymbol{\kappa}) < \Xi$. В общем случае вряд ли можно найти точное решение этой задачи. Поэтому мы применим процедуру теории возмущений на редуцированном базисе [20, 38, 39], которая позволяет исходную трехмерную модель АФМ ТИ в полупространстве свести к эффективному двумерному гамильтониану $H_S(\boldsymbol{\kappa})$. Подробности процедуры изложены в [20]. Здесь выделим основные моменты.

В отсутствии обменного поля, $H_{ex}(z) = 0$, уравнения (4)–(5) допускают точное решение при $\boldsymbol{\kappa} = 0$. Чтобы упростить вычисления, мы выберем следующее соотношение между матричными элементами ПП: $U_1 = -U_2 = U$ [20]. В таком случае легко определить энергию, $E_0 = 0$, и огибающую волновой функции, $\Theta_0(z) = (1, i, 1, -i)^t \theta_0(z)$, где t означает операцию транспонирования. Пространственный профиль поверхностного состояния

$$\theta_0(z) = D \left[\exp(-q_1 z) + \frac{\sqrt{\lambda - 1} - \tilde{U}}{\sqrt{\lambda - 1} + \tilde{U}} \exp(-q_2 z) \right] \quad (6)$$

существенно зависит от величины и знака ПП, где $\tilde{U} = \frac{dq_0 U}{\Xi}$, $q_0 = \sqrt{\frac{\Xi}{B}}$, $\lambda = \frac{A^2}{4B\Xi}$. В свою очередь, мас-

штаб спада огибающей $\sim q_{1,2}^{-1}$ определяется параметрами гамильтониана (1) как $q_{1,2} = q_0[\sqrt{\lambda} \pm \sqrt{\lambda-1}]$. Нормировочная константа D удовлетворяет условию $2 \int_0^\infty dz \theta_0^2(z) = 1$. Не ограничивая общность рассмотрения, далее остановимся на случае $\lambda > 1$.

Несложно убедиться, что пара спиноров $\Phi^\dagger(z) = (1, i, 0, 0)^t \theta_0(z)$ и $\Phi^\dagger(z) = (0, 0, 1, -i)^t \theta_0(z)$ составляет ортонормированный базис [20]. Рассчитывая в этом базисе матричные элементы для возмущения $\sim H_{ex}$ и $\sim \kappa$, получаем поверхностный гамильтониан

$$H_S(\kappa) = A(k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) + J_\parallel (Q_x \sigma_x + Q_y \sigma_y) + J_z Q_z \sigma_z, \quad (7)$$

где введены продольный $Q_{x,y}$ и поперечный Q_z Q -факторы

$$Q_{x,y,z} = 2c \sum_{n=1}^{\infty} m_{x,y,z}^{(n)} \theta_0^2(z_n), \quad (8)$$

$J_z = \frac{J_1+J_2}{2}$, $J_\parallel = \frac{J_3-J_4}{2}$. Отвечающий гамильтониану (7) поверхностный спектр $E_S^\pm(\kappa) = \pm \sqrt{J_z^2 Q_z^2 + (A k_y - J_\parallel Q_x)^2 + (A k_x + J_\parallel Q_y)^2}$ имеет форму дираковского конуса, который смещен из центра зоны Бриллюэна на волновой вектор $\kappa_0 = \frac{J_\parallel}{A}(-Q_y, Q_x)$ и имеет в точке $\kappa = \kappa_0$ энергетическую щель $2\Delta = 2J_z Q_z$. Щель 2Δ и смещение κ_0 имеют обменную природу, однако их величина и знак определяются электростатическими условиями на поверхности АФМ ТИ согласно явной функциональной зависимости огибающей (6) от силы ПП U . Отметим, что 2Δ и κ_0 прямо связаны с ориентацией намагниченности в СБ, $\mathbf{m}^{(n)}$, которая может меняться во внешнем магнитном поле.

Для прототипного АФМ ТИ MnBi_2Te_4 глубина проникновения волновой функции топологического поверхностного состояния внутрь объема материала, $\sim q_{1,2}^{-1}$, составляет один-два примыкающих к поверхности СБ [11, 12, 19]. Принимая во внимание этот факт, можно оборвать суммирование по n в (8), удержав первые два члена ряда. Вклад последующих СБ с $n \geq 3$ является пренебрежимо малым в силу экспоненциальной зависимости (6). Полагая для определенности $m_y^{(n)} = 0$ и вводя азимутальный угол ϑ_n так, что $m_x^{(n)} = \sin \vartheta_n$ и $m_z^{(n)} = \cos \vartheta_n$, перепишем уравнение (8) в редуцированном виде:

$$Q_{x,z}(\vartheta_1, \vartheta_2) = \quad (9)$$

$$= 2c \left[\left\{ \begin{array}{c} \sin \vartheta_1 \\ \cos \vartheta_1 \end{array} \right\} \theta_0^2\left(\frac{c}{2}\right) + \left\{ \begin{array}{c} \sin \vartheta_2 \\ \cos \vartheta_2 \end{array} \right\} \theta_0^2\left(\frac{3c}{2}\right) \right],$$

где верхняя строка дает ориентационную зависимость продольного Q -фактора, нижняя – поперечного. С физической точки зрения уравнение (9) корректно описывает, как спиновая степень свободы поверхностного состояния АФМ ТИ откликается на отклонение намагниченности от коллинеарной конфигурации. Каждой паре углов ϑ_1 и ϑ_2 соответствует энергетическая обменная щель $2\Delta = 2J_z Q_z(\vartheta_1, \vartheta_2)$ и импульсное обменное смещение $\kappa_0 = \mathbf{e}_y \frac{J_\parallel}{A} Q_x(\vartheta_1, \vartheta_2)$ в спектре поверхностных состояний $E_S^\pm(\kappa)$.

Внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ сравнительно малой амплитуды, направленное вдоль легкой оси намагничивания АФМ ТИ, слабо искажает полностью компенсированную коллинеарную текстуру А-типа, свойственную основному состоянию. С ростом поля при критическом значении $H = H_f$ происходит спин-флоп переход с резким поворотом моментов в подрешетках. Затем моменты постепенно ориентируются вдоль направления $\mathbf{H}$ и окончательно выстраиваются строго параллельно при достижении поля насыщения H_s . Если же $\mathbf{H}$ направлено перпендикулярно легкой оси, моменты в подрешетках изменяют ориентацию от АФМ к ФМ постепенно с ростом поля во всем диапазоне от 0 до H_s . Такое поведение $\mathbf{m}^{(n)}(\mathbf{H})$ экспериментально зарегистрировано как в MnBi_2Te_4 с легкой осью $\mathbf{e}_z$ [28, 30, 32, 40, 41], так и в планарном АФМ EuIn_2As_2 , который обладает легкой плоскостью (x, y) и поэтому рассматривается в качестве кандидата в АИ [42].

На рисунке 1 представлена зависимость поперечного Q -фактора от ориентации моментов в поверхностных СБ, $Q_z(\vartheta_1, \vartheta_2)$, для частного случая с характерными значениями параметров $\tilde{U} = -1$, $\lambda = 1.1$ и $c = 1$. С ростом поля $\mathbf{H}$ магнитная подсистема АФМ ТИ трансформируется из равновесного состояния при $H = 0$ в строго ФМ состояние при $H \geq H_s$, проходя через последовательность неколлинеарных текстур $\{\vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}$. Оптимальная траектория такого перехода, $\{\vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}_O$, определяется минимумом энергии магнитной подсистемы в пространстве возможных конфигураций. Зная оптимальную траекторию, можно оценить зависимость щели от внешнего поля, $2\Delta(H)$.

Рассмотрим подробно наиболее интересный случай, когда АФМ ТИ с одноосной анизотропией помещен во внешнее поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$. Измерения намагниченности в образцах MnBi_2Te_4 [28, 30, 32, 40, 41, 43] показывают резкий спин-флоп переход при $H = H_f$. Микромагнитные симуляции для пленок MnBi_2Te_4 , выполненные в работах [28, 32], воспроизводят в интервале $H_f < H < H_s$ магнитную фазу со скошенной текстурой моментов подрешеток, для кото-

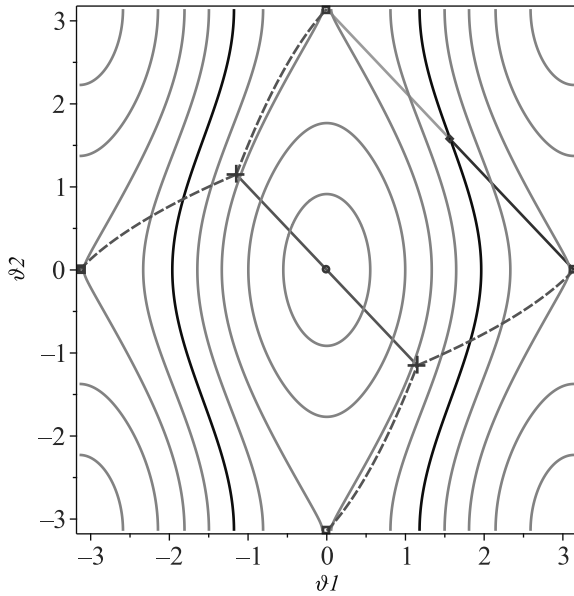


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость поперечного Q -фактора от ориентации намагниченности в приповерхностных СБ собственного АФМ ТИ с одноосной анизотропией, представленная эквидистантными контурными линиями, вдоль которых $Q_z(\vartheta_1, \vartheta_2)$ принимает постоянные значения: 0 (черные кривые), ± 0.2 , ± 0.4 , ± 0.6 , ± 0.8 (зеленые кривые). Функция $Q_z(\vartheta_1, \vartheta_2)$ монотонно возрастает с уменьшением $|\vartheta_{1,2}|$ и достигает максимума в ФМ фазе при $\vartheta_{1,2} = 0$. Четыре оптимальных траектории $\{\vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}_O$ перехода из АФМ фазы в ФМ фазу с ростом поля $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$ ($H > 0$) изображены красным цветом: непрерывная прямая линия $\vartheta_1 = -\vartheta_2$ соответствует САФМ конфигурации, существующей в интервале $H_f < H < H_s$; пунктирные линии качественно изображают изменение текстуры намагниченности в слабом поле $H < H_f$; крестиками обозначены точки спин-флоп перехода. Две оптимальных траектории перехода из АФМ фазы в ФМ фазу с $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \frac{\pi}{2}$ в поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_x$ ($H > 0$) представлены голубой и синей прямыми. Использованы безразмерные параметры: $\tilde{U} = \frac{dU}{\sqrt{B\Xi}} = -1$, $\tilde{c} = c\sqrt{\frac{\Xi}{B}} = 1$ и $\lambda = 1.1$

рой будем использовать аббревиатуру САФМ. Такая текстура обладает нескомпенсированной поляризацией вдоль внешнего поля, достигающей насыщения при $H = H_s$. В нашем подходе ее можно описать как $\vartheta_1(H) = -\vartheta_2(H)$, где $|\sin \vartheta_1(H)| \sim H_s - H$. На рисунке 2 представлена зависимость поперечного Q -фактора от силы ПП, $Q_z(U)$, для различных значений угла ϑ_1 , который задает отклонение моментов от направления внешнего поля в САФМ фазе. Можно видеть, что щель, $2\Delta(H)$, заметно возрастает с уменьшением угла ϑ_1 , хотя при этом она может быть как больше, так и меньше амплитуды равновесной щели $2|\Delta(H = 0)|$. В свою очередь послед-

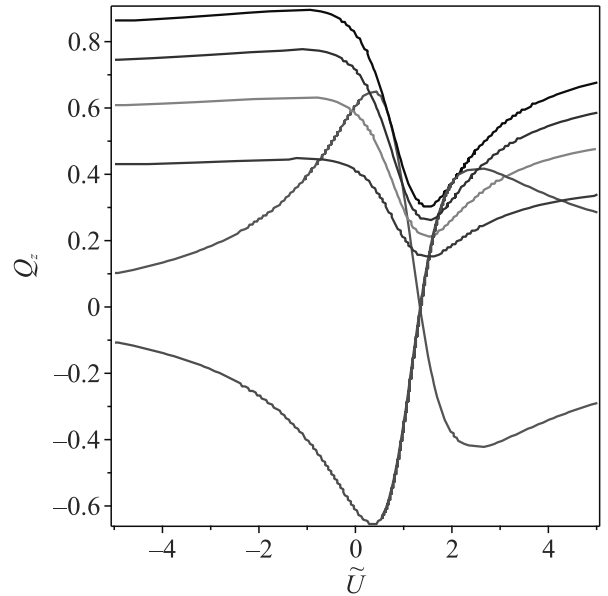


Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция поперечного Q -фактора для АФМ ТИ с одноосной анизотропией при вариации неколлинеарной текстуры намагниченности от АФМ фазы до полностью насыщенной ФМ фазы. Угол ϑ_1 для скошенной магнитной текстуры принимает значения $\frac{\pi}{3}$ (коричневая линия), $\frac{\pi}{4}$ (зеленая), $\frac{\pi}{6}$ (синяя) при фиксированных параметрах: $\lambda = 1.1$ и $\tilde{c} = c\sqrt{\frac{\Xi}{B}} = 1$. Намагниченность в примыкающем к поверхности СБ ($s = 1$) в основном состоянии направлена параллельно, $m_z^{(1)} = 1$ (красная линия), или антипараллельно, $m_z^{(1)} = -1$ (оранжевая), приложенному внешнему полю $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$ ($H > 0$). Вдоль горизонтальной оси отложена безразмерная переменная $\tilde{U} = \frac{dU}{\sqrt{B\Xi}}$

няя, $2\Delta(H = 0)$, меняет знак при критической силе ПП $U = U_0$ ($\tilde{U}_0 \approx 1.37$ при заданных параметрах на рис. 2), т.е. $Q_z(U_0)$. Таким образом, стартуя из основного АФМ состояния $\{\vartheta_1 = 0, \vartheta_2 = \pm\pi\}$, если $U > U_0$ (или $\{\vartheta_1 = \pm\pi, \vartheta_2 = 0\}$, если $U < U_0$), в области слабых полей при некотором значении $H_t^{(1)} < H_f^{(1)}$ (или $H_t^{(2)} < H_f^{(2)}$), система пройдет через неколлинеарную конфигурацию $\{\vartheta_1(H_t^{(1)}), \vartheta_2(H_t^{(1)})\}_O$ (или $\{\vartheta_1(H_t^{(2)}), \vartheta_2(H_t^{(2)})\}_O$), которой отвечает бесщелевое состояние поверхностных электронов с $\Delta(H_t^{(1)}) = 0$ (или $\Delta(H_t^{(2)}) = 0$). Очевидно, $H_f^{(1)} \neq H_f^{(2)}$ и $H_t^{(1)} \neq H_t^{(2)}$. Другими словами, когда в основном состоянии АФМ ТИ моменты на поверхности с $U > U_0$ параллельны внешнему полю, $\mathbf{m}^{(1)}(H = 0) \uparrow\uparrow \mathbf{H}$, или когда $U < U_0$ и моменты антипараллельны полю, $\mathbf{m}^{(1)}(H = 0) \downarrow\uparrow \mathbf{H}$, может наблюдаться поверхностный топологический переход, при кото-

ром число Черна, имеющее в рамках гамильтониана $H_S(\kappa)$ (7) вид $C = \text{sgn}(\Delta)/2$, совершает квантованный скачок единичной величины. Действительно, на рис. 1 из четырех оптимальных траекторий две пересекают линию $Q_z = 0$ между АФМ и САФМ фазами (эта часть траекторий показана пунктирными линиями). Точное определение критических значений $H_f^{(1,2)}$ и $H_t^{(1,2)}$, а также конфигурации $\{\vartheta_1(H_t^{(1,2)}), \vartheta_2(H_t^{(1,2)})\}_O$ является отдельной сложной задачей. Заметим, что благодаря вырождению по энергии допустима пара зеркально-симметричных относительно оси $\mathbf{e}_z$ траекторий, соответствующих текстурам $\{\vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}_O$ и $\{-\vartheta_1(H), -\vartheta_2(H)\}_O$. На доменной стенке, разделяющей такие текстуры, возможно формирование связанных состояний поверхностных электронов [35, 36].

Теперь рассмотрим ситуацию, когда планарный АФМ ТИ помещен в поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_x$. В основном состоянии, когда $\vartheta_1 = -\vartheta_2 = \pm\pi/2$, а также в коллинеарном ФМ состоянии, когда $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \pi/2$, обменная щель отсутствует, $\Delta = 0$. Однако, внешнее поле в интервале $0 < H < H_s$ провоцирует формирование неколлинеарной конфигурации с выходом магнитных моментов из базисной плоскости (x, y) и, соответственно, открывает спектральную щель конечной величины $2|\Delta(H)|$. В результате спин-флоп перехода в интервале $H_f < H < H_s$ возникает САФМ фаза, в которой намагниченность можно описать как $\vartheta_2(H) = \pi - \vartheta_1(H)$, где $|\cos \vartheta_1(H)| \sim H_s - H$. Используя такую связь между углами, мы описываем на рис. 3 зависимость $Q_z(U)$ для скошенной текстуры намагниченности при различных значениях угла ϑ_1 . Как видим, размер обменной щели $2|\Delta(H)|$ падает с полем, но в зависимости от силы ПП может менять знак. Заметим также, что существуют две оптимальных траектории с текстурами $\{\vartheta_1(H), \pi - \vartheta_2(H)\}_O$ и $\{\pi - \vartheta_1(H), \vartheta_2(H)\}_O$, зеркально-симметричными относительно оси $\mathbf{e}_x$.

Поведение Q -фактора с силой ПП в фазе с САФМ порядком, возникающем при $0 < H < H_s$ в случае, когда одноосный АФМ ТИ помещен в поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_x$ (оптимальные траектории показаны на рис. 1), или когда планарный АФМ ТИ помещен в поле $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$, легко понять из рис. 3 или 2, соответственно. Также несложно оценить импульсное смещение спектра $E_S^\pm(\kappa)$ как функцию силы ПП, $\kappa_0(U)$, если обратить внимание, что согласно уравнению (9) $Q_x(\vartheta_1, \vartheta_2) = Q_z(\vartheta_1 - \pi/2, \vartheta_2 - \pi/2)$.

Короткодействующий дефект на поверхности АФМ ТИ с неколлинеарной текстурой намагниченности. Перейдем к изучению вопроса, как

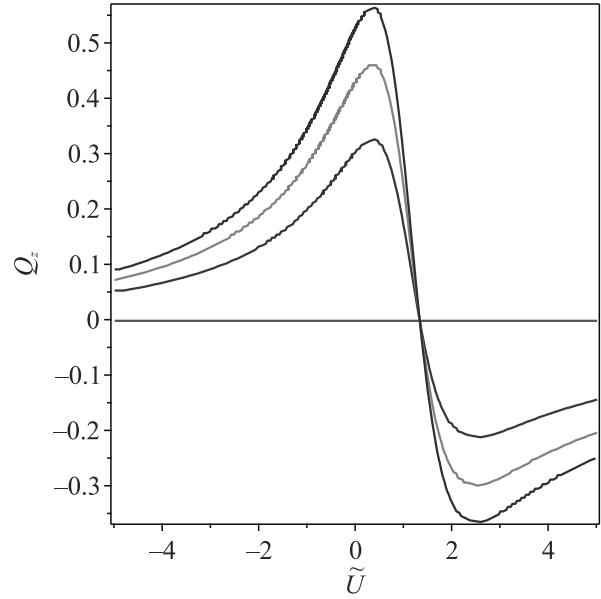


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция поперечного Q -фактора для АФМ ТИ с анизотропией в базисной плоскости при вариации неколлинеарной текстуры намагниченности от АФМ фазы до полностью насыщенной ФМ фазы. Угол ϑ_1 для скошенной магнитной текстуры принимает значения $\frac{\pi}{3}$ (коричневая линия), $\frac{\pi}{4}$ (зеленая), $\frac{\pi}{6}$ (синяя) при фиксированных параметрах: $\lambda = 1.1$ и $\tilde{c} = c\sqrt{\frac{\Xi}{B}} = 1$. Как в АФМ, так и в ФМ фазе $Q_z = 0$ (красная горизонтальная линия). Вдоль горизонтальной оси отложена безразмерная переменная $\tilde{U} = \frac{dU}{\sqrt{B\Xi}}$

дефект формирует связанное электронное состояние на поверхности АФМ ТИ с неколлинеарной текстурой намагниченности. Для этого необходимо решить уравнение

$$\left[H_S \left(k_x \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial x}, k_y \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial y} \right) + H_D(\rho) \right] \times \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} = E_D \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где в дополнение к поверхностному гамильтониану $H_S(\kappa)$ (7) введено слагаемое $H_D(\rho)$, описывающее возмущение ПП, порождаемое дефектом в малой окрестности точки $\rho(x, y) = 0$. Решение уравнения (10) для спинорной функции $f_1((\rho), f_2(\rho))^t$ обязано затухать вдали от дефекта, $f_{1,2}(\rho) \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$. Соответствующий энергетический уровень E_D должен лежать внутри обменной щели, $|E_D| < |\Delta|$.

Чтобы адекватно учесть присутствие в поверхностной области АФМ ТИ MnBi_2Te_4 антиузельного дефекта Mn_{Bi} или Bi_{Mn} , которое связано с перераспределением зарядовой и спиновой плотности, мы

моделируем взаимодействие топологических электронов с дефектом в виде $H_D(\rho) = [v\sigma_0 + (\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\sigma})]g(\rho)$. Это взаимодействие предполагается изотропным в плоскости (x, y) , $g(\rho) = g(\rho)$. Компонента $\sim v$ связана с потенциальным рассеянием электрона на уединенном дефекте. Другая компонента, зависящая от спина, подразумевает наличие магнитного момента $\boldsymbol{\mu} = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$, причем сила обменной связи с дефектом учтена в величине $\mu = |\boldsymbol{\mu}|$. Специфика нашего рассмотрения состоит в сохранении конечного радиуса ρ_0 действия дефекта [44, 45]. В двумерной системе силы потенциала, который моделируется с помощью дельта-функции (т.е., когда $\rho_0 \rightarrow 0$), оказывается недостаточно, чтобы связать частицу. Следуя [44, 45], для пространственного распределения возмущения мы используем гауссиан $g(\rho) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right)$.

Предполагаем, что масштаб изменения связанного состояния значительно превосходит радиус взаимодействия ρ_0 . В рамках принятых допущений получаем в явном виде (громоздкие выкладки опускаем) огибающую волновой функции вне области действия дефекта, т.е. когда $\rho > \rho_0$:

$$f_{1,2}(\rho) = \frac{\rho_0^2}{2A^2} \left\{ [(E_D \pm \Delta)(v \pm \mu_z)K_0(P) + i\sqrt{\Delta^2 - E_D^2}K_1(P)e^{\pm i\eta}\mu_{\pm}] f_{1,2}(0) + [(E_D \pm \Delta)\mu_{\mp}K_0(P) + i\sqrt{\Delta^2 - E_D^2}K_1(P)e^{\pm i\eta}(v \mp \mu_z)] \times f_{2,1}(0) \right\} \exp(i\kappa_0 y), \quad (11)$$

где верхний знак $+$ или $-$ в правой стороне уравнения коррелирует с компонентой спинора f_1 или f_2 , соответственно; $K_0(P)$ и $K_1(P)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого и первого порядка [46] от безразмерного аргумента $P = \frac{\rho\sqrt{\Delta^2 - E_D^2}}{A}$, $\kappa_0 = \frac{J_{\parallel}Q_x}{A}$ (здесь имеется в виду, что $Q_y = 0$), $\mu_{\pm} = \mu_x \pm i\mu_y$, $\tan \eta = x/y$. Функция $f_{1,2}(\rho)$ испытывает в плоскости (x, y) осцилляции с периодом $2\pi/\kappa_0$ вдоль направления, ортогонального продольной компоненте результирующего обменного поля, и затухает как $P^{-1} \exp(-P)$ вдали от дефекта, где $P \gg 1$. Амплитуда огибающей на дефекте $f_{1,2}(0)$ определяется условием нормировки, а связь между $f_1(0)$ и $f_2(0)$ следует из системы уравнений:

$$f_{1,2}(0) = \mp \left[(v \pm \mu_z)f_{1,2}(0) + \mu_{\mp}f_{2,1}(0) \right] \times \frac{\Delta + E_D}{4A^2} \rho_0^2 \ln \left(\frac{\Delta^2 - E_D^2}{4A^2} \rho_0^2 \right). \quad (12)$$

Уравнения (12) записаны с учетом применимости предложенного подхода, когда выполняется условие

$\frac{\rho_0^2}{4} \frac{\Delta^2 - E_D^2}{A^2} \ll 1$. Вытекающее из (12) секулярное уравнение определяет энергетические уровни связанных состояний E_D в зависимости от v , $\boldsymbol{\mu}$ и Δ . Если магнитный момент дефекта имеет только нормальную компоненту, $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{e}_z \mu_z$, система (12) распадается на два независимых уравнения. Первое из них дает решение $f_1(\rho) \neq 0$ и $f_2(\rho) = 0$ с энергией $E_D^{(1)}$, существующее при условии $(v + \mu_z)\Delta > 0$. Другое дает решение $f_1(\rho) = 0$ и $f_2(\rho) \neq 0$ с энергией $E_D^{(2)}$, если $(v - \mu_z)\Delta < 0$. Энергии $E_D^{(1)}$ и $E_D^{(2)}$ как функции потенциала дефекта v переходят друг в друга при инверсии относительно начала координат, $E_D^{(2)}(v) \leftrightarrow -E_D^{(1)}(-v)$. Для немагнитного дефекта ($\mu_z = 0$) при любом v существует только одно связанное состояние внутри щели. На рисунке 4 показана зависимость $E_D^{(1)} = E_D$ в случае $\mu_z = 0$ при $v > 0$ для

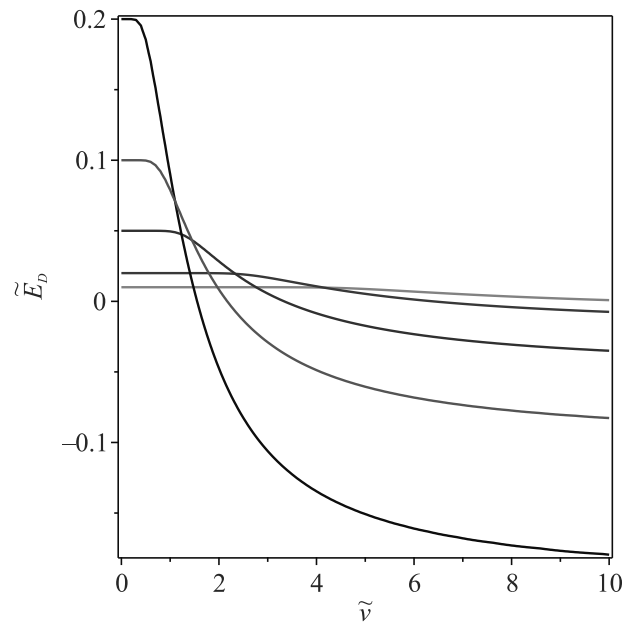


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость энергии связанного электронного состояния от силы потенциального рассеяния на немагнитном короткодействующем дефекте при различных величинах обменной щели в спектре поверхностных состояний АФМ ТИ. Используются безразмерные величины: $\tilde{E}_D = \frac{E_D \rho_0}{2A}$, $\tilde{v} = \frac{v \rho_0}{2A}$, $\tilde{\Delta} = \frac{\Delta \rho_0}{2A}$, где $\tilde{\Delta}$ принимает значения: 0.2 (черная линия), 0.1 (красная), 0.05 (синяя), 0.02 (коричневая), 0.01 (зеленая)

некоторых значений $\Delta > 0$. Можно видеть, что энергия связанного состояния $E_D(v)$ сильно варьируется с амплитудой обменной щели. Рисунок 5 демонстрирует, как зависимость $E_D(v)$ изменяется при включении магнитного момента на дефекте. Компонента μ_z сдвигает ветви $E_D^{(1)}$ и $E_D^{(2)}$ вдоль горизонтальной

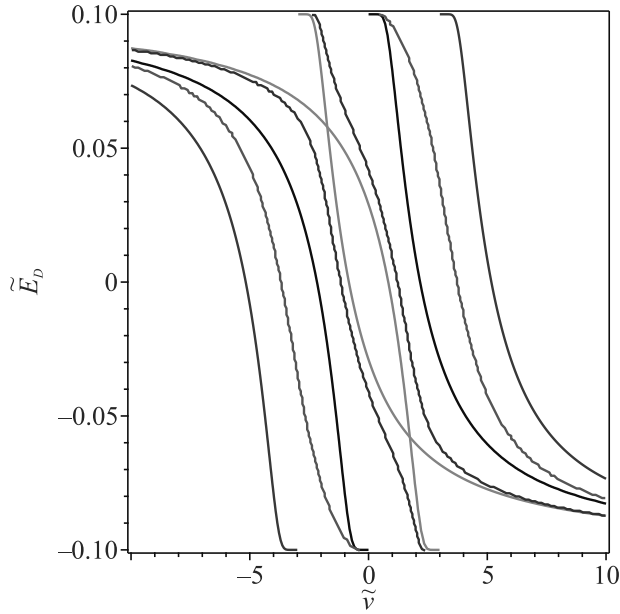


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость энергии связанного электронного состояния от силы потенциального рассеяния v при различных ориентациях магнитного момента $\mu = (\mu_x, 0, \mu_z)$ короткодействующего дефекта на поверхности АФМ ТИ, именно: $\tilde{\mu}_x = 0, \tilde{\mu}_z = 3$ (зеленые линии); $\tilde{\mu}_x = 0, \tilde{\mu}_z = -3$ (коричневые); $|\tilde{\mu}_x| = 1, |\tilde{\mu}_z| = \sqrt{8}$ (синие); $|\tilde{\mu}_x| = 3, |\tilde{\mu}_z| = 0$ (красные). Для сравнения черными линиями представлены уровни для немагнитного дефекта с $\mu_x = \mu_z = 0$. Использованы безразмерные величины: $\tilde{E}_D = \frac{E_D \rho_0}{2\Delta}$, $\tilde{v} = \frac{v \rho_0}{2\Delta}$, $\tilde{\mu}_{x,z} = \frac{\mu_{x,z} \rho_0}{2\Delta}$, $\tilde{\Delta} = \frac{\Delta \rho_0}{2\Delta}$, где $\tilde{\Delta} = 0.1$

оси в противоположных направлениях, не меняя их форму. Таким образом: когда $\mu_z < 0$, какое-либо связанное состояние отсутствует в интервале $|v| < |\mu_z|$; в свою очередь, когда $\mu_z > 0$, пара уровней одинаковой глубины и противоположного знака присутствуют в интервале $|v| < |\mu_z|$. Если имеется продольная компонента момента, $\mu_x \neq 0$, система (12) имеет два двухкомпонентных решения с $f_1(\rho) \neq 0$ и $f_2(\rho) \neq 0$, которые соответствуют двум ветвям связанных состояний. Как понятно из рис. 5, требуется относительно большая сила зависящего от спина рассеяния $\sim \mu_{x,z}$, чтобы заметно повлиять на положение энергетических уровней внутри щели.

Если радиус локализации связанного состояния, $\sim A/\sqrt{\Delta^2 - E_D^2}$, превышает среднее расстояние между ближайшими дефектами, приближение уединенного дефекта становится некорректным. Опираясь на экспериментальные оценки [24], антиузельные дефекты MnBi на поверхности MnBi_2Te_4 можно рассматривать как невзаимодействующие при их концентрации ниже 4 %.

Обсуждение. Согласно вышеизложенным теоретическим доводам, вариацию положения уровня связанного состояния на антиузельном дефекте MnBi в АФМ ТИ MnBi_2Te_4 под влиянием внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ можно представить в виде

$$\frac{dE_D}{d\mathbf{H}} = \frac{\partial E_D}{\partial \mathbf{m}^{(n)}} \frac{d\mathbf{m}^{(n)}}{d\mathbf{H}} + \frac{\partial E_D}{\partial \mu} \frac{d\mu}{d\mathbf{H}}. \quad (13)$$

Здесь первое слагаемое возникает из-за перестройки магнитного порядка $\mathbf{m}^{(n)}$, второе – из-за переориентации момента на дефекте MnBi . В поле умеренной величины (до ~ 10 Тл) эти два процесса коррелируют друг с другом, $\frac{d\mathbf{m}^{(n)}}{d\mathbf{H}} \approx \frac{d\mu}{d\mathbf{H}}$, так как в каждом СБ моменты на дефектах MnBi , $\sim \mu$, проявляют сильную АФМ связь с намагниченностью $\mathbf{m}^{(n)}$ центрального слоя, т.е. $\mu \uparrow \downarrow \mathbf{m}^{(n)}$ [43]. Кроме того, реально в середине СБ моменты Mn показывают ферромагнитный порядок из-за магнитных вакансий на дефектах Bi_{Mn} , поэтому в измерениях намагниченности наблюдают редуцированный средний момент от $2.66\mu_B$ [32] до $3.9\mu_B$ [43] на атом Mn . Именно образцы с ферромагнитными слоями в СБ подвержены спин-флоп переходу при $H_f \approx 3\text{--}4$ Тл и выстраиваются параллельно при $H_s \approx 6\text{--}9$ Тл [1, 10, 28, 30, 40, 43]. Полная поляризация в MnBi_2Te_4 , когда все моменты – и на атомах Mn_{Mn} и на дефектах MnBi – направлены вдоль поля и показывают среднее значение $4.6\mu_B$ на атом Mn , достигается в очень больших полях $H \approx 60$ Тл [43]. Положение уровня E_D , как описано выше (рис. 5), слабо откликается на изменение направления момента μ . К тому же, амплитуда μ , как правило, не превышает силу потенциального рассеяния v . С другой стороны, мы показали, что переориентация намагниченности в поверхностных СБ (при фиксированных v и μ) может существенно повлиять на размер обменной щели 2Δ (рис. 2). В свою очередь, $\frac{\partial E_D}{\partial \mathbf{m}^{(n)}} = \frac{\partial E_D}{\partial \Delta} \frac{d\Delta}{d\mathbf{m}^{(n)}}$, где изменение энергии состояния на дефекте прямо связано с изменением размера щели, $|E_D| < \Delta$ (рис. 4). Таким образом, основной вклад в $\frac{dE_D}{d\mathbf{H}}$ вносит изменение ориентации моментов в центральных слоях СБ $\mathbf{m}^{(n)}$ (первый член в (13)), которое наиболее выражено в неколлинеарной фазе в окрестности критического поля H_f . Причем величина поля спин-флоп перехода определяется траекторией перехода из АФМ фазы в ФМ фазу (или наоборот) и потому может принимать различные значения, $H_f^{(1)}$ или $H_f^{(2)}$, в зависимости от взаимной ориентации моментов подрешеток $\mathbf{m}^{(n)}$ при $\mathbf{H} = 0$ и приложенного поля $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$.

Связанное состояние порождает резкий пик плотности состояний, центрированный при энергии E_D внутри щели, который должен проявиться в тун-

нельной проводимости вблизи уровня Ферми. В работе [32] посредством низкотемпературной сканирующей микроскопии и спектроскопии на поверхности (0001) АФМ ТИ MnBi_2Te_4 ниже T_N было установлено формирование вблизи антиузельных дефектов MnBi связанных электронных состояний, локализованных на масштабе ~ 2.0 нм. Авторы изучили эволюцию локальной плотности состояний вблизи дефекта с ростом внешнего магнитного поля, перпендикулярного поверхности, от -8 до 8 Тл и обнаружили резкое изменение туннельных спектров в узкой окрестности (шириной $\delta H \sim 2$ Тл) двух критических полей -2.0 и 4.0 Тл, которые ассоциируются с поверхностными спин-флоп переходами. В остальной области исследования, которую занимают коллинеарные ФМ и АФМ фазы, изменение туннельных спектров оказалось незначительным. Разработанный выше теоретический подход по сути дела предлагает физический механизм обнаруженного в [32] нетривиального явления и на качественном уровне воспроизводит его основные черты.

Заключение. В данной работе мы аналитически исследовали не только поверхностные топологические состояния, но также связанные состояния на дефекте, свойственные собственному АФМ ТИ с неколлинеарной текстурой намагниченности. Наш подход основан на том характерном для собственных АФМ ТИ типа MnBi_2Te_4 факте, что длина проникновения поверхностного топологического состояния внутрь материала соизмерима с периодом АФМ порядка, а профиль электронной и спиновой плотности зависит от электростатического потенциала поверхности. Поэтому поверхностный спин-флоп переход в магнитной подсистеме, спровоцированный внешним полем, проявляется в основных характеристиках топологического состояния, в частности, в обменной щели. Мы показали, что электронный отклик системы на короткодействующее возмущение поверхностного потенциала проявляется как формирование связанного состояния, энергетический уровень которого определяется шириной обменной щели и силой возмущения. Наши результаты позволяют не только согласованно интерпретировать недавние эксперименты, но и вскрывают новые аспекты взаимосвязи магнитного порядка и нетривиальных электронных состояний в АФМ ТИ.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект # 94031444).

1. М. М. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. (Collaboration), *Nature* **576**, 416 (2019).

2. Y. Tokura, K. Yasuda, and A. Tsukazaki, *Nat. Rev. Phys.* **1**, 126 (2019).
3. B. A. Bernevig, C. Felser, and H. Beidenkopf, *Nature* **603**, 41 (2022).
4. C.-Z. Chang, Ch.-X. Liu, and A. H. MacDonald, *Rev. Mod. Phys.* **95**, 011002 (2023).
5. H. Chi and J. S. Moodera, *APL Mater.* **10**, 090903 (2022).
6. A. Sekine and K. Nomura, *J. Appl. Phys.* **129**, 141101 (2021).
7. Y. Wang, F. Zhang, M. Zeng et al. (Collaboration), *Front. Phys.* **18**, 21304 (2023).
8. R. S. K. Mong, A. M. Essin, and J. E. Moore, *Phys. Rev. B* **81**, 245209 (2010).
9. C. Liu, Y. Wang, H. Li, Y. Wu, Y. Li, J. Li, K. He, Y. Xu, J. Zhang, and Y. Wang, *Nat. Mater.* **19**, 522 (2020).
10. D. Ovchinnikov, X. Huang, Z. Lin, Z. Fei, J. Cai, T. Song, M. He, Q. Jiang, C. Wang, H. Li, Y. Wang, Y. Wu, D. Xiao, J.-H. Chu, J. Yan, C.-Z. Chang, Y.-T. Cui, and X. Xu, *Nano Lett.* **21**, 2544 (2021).
11. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, N. L. Zaitsev et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **104**, 115168 (2021).
12. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, I. I. Klimovskikh et al. (Collaboration), *Sci. Rep.* **10**, 13226 (2020).
13. А. М. Шикин, Д. А. Естунин, Д. А. Глазкова, С. О. Фильнов, И. И. Климовских, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 241 (2022).
14. Y.-J. Hao, P. Liu, Y. Feng et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041038 (2019).
15. H. Li, S.-Y. Gao, S.-F. Duan et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041039 (2019).
16. Y. Chen, L. Xu, J. Li et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041040 (2019).
17. P. Swatek, Y. Wu, L.-L. Wang, K. Lee, B. Schunk, J. Yan, and A. Kaminski, *Phys. Rev. B* **101**, 161109(R) (2020).
18. D. Nevola, H. X. Li, J.-Q. Yan, R. G. Moore, H.-N. Lee, H. Miao, and P. D. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 117205 (2020).
19. M. Garnica, M. M. Otrokov, P. C. Aguilar et al. (Collaboration), *npj Quantum Mater.* **7**, 7 (2022).
20. V. N. Men'shov, I. A. Shvets, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **106**, 205301 (2022).
21. Z. Huang, M.-H. Du, J. Yan, and W. Wu, *Phys. Rev. Materials* **4**, 121202 (2020).
22. X. Wu, C. Ruan, P. Tang, F. Kang, W. Duan, and J. Li, *Nano Lett.* **23**, 5048 (2023).
23. A. Zeugner, F. Nietschke, A. U. Wolter et al. (Collaboration), *Chem. Mater.* **31**, 2795 (2019).
24. M. Liu, C. Lei, H. Kim, Y. Li, L. Frammolino, J. Yan, A. H. MacDonald, and C.-K. Shih, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **119**, e2207681119 (2022).

25. P. M. Sass, J. Kim, D. Vanderbilt, J. Yan, and W. Wu, Phys. Rev. Lett. **125**, 037201 (2020).
26. Y. Deng, Y. Yu, M. Z. Shi, Z. Guo, Z. Xu, J. Wang, X. H. Chen, and Y. Zhang, Science **367**, 895 (2020).
27. S. H. Lee, Y. Zhu, Y. Wang et al. (Collaboration), Phys. Rev. Research **1**, 012011 (2019).
28. C. Lei, O. Heinonen, A. H. MacDonald, and R. J. McQueeney, Phys. Rev. Materials **5**, 064201 (2021).
29. 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).
30. J. Cai, D. Ovchinnikov, Z. Fei, M. He, T. Song, Z. Lin, C. Wang, D. Cobden, J.-H. Chu, Y.-T. Cui, C.-Z. Chang, D. Xiao, J. Yan, and X. Xu, Nat. Commun. **13**, 1668 (2022).
31. M. P. Andersen, E. Mikheev, I. T. Rosen, L. Tai, P. Zhang, K. L. Wang, M. A. Kastner, and D. Goldhaber-Gordon, arXiv:2308.01183v1.
32. G. Qian, M. Shi, H. Chen, S. Zhu, J. Hu, Z. Huang, Y. Huang, X.-H. Chen, and H.-J. Gao, Nano Res. **16**, 1101 (2023).
33. I. P. Rusinov, V. N. Men'shov, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **104**, 035411 (2021).
34. 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).
35. В. Н. Меньшов, И. П. Русинов, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **114**, 768 (2021) [V. N. Men'shov, I. P. Rusinov, and E. V. Chulkov, JETP Lett. **114**, 699 (2021)].
36. В. Н. Меньшов, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **117**, 147 (2023) [V. N. Men'shov and E. V. Chulkov, JETP Lett. **117**, 147 (2023)].
37. C.-X. Liu, X.-L. Qi, H. J. Zhang, X. Dai, Z. Fang, S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **82**, 045122 (2010).
38. V. N. Men'shov, I. A. Shvets, V. V. Tugushev, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **96**, 075302 (2017).
39. В. Н. Меньшов, И. А. Швец, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **110**, 777 (2019) [V. N. Men'shov, I. A. Shvets, and E. V. Chulkov, JETP Lett. **110**, 771 (2019)].
40. 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).
41. J. Ge, Y. Liu, P. Wang, Z. Xu, J. Li, H. Li, Z. Yan, Y. Wu, Y. Xu, and J. Wang, Phys. Rev. B **105**, L201404 (2022).
42. Y. Zhang, K. Deng, X. Zhang, M. Wang, Y. Wang, C. Liu, J.-W. Mei, S. Kumar, E. F. Schwier, K. Shimada, C. Chen, and B. Shen, Phys. Rev. B **101**, 205126 (2020).
43. Y. Lai, L. Ke, J. Yan, R. D. McDonald, and R. J. McQueeney, Phys. Rev. B **103**, 184429 (2021).
44. J. Lu, W.-Y. Shan, H.-Z. Lu, and S.-Q. Shen, New J. Phys. **13**, 103016 (2011).
45. V. A. Sablikov and A. A. Sukhanov, Phys. Status Solidi RRL **8**, 853 (2014).
46. Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица, И. Стиган, Наука, М. (1979).

Reentrant proximity-induced superconductivity for GeTe semimetal

V. D. Esin, D. Yu. Kazmin, Yu. S. Barash, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, E. V. Deviatov¹⁾

Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Russia

Submitted 24 October 2023

Resubmitted 24 October 2023

Accepted 26 October 2023

DOI: 10.31857/S123456782323009X, EDN: mvmcoa

While Weyl semimetals (WSM) with broken time-reversal symmetry are magnetically ordered materials [1], WSMs with broken inversion symmetry have to obtain bulk ferroelectric polarization [1]. Due to the gapless bulk spectrum, a non-centrosymmetric Weyl semimetal is the natural representation of the novel concept of intrinsic polar metal. Among these materials, GeTe is of special interest due to the reported giant Rashba band splitting. Direct correlation between ferroelectricity and spin textures was demonstrated in this material [2]. Ferroelectric Rashba semiconductor GeTe is predicted to be topological semimetal in low-temperature (below 700 K) ferroelectric α -phase [3].

In superconductor structures, field-induced reentrant effects are usually associated here with the influence of the external magnetic field on the spin subsystem. Thus, it is reasonable to study also proximity-induced superconductivity in α -GeTe.

In our experiment, GeTe single crystal flakes are obtained by mechanical exfoliation from the initial ingot. The chosen flake is placed immediately on the standard Si/SiO₂ substrate with pre-defined 2 μ m wide In contact leads. The measurements below are performed within the 30 mK – 1.2 K temperature range in a dilution refrigerator equipped with a superconducting solenoid.

$dV/dI(V)$ differential resistance curves show well-developed Andreev behavior for single In-GeTe junctions. Since Andreev reflection allows subgap transport of Cooper pairs, it appears experimentally as the resistance drop for voltages within the superconducting gap. In our experiment, this bias interval is about ± 0.25 mV, which is approximately twice smaller than the known 0.5 mV bulk indium gap. The gap suppression can be expected for the indium film on a top of a GeTe crystal with giant Rashba splitting, which is characterized by strong spin polarization of the surface [2].

As usual, Andreev reflection can be suppressed by external magnetic field. The detailed picture of the gap suppression is quite complicated, see the colormaps

in Fig. 1a and b for two magnetic field orientations. While the zero-bias anomaly is suppressed monotonically (black color, about 1 Ω level), the gap (the blue regions) is sharply increased above some magnetic field value, which is about 0.05 T for normal field and 0.15 T for the in-plane one, see the $\approx 10 \Omega$ level in Fig. 1a and b. Thus, the suppression pattern is of butterfly shape, demonstrating non-monotonic behavior of the proximized superconductivity on the surface of GeTe single crystal.

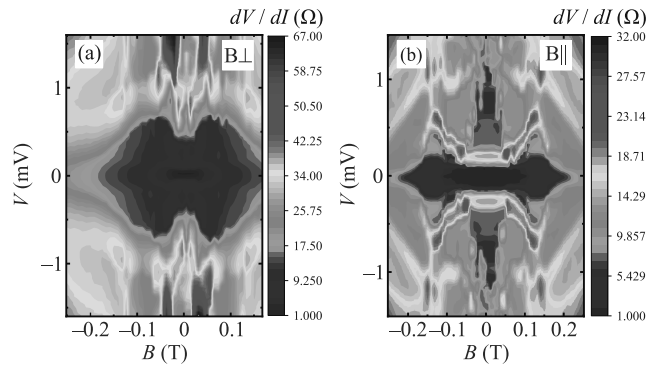


Fig. 1. (Color online) The detailed colormaps of the gap suppression for two, in-plane (a) and normal (b), magnetic field orientations, respectively. The suppression pattern is of butterfly shape, demonstrating non-monotonic behavior of the proximized superconductivity on the surface of GeTe single crystal. The superconducting gap is partially suppressed in zero magnetic field, while it is increased nearly to the bulk value for some finite field (0.05 T for normal field and 0.15 T for the in-plane one) before its full suppression. The data are obtained at 30 mK temperature

Experimental curves also demonstrate reentrant behavior of the Josephson current in magnetic field for double In-GeTe-In junctions: when sweeping from the superconducting (zero-resistance) state, it is suppressed at some magnetic field value, while reappears at higher fields. The reentrant effect is also shown by the colormap. The zero-resistance state forms two distinct areas, which are separated by the finite resistance region,

¹⁾e-mail: dev@issp.ac.ru

in good correspondence to the scan at zero bias. Qualitatively similar reentrant behavior of the Josephson current can be observed for different samples.

As a result, we have detected nonmonotonic effects of the applied external magnetic field in In-GeTe proximity devices, including reentrant superconductivity in In-GeTe-In Josephson junctions. In the latter case, supercurrent reappears at some finite magnetic field. For the Andreev reflection, the superconducting gap is partially suppressed in zero magnetic field, while it is increased nearly to the bulk value for some finite field before its full suppression in Fig. 1.

Since indium is a conventional *s*-wave superconductor, the observed effects should be mostly associated with specific properties of the proximized non-centrosymmetric (ferroelectric) topological semimetal α -GeTe [3].

There are several characteristic features of α -GeTe, which seems to be important in In-GeTe proximity devices. First of all, topological surface states with nontrivial spin textures [2] can play an important role. In addition, there are nontrivial spin textures with nonzero spin winding numbers in the bulk of α -GeTe, which are associated with the type-II Weyl fermions around the triple points of the electronic band structure. Also, the pronounced spin-orbit splitting can influence on the proximity-induced odd-frequency triplet component of the superconductor order parameter and on the charge transport as a whole.

Thus, it seems to be quite natural to model In-GeTe heterostructures as SFN junctions with some definite magnetization and strong spin-orbit coupling. Inhomogeneous spin directions, that are possibly incorporated in the textures, could complicate the model, reduce its anisotropic properties and contribute to the field-induced nonmonotonic behavior [4–6]. The external magnetic field could modify the spin configuration, which firstly increases the superconducting gap to nearly the bulk 0.5 meV value, and suppresses it to zero in higher fields, see Fig. 1. For the Josephson effect, supercurrent flows along the GeTe surface between the In leads in the planar experimental geometry. To-

gether with the gap value, the initial spin polarization of surface states partially suppresses the critical current, which is recovered due to the modified spin-split surface states in finite field before the full Josephson effect suppression. Thus, we attribute the order parameter depletion (or healing) to the consequence of the inverse proximity effect in superconductor-ferromagnet structures.

However, more detailed theoretical studies are required for an unambiguous interpretation of the experimental results. For example, nonmonotonic field dependence of the critical temperature occurs after the transition into the Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) state in hybrid layered SFN heterostructures. Although the FFLO scenario can generally result in the reentrant behavior and looks potentially promising, the role of the strong spin-orbit coupling has not been analyzed in these effects yet, which is crucial for GeTe topological semimetal.

We wish to thank S.S. Khasanov for X-ray sample characterization.

We gratefully acknowledge financial support by the Russian Science Foundation, project RSF-22-22-00229, <https://rscf.ru/project/22-22-00229/>.

This is an excerpt of the article “Reentrant proximity-induced superconductivity for GeTe semimetal”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364023603329

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015001 (2018).
2. Ch. Rinaldi, S. Varotto, M. Asa, J. Ślawinska, J. Fujii, G. Vinai, S. Cecchi, D. Di Sante, R. Calarco, I. Vobornik, G. Panaccione, S. Picozzi, and R. Bertacco, *Nano Lett.* **18**, 2751 (2018).
3. A. Lau and C. Ortix, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 186801 (2019).
4. Yu. S. Barash, I. V. Bobkova, and T. Kopp, *Phys. Rev. B* **66**, 140503 (2002).
5. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, *Phys. Rev. B* **78**, 104509 (2010).
6. H. Meng, X. Wu, and Z. Zheng, *EPL* **104**, 37003 (2013).

Анизотропия критического тока и пиннинг вихрей Абрикосова в магнитном сверхпроводнике $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$

А. Ю. Дегтяренко⁺¹⁾, В. А. Власенко⁺, Т. Е. Кузьмичева⁺, К. С. Перваков⁺, С. Ю. Гаврилкин⁺,
А. Ю. Цветков⁺, С. А. Кузьмичев⁺⁺

⁺ Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга ФИАН, 119991 Москва, Россия

⁺⁺ Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 октября 2023 г.

После переработки 27 октября 2023 г.

Принята к публикации 29 октября 2023 г.

В данной работе впервые проведены систематические исследования плотности критического тока J_c в двух ориентациях магнитного поля $B\parallel ab$ и $B\parallel c$ в монокристалле сверхпроводящего пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, имеющего магнитный порядок ниже T_c и относящегося к семейству 1144. Определена анизотропия J_c и ее температурная зависимость. Показатели степенной зависимости α кривых $J_c(B)$ в полях от 0.1 до 1 Тл хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями для сильного пиннинга вихрей Абрикосова, что также подтверждается значениями силы пиннинга, оцененными с помощью модели Дью-Хьюза.

DOI: 10.31857/S1234567823230106, EDN: zzublb

1. Введение. С момента открытия высокотемпературных сверхпроводников на основе железа произошел значительный прогресс от фундаментальных исследований до практического применения [1–5]. Основным преимуществом железосодержащих сверхпроводников является сочетание уникальных свойств, прежде всего – это высокие значения верхнего критического поля, достигающие 100 Тл [6, 7], плотности критического тока, превышающей 10^6 А/см^2 , и относительно высокой температуры сверхпроводящего перехода, до $T_c \approx 57.5 \text{ К}$ [8–11]. На данный момент наиболее изучены системы 11, 1111, 122 [12–16].

В 2016 году двумя независимыми группами были синтезированы и охарактеризованы поликристаллические образцы двух родственных соединений: $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ и $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, принадлежащих новому семейству 1144 [17, 18]. Характерной особенностью соединений $\text{EuAFe}_4\text{As}_4$ (A – щелочной металл, Rb, Cs) является магнитное упорядочение в плоскостях Eu^{2+} , возникающее при температурах $T_m \approx 15 \text{ К} < T_c$, в результате которого имеет место сосуществование сверхпроводимости и магнитного упорядочения [19, 20]. Кристаллическая структура системы $\text{AeAFe}_4\text{As}_4$ (Ae – щелочноземельный элемент Ca, Sr, Ba, или редкоземельный элемент Eu) с пространственной группой симметрии $\text{P4}/\text{mmm}$ представляет собой сросток двух соединений AeFe_2As_2

($\text{I4}/\text{mmm}$) и AFe_2As_2 ($\text{I4}/\text{mmm}$) [17, 18]. В такой системе при кристаллизации фазы 1144 необходимо выполнение двух условий [21]: во-первых, это согласование по параметрам решетки двух соединений AeFe_2As_2 и AFe_2As_2 , из которых образуется $\text{AeAFe}_4\text{As}_4$, во-вторых разность ионных радиусов Δr должна быть достаточно большой ($\Delta r = r_{\text{Ak}+} - r_{\text{Ae}2+} > 0.35 \text{ \AA}$), чтобы предотвратить образование твердого раствора состава 122. В работе [22] согласно расчету на основе теории функционала плотности показано, что энергия образования фазы 1144 составляет всего несколько десятков мэВ на формульную единицу. Это свидетельствует о том, что соединения 1144 находятся на границе фазовой неустойчивости. При росте сверхпроводящая фаза 1144 конкурирует с фазами 122, образующимися в виде планарных дефектов [23, 24].

Соединение $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$, с момента его открытия, достаточно подробно исследовано [6, 25–30], в то время как данные о свойствах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ практически отсутствуют: получены только предварительные сведения о магнитной и щелевой структуре [31–34]. До сих пор не определены значения многих физических параметров этого материала, таких как лондоновская глубина проникновения λ_L , длина когерентности ξ_0 , первое B_{c1} и второе B_{c2} критические поля, параметр Гинзбурга–Ландау κ .

К настоящему моменту данные о динамике вихрей Абрикосова и характере пиннинга в образцах $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ также отсутствуют. Малое количество

¹⁾ e-mail: degtyarenkoayu@lebedev.ru

экспериментальных исследований $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ вызвано недоступностью качественных монокристаллов в связи с более сложными условиями роста этого соединения по сравнению с другими соединениями семейства 1144 [23, 24]. Кроме того, чрезвычайно высокая активность Cs приводит к неустойчивости соединения $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ в присутствии O_2 и H_2O в большей степени, чем для $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$.

Исходя из вышеописанного, целями настоящей работы являлись: исследование плотности критического тока монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и изучение пиннинга вихрей Абрикосова.

2. Экспериментальная часть. В данной работе были исследованы образцы монокристаллов $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$, выращенные методом “self-flux” из расплава собственного компонента CsAs [34]. Предварительно были синтезированы прекурсоры EuAs, Fe_2As , CsAs из высокочистых элементов Eu (99.99 %), Fe (99.98 %), Cs (99.95 %), As (99.9999 %). Важно отметить, что при подготовке прекурсора CsAs, Cs необходимо брать с избытком для получения гомогенной фазы. Полученные прекурсоры EuAs, Fe_2As и взятый с избытком CsAs смешивали в стехиометрическом соотношении $1:2:[1+y]$, соответственно, где $y = 2.2$; засыпали в корундовые тигли, заваривали в танталовом контейнере в атмосфере аргона высокой чистоты. Далее проводили длительную многоступенчатую термообработку: нагрев за 10 ч до 1200°C с последующей выдержкой 10 ч для гомогенизации расплава, медленное охлаждение со скоростью $2^\circ\text{C}/\text{ч}$ до 920°C и выдержкой при данной температуре 15 ч, затем охлаждение до комнатной температуры за 6 ч. После проведенного синтеза образцы извлекали в аргоновом перчаточном боксе для предотвращения взаимодействия с кислородом и водяными парами.

Как было показано нами ранее [34], использованный метод позволяет получать достаточно крупные (до 2.5 мм) монокристаллы с минимальным (следовым) содержанием несверхпроводящей фазы EuFe_2As_2 (122). Первичная характеристика методами рентгеновской дифракции, электронной микроскопии, резистивных и магнитных измерений показала наличие единственной сверхпроводящей фазы $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и высокую степень однородности ее свойств.

Измерения петель магнитного гистерезиса проводили с помощью вибрационного магнетометра на установке PPMS-9 (Quantum Design) при различных температурах и во внешнем магнитном поле до 9 Тл.

3. Результаты и обсуждение. Для исследования петель магнитной необратимости (гистерези-

са) $M(B)$ от общего объема синтезированного крупного монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ был вырезан образец в форме прямоугольной пластинки с размерами $1.1 \times 0.9 \times 0.08$ мм. Критическая температура $T_c \approx 36.7$ К была определена ранее в нашей работе [34] по данным транспортных $R(T)$ и магнитных измерений $\chi(T)$.

На рисунке 1 представлены изотермические измерения намагниченности $M(B)$ монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и вставки увеличенных областей $M(B)$.

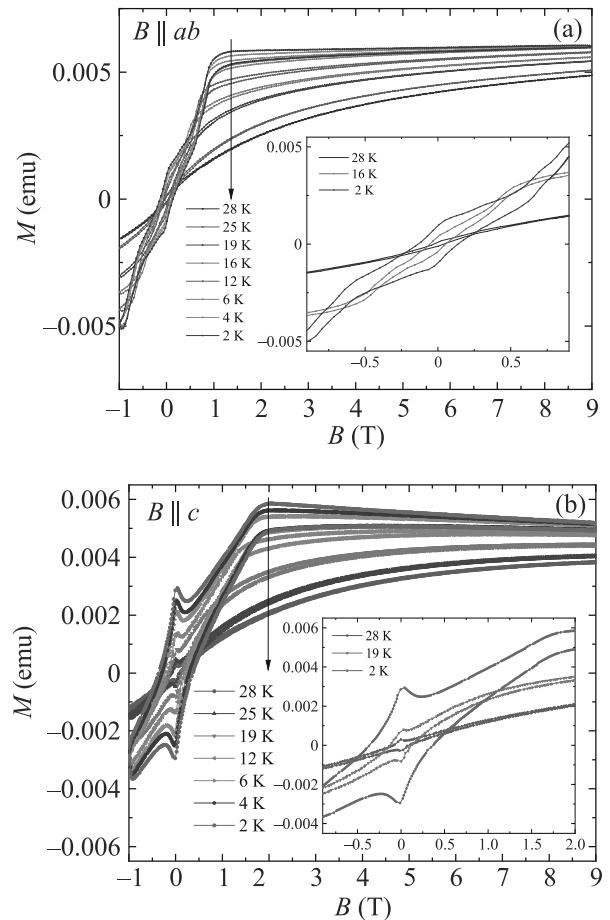


Рис. 1. (Цветной онлайн) Петли магнитной необратимости для монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ в зависимости от магнитного поля при $B \parallel ab$, вставка – увеличенная область центральной части петель при 2, 16 и 28 К (а) и $B \parallel c$ (б) в диапазоне температур от 2 до 28 К, вставка – увеличенная область центральной части петель при 2, 19 и 28 К (б)

Петли магнитной необратимости $M(B)$ были получены в полях до 9 Тл в диапазоне температур $T = 2\text{--}28$ К при направлениях внешнего магнитного поля $B \parallel ab$ и $B \parallel c$, соответственно. Скорость развертки поля составляла $100 \text{ Э}/\text{с}$. Характерный излом на петлях гистерезиса связан с магнитным

упорядочением атомов европия [19, 20]. Магнитное упорядочение и сверхпроводимость пространственно разнесены и слабо влияют друг на друга [26]. Экспериментально было показано, что магнитное упорядочение атомов европия незначительно влияет на величину момента петли магнитной необратимости в полях до 0.4 Тл на родственном соединении $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ [35]. Следовательно, можно пренебречь этим вкладом в общую силу пиннинга вихрей Абрикосова.

В то же время вклад от магнитного перехода фазы 122 при $T \approx 19$ К пренебрежимо мал по сравнению с величиной сигнала от сверхпроводящей фазы, поэтому практически не искажает ширину петли, что дает возможность не учитывать его в дальнейших расчетах [34].

Используя модель критического состояния Бина для “жестких” сверхпроводников II рода, критический ток был рассчитан согласно формуле [36]:

$$J_c = \frac{20\Delta M}{(a(1 - \frac{a}{3b}))}, \quad (1)$$

где $\Delta M = M_{\text{дн}} - M_{\text{ур}}$, $M_{\text{дн}}$ и $M_{\text{ур}}$ – намагниченность образца, измеренная при увеличении и уменьшении магнитного поля. Величины a и b ($b > a$) определяют геометрические размеры прямоугольного образца, при приложенном внешнем магнитном поле перпендикулярно плоскости ab . Критический ток в направлении поля $B \parallel ab$ был оценен в приближении $J_c^{ab} \approx J_c^c$ [37]. Рассчитанные значения $J_c(B)$ при различных температурах, согласно формуле (1), были перестроены в двойном логарифмическом масштабе, как показано на рис. 2а, б, для дальнейшего анализа.

В приложенном внешнем магнитном поле $B \parallel c$ плотность критического тока J_c при температуре 2 К достигает 3.4×10^4 А/см², а для $B \parallel ab$ $J_c \approx 4.9 \times 10^5$ А/см², как видно из рис. 2а, б.

На рисунке 3 приведены полученные по данным рис. 2 температурные зависимости плотности критического тока для двух направлений поля при $B = 0$. Хорошо видно, что обе зависимости имеют значительный прогиб. Если попытаться аппроксимировать их по аналогии с температурной зависимостью собственной (немагнитной) плотности критического тока, т.е. исходя из изменения концентрации куперовских пар с температурой $J_c^{\text{SF}}(T) \propto \Delta(T) \tanh[\Delta(T)/(2k_B T)]$ (где Δ – амплитуда сверхпроводящего параметра порядка, k_B – постоянная Больцмана), то однозонное приближение дает оценку характеристического отношения для эффективной сверхпроводящей щели Δ^{eff} : $2\Delta^{\text{eff}}(0)/k_B T_c \approx 0.7 \ll 3.5$. Поскольку оцененное таким образом

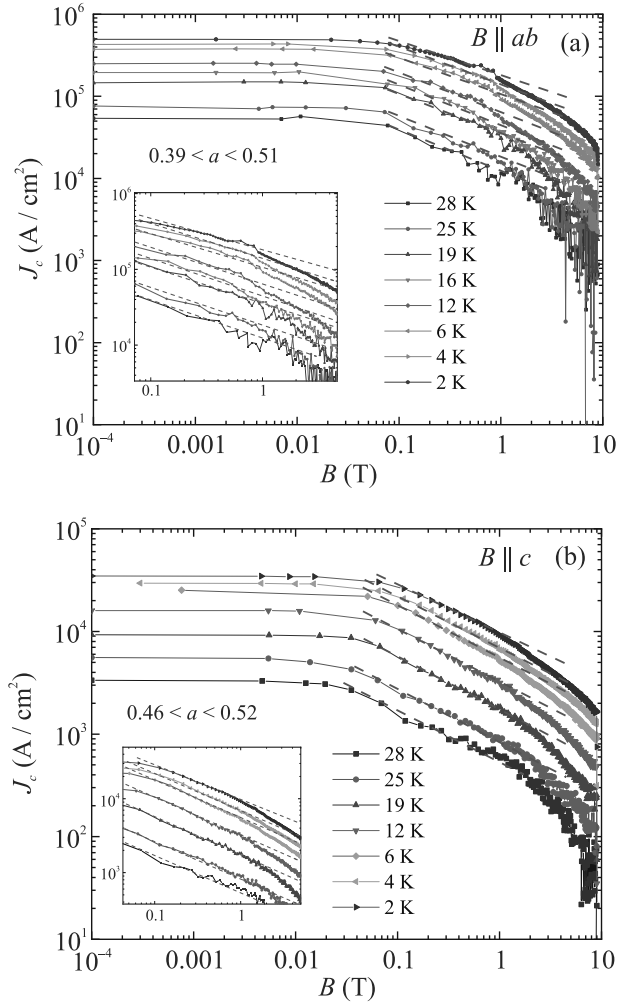


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости плотности критического тока от приложенного магнитного поля при различных температурах для монокристалла $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ при $B \parallel ab$ (а) и $B \parallel c$ (б). На вставках представлены увеличенные области наклона $J_c(B, T)$, по которым проводилось определение показателя степени α

значение заметно ниже предела слабой связи теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) 3.53, можно сделать вывод о том, что полученная зависимость $J_c(T)$ определяется изменением не концентрации куперовских пар, а силы пиннинга от температуры.

Анизотропия плотности критического тока при $T \ll T_c$ составляет $J_c^{B \parallel ab}/J_c^{B \parallel c} \approx 14$ и слабо увеличивается с температурой до 16, как показано на вставке к рис. 3. Схожее значение было получено в работе [37] для родственного соединения $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, относящегося к семейству 1144, но не имеющего дальнего магнитного порядка ниже T_c .

Известно, что пиннинг вихрей Абрикосова в железосодержащих сверхпроводниках может быть описан теорией коллективного пиннинга [38–40]. В ка-

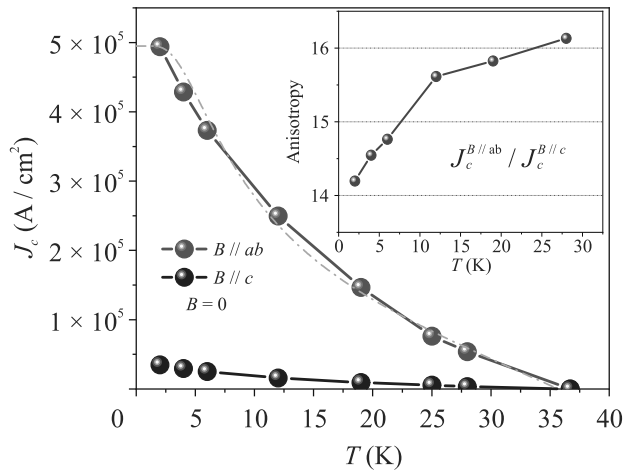


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости плотности критического тока от температуры при $B = 0$ для двух ориентаций $B||ab$ и $B||c$, полученные по данным рис. 2. Штрихпунктирной линией для сравнения показана аппроксимация однозонной БКШ-образной моделью. На вставке приведена температурная зависимость анизотропии критического тока $J_c^{B||ab} / J_c^{B||c}$

честве центров пиннинга могут выступать точечные дефекты, планарные дефекты, двойниковые границы, граница между сверхпроводящей и нормальной фазой [41]. Величина плотности критического тока связана с плотностью и типом центров пиннинга в сверхпроводнике. Согласно модели, предложенной в работе [42], наблюдаемое плато на кривых $J_c(B, T)$, построенное в двойном логарифмическом масштабе в малых полях ($B < 0.1$ Т), связано с эффектом Мейснера ($B < B_{c1}$) и так называемым одновихревым режимом, при котором взаимодействие между вихрями пренебрежимо мало вследствие их малой плотности (удаленности друг от друга). С последующим увеличением плотности вихрей Абрикосова зависимость плотности критического тока от поля ведет себя по степенному закону $J_c(B) \propto B^{-\alpha}$, определяющему тип и силу пиннинга. Показатель степени α зависит от геометрии и количества центров пиннинга, например для наноразмерных дефектов она составляет $\alpha \approx 1/2 - 5/8$ [40, 43]. При наличии нескольких типов дефектов показатель степени α также может уменьшаться при значительном увеличении силы пиннинга [43].

Таким образом, полученная нами при обеих ориентациях поля степенная зависимость вида $J_c \propto B^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 1/2 - 5/8$), при температурах $T \geq (1/2)T_c$ (см. рис. 2 а, б) характерна для сильного пиннинга вихрей Абрикосова [40, 43]. В то же время при уменьшении температуры до 2 К, значения показателя степени α уменьшаются от 0.51 до 0.39 для $B||ab$ и 0.52 до 0.46 в

случае $B||c$, как показано на вставках рис. 2а, б. Аналогичное поведение α наблюдалось в родственном соединении CaK-1144 , где при увеличении плотности наноразмерных центров пиннинга увеличивалась и сила пиннинга [37]. В случае $B||c$, степенной характер полевой зависимости плотности критического тока и величина показателя α в исследуемом образце изменяется в интервале температур от 2 до 28 К слабо, что соответствует описанной выше модели $J_c \propto B^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 1/2 - 5/8$) [44], поэтому в данной ориентации поля количество или вклад различных центров пиннинга значительно не изменяется с температурой.

Учитывая, что при $B||ab$ показатель α достигает более низких значений с понижением температуры, чем в ориентации поля $B||c$, можно сделать вывод о том, что в образце имеются центры пиннинга различной природы (планарные дефекты и наноразмерные включения) [23, 37], которые вносят дополнительный вклад в общий пиннинг вихрей при низких температурах в $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. Данное предположение качественно подтверждается значительно большей плотностью критического тока $J_c^{B||ab}$ по сравнению с $J_c^{B||c}$. Аналогичные величины показателя степени α наблюдались ранее на железосодержащих сверхпроводниках других семейств, для которых нехарактерно фазовое расслоение [45].

Для исследования типа пиннинга данные зависимости плотности критического тока от приложенного поля перестраивались в координатах нормированной силы пиннинга $f_p = F_p / F_{p \max}$ (где $F_p = J_c \times B$) от нормированного магнитного поля $h = B / B_{\text{irr}}$, где B_{irr} – магнитное поле необратимости, рис. 4а, б. Полученные кривые $f_p(h)$ хорошо совпадают, т.е. наблюдается закон подобия (скейлинг). Согласно модели Дью–Хьюза [46], для аппроксимации полученных зависимостей $f_p(h)$ возможно использовать функциональную зависимость вида $f_p(h) \sim h^p \times (1 - h)^q$ [46]. В ориентации поля $B||c$ данные аппроксимируются функцией $f_p(h) \times h^{0.57}(1 - h)^{1.5}$, с положением максимума $h_p \approx 0.28$, где $h_p = p / (p + q)$ для $H||ab$, $f_p(h) \sim h^{0.56}(1 - h)^{1.6}$ и $h_p \approx 0.26$, соответственно.

Степенные коэффициенты p и q , согласно модели Дью–Хьюза, указывают на возможную комбинацию двумерного пиннинга ($p = 0.5, q = 2, h_p = 0.33$) и объемного пиннинга на магнитных дефектах ($p = 0.5, q = 2, h_p = 0.2$). Полученные значения хорошо согласуются с наблюдаемыми планарными дефектами в родственном соединении $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ [23] и возможными магнитными включениями с атомами европия [24]. Схожие показатели степени наблюдались на других железосодержащих сверхпроводниках с редкоземельными магнитными атомами [47].

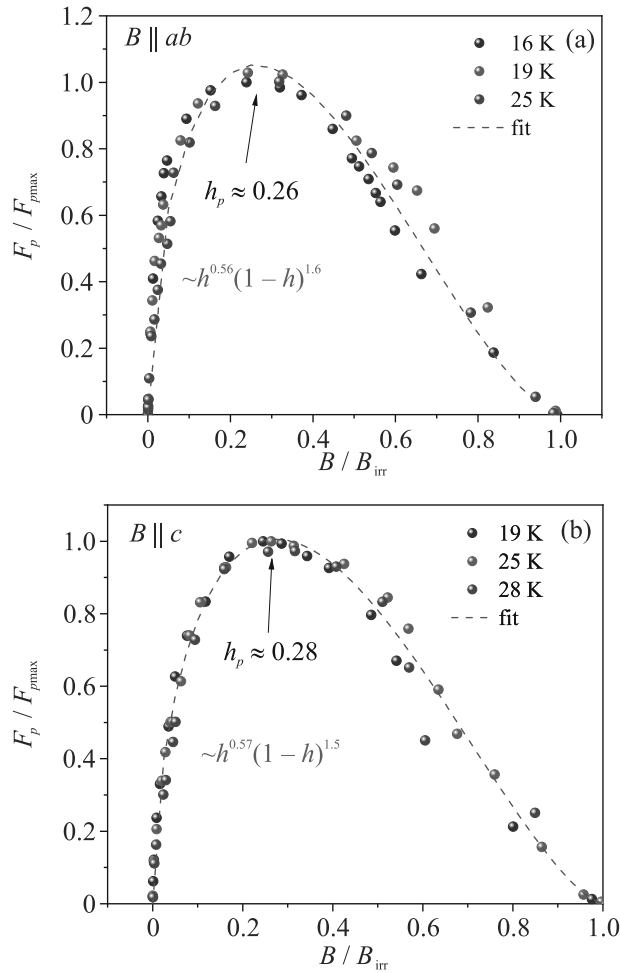


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость нормированной силы пиннинга от нормированного магнитного поля при $B \parallel ab$ (a) и $B \parallel c$ (b) для $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$

4. Выводы. С помощью измерения петель магнитной необратимости получены температурные и полевые зависимости плотности критического тока при двух ориентациях внешнего магнитного поля в монокристаллах сверхпроводника $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. Определена анизотропия критического тока $J_c^{B \parallel ab} / J_c^{B \parallel c} \approx 14\text{--}16$ и показано ее слабое изменение с температурой. Установлено, что полевые зависимости носят степенной характер $J_c(B) \propto B^{-\alpha}$ в интервале от ~ 0.1 до 1 Тл. При ориентации поля $B \parallel c$ полученные величины показателя степени α принимают значения $0.46 < \alpha < 0.52$, что согласуется с теоретическими предсказаниями $J_c \propto B^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 1/2 - 5/8$) и свидетельствует о сильном пиннинге вихрей Абрикосова. При ориентации поля $B \parallel ab$ ($0.39 < \alpha < 0.51$) реализуется смешанный тип пиннинга на точечных и планарных дефектах. Механизм пиннинга, оцененный в рамках модели

Дью-Хьюза, согласуется с данными степенных показателей α .

Авторы благодарят В. М. Пудалова и К. В. Мицена за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке проекта Российского научного фонда # 22-22-00776. Измерения проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. J. Paglione and R. L. Greene, Nat. Phys. **6**, 645 (2010).
3. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma, Mater. Today **21**(3), 278 (2018).
4. C. Yao and Y. Ma, Supercond. Sci. Technol. **32**(2), 023002 (2019).
5. S. Pyon, T. Ito, and T. Tamegai, J. Phys. Conf. Ser. **2323**(1), 012020 (2022).
6. M. P. Smylie, K. Willa, J.-K. Bao, K. Ryan, Z. Islam, H. Claus, Y. Simsek, Z. Diao, A. Rydh, A. E. Koshelev, W.-K. Kwok, D. Y. Chung, M. G. Kanatzidis, and U. Welp, Phys. Rev. B **98**, 104503 (2018).
7. M. Bristow, W. Knafo, P. Reiss, W. Meier, P. C. Canfield, S. J. Blundell, and A. I. Coldea, Phys. Rev. B **101**, 134502 (2020).
8. G. Wu, Y. L. Xie, H. Chen, M. Zhong, R. H. Liu, B. C. Shi, Q. J. Li, X. F. Wang, T. Wu, and Y. J. Yan, J. Phys. Condens. Matter. **21**, 142203 (2009).
9. M. Fujioka, S. J. Denholme, M. Tanaka, H. Takeya, T. Yamaguchi, and Y. Takano, Appl. Phys. Lett. **105**, 10 (2014).
10. K. S. Pervakov, L. F. Kulikova, A. Y. Tsvetkov, and V. A. Vlasenko, Bull. Lebedev Phys. Inst. **49**(8), 242 (2022).
11. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, V. M. Pudalov, E. P. Khlybov, and N. D. Zhigadlo, Phys.-Uspekhi **57**, 819 (2014).
12. J. P. Sun, G. Z. Ye, P. Shahi, J. Q. Yan, K. Matsuura, H. Kontani, G. M. Zhang, Q. Zhou, B. C. Sales, T. Shibauchi, Y. Uwatoko, D. J. Singh, and J. G. Cheng, Phys. Rev. Lett. **118**, 147004 (2017).
13. B. Lei, J. H. Cui, Z. J. Xiang, C. Shang, N. Z. Wang, G. J. Ye, X. G. Luo, T. Wu, Z. Sun, and X. H. Chen, Phys. Rev. Lett. **116**, 077002 (2016).
14. F. Steckel, R. Beck, M. Roslova, M. Abdel-Hafiez, A. U. Wolter, I. Morozov, S. Wurmehl, C. Hess, and B. Büchner, J. Supercond. Nov. Magn. **28**, 1123 (2015).
15. T. Tamegai, T. Suwa, D. Miyawaki, S. Pyon, K. Takano, H. Kajitani, and N. Koizumi, IEEE Trans. Appl. Supercond. **29**(5), 1 (2019).
16. V. A. Vlasenko, A. Y. Degtyarenko, A. I. Shilov, A. Y. Tsvetkov, L. F. Kulikova, A. S. Medvedev, and K. S. Pervakov, Materials **15**(23), 8438 (2022).

17. A. Iyo, K. Kawashima, T. Kinjo, T. Nishio, S. Ishida, H. Fujihisa, Y. Gotoh, K. Kihou, H. Eisaki, and Y. Yoshida, *J. Am. Chem. Soc.* **138**, 3410 (2016).
18. Y. Liu, Y. B. Liu, Z.-T. Tang, H. Jiang, Z. C. Wang, A. Ablimit, and G. H. Cao, *Phys. Rev. B* **93**, 214503 (2016).
19. K. Iida, Y. Nagai, and S. Ishida, *Phys. Rev. B* **100**(1), 014506 (2019).
20. Z. Devizorova and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **100**(10), 104523 (2019).
21. B. Q. Song, M. C. Nguyen, C. Z. Wang, and K. M. Ho, *Phys. Rev. B* **97**, 094105 (2018).
22. Z. C. Wang, S. Q. Wu, L. W. Jie, and G. H. Cao, *Nano Res.* **21**, 3716 (2021).
23. A. Y. Degtyarenko, I. A. Karateev, A. V. Ovcharov, V. A. Vlasenko, and K. S. Pervakov, *Nanomat.* **12**(21), 3801 (2022).
24. V. Vlasenko, K. Pervakov, and S. Gavrilkin, *Supercond. Sci. Technol.* **33**(8), 084009 (2020).
25. D. Collomb, S. J. Bending, A. E. Koshelev, M. P. Smylie, L. Farrar, J. K. Bao, D. Y. Chung, M. G. Kanatzidis, W. K. Kwok, and U. Welp, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 157001 (2021).
26. T. K. Kim, K. S. Pervakov, D. V. Evtushinsky et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **103**(17), 174517 (2021).
27. M. Hemmida, N. Winterhalter-Stocker, D. Ehlers et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **103**(19), 195112 (2021).
28. V. S. Stolyarov, A. Casano, M. A. Belyanchikov et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **98**, 140506 (2018).
29. V. S. Stolyarov, K. S. Pervakov, A. S. Astrakhantseva, I. A. Golovchanskiy, D. V. Vyalikh, T. K. Kim, S. V. Ereemeev, V. A. Vlasenko, V. M. Pudalov, A. A. Golubov, E. V. Chulkov, and D. Roditchev, *J. Phys. Chem. Lett.* **11**, 9393 (2020).
30. J.-K. Bao, K. Willa, M. P. Smylie, H. Chen, U. Welp, D. Y. Chung, and M. G. Kanatzidis, *Cryst. Growth Des.* **18**(6), 3517 (2018).
31. Y. Liu, Y. B. Liu, Q. Chen, Z. T. Tang, W. H. Jiao, Q. Tao, Z. A. Xu, and G. H. Cao, *Sci. Bull.* **61**(15), 1213 (2016).
32. Y. B. Liu, Y. Liu, and G. H. Cao, *J. Phys. Cond. Mat.* **34**(9), 093001 (2021).
33. M. A. Albedah, F. Nejadstattari, Z. M. Stadnik, Y. Liu, and G. H. Cao, *J. Phys. Condens. Matter* **30**(15), 155803 (2018).
34. S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, A. Y. Degtyarenko, S. Y. Gavrilkin, and T. E. Kuzmicheva, *JETP Lett.* **116**(10), 723 (2022).
35. S. Ishida, D. Kagerbauer, S. Holleis, K. Iida, K. Munakata, A. Nakao, A. Iyo, H. Ogino, K. Kawashima, M. Eisterer, and H. Eisaki, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **118**(37), e2101101118 (2021).
36. C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
37. S. Ishida, A. Iyo, H. Ogino, H. Eisaki, N. Takeshita, K. Kawashima, K. Yanagisawa, Y. Kobayashi, K. Kimoto, H. Abe, M. Imai, J. Shimoyama, and M. Eisterer, *npj Quan. Mat.* **4**(1), 27 (2019).
38. A. I. Larkin, *ZhETF* **58**, 1466 (1970).
39. A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, *Phys. B+C* **126**(1), 187 (1984).
40. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**(4), 1125 (1994).
41. C. J. van der Beek, M. Konczykowski, and R. Prozorov, *Supercond. Sci. Technol.* **25**(8), 084010 (2012).
42. R. Willa, A. E. Koshelev, I. A. A. Sadovskyy, and A. Glatz, *Supercond. Sci. Technol.* **31**(1), 014001 (2017).
43. N. Haberkorn, M. Xu, W. R. Meier, J. Schmidt, S. Suárez, S. L. Bud'ko, and P. C. Canfield, *Supercond. Sci. Technol.* **34**(3), 035013 (2021).
44. N. Haberkorn, M. Miura, B. Maiorov, G. F. Chen, W. Yu, and L. Civale, *Phys. Rev. B* **84**, 094522 (2011).
45. V. A. Vlasenko, O. A. Sobolevskiy, A. V. Sadakov, K. S. Pervakov, S. Y. Gavrilkin, A. V. Dik, and Y. F. Eltsev, *JETP Lett.* **107**, 119 (2018).
46. D. Dew-Hughes, *Phil. Mag.* **30**, 293 (1974).
47. Z. Guo, H. Gao, K. Kondo, T. Hatano, K. Iida, J. Hänisch, H. Ikuta, and S. Hata, *SACS Appl. Elect. Mat.* **3**(7), 3158 (2021).

О принципиальном отличии воздействия электрических и механических колебаний на динамику волны зарядовой плотности¹⁾

М. В. Никитин, В. Я. Покровский²⁾, Д. А. Кай, С. Г. Зыбцев

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

Поступила в редакцию 18 октября 2023 г.

После переработки 27 октября 2023 г.

Принята к публикации 29 октября 2023 г.

Сопоставлены эффекты воздействия электрических и деформационных высокочастотных полей на депиннинг и скольжение волны зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике TaS₃. Для обоих типов полей исследованы зависимости величины порогового напряжения, V_t , (0-й ступеньки Шапиро) от амплитуды. Если с увеличением электрического высокочастотного поля, E_{rf} , видна тенденция к ускорению снижения V_t – росту $|dV_t/dE_{rf}|$, с увеличением деформационного поля снижение V_t насыщается. Результат показывает качественное различие механизмов воздействия электрических и деформационных полей на динамику волны зарядовой плотности и объясняется тем, что в первом случае модулируется скорость скольжения волны зарядовой плотности, а во втором – потенциал пиннинга. В практическом плане, результат позволяет отличить механическое воздействие на динамику волны зарядовой плотности от воздействия электрических наводок на той же частоте.

DOI: 10.31857/S1234567823230118, EDN: mvnqyg

Один из характерных эффектов, наблюдаемых при скольжении волны зарядовой плотности (ВЗП) в квазиодномерных проводниках, – синхронизация с внешним высокочастотным (ВЧ) электрическим полем [1, 2]. Синхронизация выражается в появлении на ВАХ образцов в области полей выше порогового, E_t , так называемых ступенек Шапиро (СШ). В области СШ фундаментальная частота скольжения ВЗП в периодическом потенциале пиннинга (ППП), f_f , совпадает с частотой ВЧ поля f или с одной из ее гармоник или субгармоник. Если скольжение ВЗП происходит достаточно когерентно, т.е. в разных точках образца она двигается синфазно относительно PPP, наблюдаются многократные квазипериодические осцилляции величин СШ в зависимости от амплитуды ВЧ напряжения, V_{rf} [2–4]. В частности, наблюдаются осцилляции величины порогового напряжения V_t : ВАХ в области постоянных напряжений $|V_{dc}| < V_t$ можно рассматривать как 0-ю СШ [5].

В ряде квазиодномерных проводников наблюдаются электромеханические эффекты, связанные с взаимным влиянием деформаций ВЗП и решетки кристалла друг на друга. К их числу относятся снижение упругих модулей кристалла при депиннинге ВЗП [6], деформация кристалла при деформации

ВЗП [7–9], особенности деформации образца в области СШ [10], вибрация образцов при скольжении ВЗП [11], в том числе, на частоте f_f [12]. Исследованы и тензорезистивные эффекты [13], в том числе – крутильная модуляция сопротивления [11, 14]. Наблюдался резкий рост тензосопротивления с ростом скорости движения ВЗП [11, 14]. Особым образом на динамику ВЗП воздействует *периодическая* деформация образца: обнаружено, что ВЧ механические колебания образца приводят к особенностям на ВАХ, имеющими вид СШ [15]. Наблюдалось и снижение V_t . Анализ ненулевых СШ показал, что они, как и в случае воздействия ВЧ электрического поля, возникают при условии совпадения частот колебаний образца с f_f [15] или близости к ней³⁾. Ниже, для краткости, мы будем называть наблюдаемые особенности “механическими” СШ.

Как видно из приведенных выше ссылок, наиболее полно электромеханические эффекты исследованы в квазиодномерном соединении TaS₃ ромбической фазы, для которого характерна сильная механическая связь ВЗП и решетки кристалла. В TaS₃ ВЗП формируется при 220 К, а наиболее удобный диапазон температур для исследования электромеханиче-

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

²⁾e-mail: vadim.pokrovskiy@mail.ru

³⁾Некоторое различие нелинейных токов в области механической и электрической СШ при одной и той же частоте было отнесено к пространственной неоднородности деформации образца. Это может приводить к синхронизации скольжения ВЗП не во всем объеме образца.

ских эффектов – 110–140 К. Ниже речь идет о свойствах именно этого соединения

В [15] отмечено, что механические СШ возникают при неожиданно малой амплитуде деформации образца, $\delta\epsilon \sim 10^{-4}$. В рамках модели слабого пиннинга рассмотрен вопрос о причине столь сильного воздействия ВЧ деформации на динамику ВЗП ([16] и сноска 33 в [15]). Приведены качественные соображения о том, что деформации $\epsilon \sim 10^{-4}$ достаточно для существенной перестройки ППП в TaS₃. Поскольку СШ можно рассматривать как колебания вокруг минимума ППП [5], сделан вывод о возможности наблюдения механических СШ при такой величине $\delta\epsilon$. В то же время, вопрос об отличии механизмов воздействия электрических и деформационных колебаний на динамику ВЗП в [15, 16] не обсуждался.

Вместе с тем, научиться отличать воздействие механических ВЧ полей на ВЗП от электрических – интересная задача как с физической, так и с практической точек зрения. Пока что наблюдать СШ, будучи уверенным в их механическом происхождении, удалось только в конфигурации вискера, подвешенного между двумя пьезоактуаторами [15]. В этом случае совпадение частот синхронизации с собственными частотами колебательных мод образца доказывает, что наблюдаемые СШ не связаны с электрическими наводками. Для дальнейших исследований механических СШ хотелось бы освоить другие методики, позволяющие расширить амплитудные и частотные диапазоны деформации вискеро́в. Однако динамическая деформация образцов возбуждается, как правило, с помощью ВЧ электрического поля той же частоты, поэтому проблема выявления воздействия наводок на ВЗП стоит весьма остро. Так, в [17, 18] СШ и подавление порогового поля наблюдались при комнатной температуре на вискерах NbS₃, закрепленных на пластине из ниобата лития со встречно-штыревым преобразователем. Хотя эти особенности ВАХ наблюдались только при возбуждении поверхностной акустической волны (ПАВ) на резонансной частоте около 40 МГц, различить воздействия деформационного и электрического полей ПАВ на ВЗП пока не удалось (см. также ссылку 15 в [19]). Аналогичное затруднение возникло при интерпретации особенностей на ВАХ образцов NbS₃, закрепленных на пластине кварцевого резонатора [17, 18].

Недавно появилось несколько теоретических работ, анализирующих СШ механического происхождения [19–21]. В [21] сделан вывод, что ультразвуковые колебания должны приводить к возникновению преимущественно нечетных СШ (гармоник), что может позволить отличить их от обычных, электриче-

ских, СШ. Этот критерий, к сожалению, трудно применить к TaS₃, так как ВЗП в этом материале не обладает достаточной когерентностью, чтобы анализировать гармонический ряд механических СШ. Кроме того, в [19] отмечено, что в [21] сделаны некоторые недопустимые упрощения в описании пиннинга. В то же время, авторы [19] заметили некоторые другие отличия механических и электрических СШ.

Остановимся чуть подробнее на основных результатах [19]. В этой работе сравнительный анализ СШ акустического и электрического происхождения проведен в рамках классического описания ВЗП в модели Фукуямы–Ли–Райса [22–24]. При этом воздействие поля деформации на ВЗП учитывается в виде периодической по времени добавки к силе пиннинга. Отмечено отличие фрактальных размерностей систем СШ, индуцированных ПАВ и ВЧ электрическим полем. Проведены также расчеты амплитудных зависимостей величин электрических и механических СШ. Показано, что, если в зависимости от V_{rf} наблюдаются осцилляции величин СШ, с ростом амплитуды акустической волны наблюдается монотонный рост величины СШ с тенденцией к насыщению⁴). Аналогичный результат получен для 0-й СШ: V_t монотонно снижается с ростом амплитуды ПАВ (см. дополнительный материал к [19]).

Хотя результаты [19] получены в рамках одной из частных моделей динамики ВЗП, качественное различие амплитудных зависимостей величин механических и электрических СШ, очевидно, выходит за рамки модели Фукуямы–Ли–Райса. Если рассматривать синхронизацию с электрическим полем, для наблюдения СШ необходимо приложить напряжение V_{rf} больше или порядка V_{dc} : согласно [25], в режиме синхронизации ВЗП должна проводить часть времени в поле ниже E_t . Чтобы увидеть осцилляции величин СШ, необходимо приложить еще большее напряжение V_{rf} , которое приводит к движению ВЗП вперед-назад между соседними долинами ППП [5]⁵). Очевидно, такое невозможно, если модулируется не сила, движущая ВЗП, а ППП. Аналогичное рассуждение применимо и к 0-й СШ. 1-й минимум V_t достигается, когда ВЗП колеблется вперед-назад на величину λ , 2-й – на 2λ , и т.д., где λ – период ППП (совпадающий, как правило, с периодом ВЗП). Модуляцию рельефа ППП, в каком-то смысле, можно свести к

⁴) Некоторая немонотонность получилась в области больших амплитуд модуляции силы пиннинга, – более 100 %. Авторы [19] считают столь большие амплитуды нереалистичными.

⁵) Эксперимент [5] показал, что номер минимума величины любой СШ совпадает с числом периодов ВЗП, которое она проходит в обратную сторону за полупериод ВЧ напряжения.

колебаниям ВЗП вокруг потенциального минимума, однако ясно, что в соседнюю долину ВЗП перебраться не получится, по крайней мере, если колебания перезатухающие. Из этих рассуждений следует, что осцилляции $V_t(\delta\varepsilon)$ вряд ли будут наблюдаться, как бы мы ни увеличивали $\delta\varepsilon$.

В данной работе сообщается об исследовании величины 0-й СШ в зависимости от амплитуд ВЧ поля и механических колебаний. Наблюдается качественное отличие зависимостей, в согласии с [19].

Измерения проведены на трех образцах TaS₃. Все данные в статье приведены на репрезентативном образце, имеющем ширину 1.5–2 мкм. Площадь сечения 0.5–1 мкм² мы оценили исходя из тока 1-й СШ и сопротивления при комнатной температуре. Длина подвешенной части образца – 700 мкм, расстояние между нанесенными на его поверхность золотыми контактами – 230 мкм. Для исследования воздействия динамической деформации образца на ВЗП мы использовали методику [15]. Образец подвешивался между двумя пьезоэлектрическим керамическим актюаторами, на которые подавалось ВЧ напряжение V_{act} , частоту которого обозначим f_{act} . Воздействие ВЧ деформации на вид ВАХ образца наблюдалось в тех случаях, когда в образце возбуждались колебания на одной из резонансных частот, f_0 , т.е. при условии $f_{act} = f_0$. Дополнительный эксперимент, в основе которого лежит методика гетеродинирования [26, 27], показал линейность зависимости амплитуды деформации TaS₃ от V_{act} (см. дополнительные материалы, рис. S1).

В данной работе мы приводим результаты воздействия на вид ВАХ образца колебаний на резонансной частоте, близкой к 7 МГц. Частота $f_0 \approx 7$ МГц соответствует моде колебаний, которая, очевидно, относится к возбуждению 2-й гармоники стоячей звуковой волны [28]⁶⁾. Аналогичные результаты, полученные на резонансных частотах 1 и 1.2 МГц, приведены в дополнительных материалах, рис. S2–S7.

На рисунке 1 показаны зависимости дифференциального сопротивления R_d репрезентативного образца TaS₃ от V_{dc} , измеренные методом синхронного детектирования. Показаны кривые без ВЧ воздействий на образец, при возбуждении колебаний на частоте $f_0 \approx 7$ МГц и при приложении V_{rf} на той же частоте. При этом $V_{act} = 20$ В (номинальное напряжение на выходе генератора) – максимальное напря-

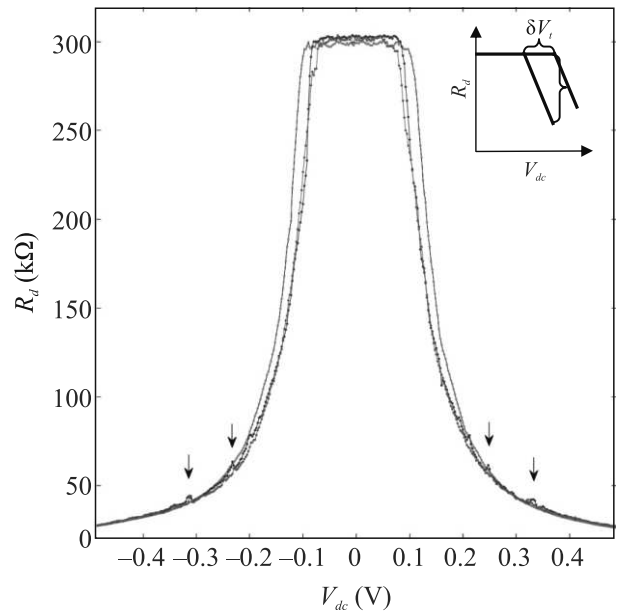


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости $R_d(V_{dc})$ без облучения (серая кривая), при подаче на пьезоактюаторы $V_{act} = 20$ В на частоте $f_{act} = 6.927$ МГц (красная кривая) и при приложении к образцу ВЧ напряжения $V_{rf} = 180$ мВ на частоте $f = 6.927$ МГц (синяя кривая). Стрелками отмечено положение ступенек Шапиро. $T = 119.5$ К. На вставке: схема, иллюстрирующая методику определения снижения V_t , δV_t , по значению R_d при $V_{dc} \approx V_t$ (без ВЧ воздействия)

жение, которое мы подавали на актюаторы, а значение $V_{rf} = 180$ мВ (здесь и всюду указан полный размах напряжения) подобрано так, чтобы приводить к примерно такому же снижению V_t . На кривых $R_d(V_{dc})$, измеренных как при электрическом, так и механическом ВЧ воздействии, можно увидеть 1-ю и 2-ю СШ, причем напряжения механических и электрических СШ близки. Поскольку измерить величины СШ можно лишь очень приблизительно⁷⁾, мы остановились на изучении величины 0-й СШ.

Подавление порогового поля удобно изучать, измеряя R_d при фиксированном напряжении, близком к пороговому, $V_{dc} \approx V_t$ [15, 29]. Как видно из рис. 1, форма кривых R_d от V_{dc} в области $V_{dc} > V_t$ с ростом V_{act} меняется незначительно. Поэтому по величине R_d можно определить значение V_t , считая, что снижение R_d с ростом V_{act} связано со сдвигом кривой $R_d(V_{dc})$ по горизонтали, в сторону меньших $|V_{dc}|$ (см.

⁶⁾ Это видно по значению частоты: длина подвешенной части образца – 700 мкм, скорость звука – 4900 м/с [28]. Наблюдение резонансов на 1-й, 3-й и 4-й гармониках (3.5, 10.5 и 14 МГц), снижение частоты с ростом натяжения образца и некоторые другие детали [28] также подтверждают наш вывод.

⁷⁾ Малые величины СШ связаны также с относительно высокой частотой воздействия на ВЗП, 7 МГц. На частотах 1 и 1.2 МГц степень синхронизации достигала 25 %. Однако при этом с ростом амплитуды $\delta\varepsilon$ существенно изменяется вид ВАХ вблизи V_t , что затрудняет однозначное определение $V_t(\delta\varepsilon)$ (см. дополнительные материалы, рис. S2, S5). Поэтому мы приводим данные для частоты 7 МГц.

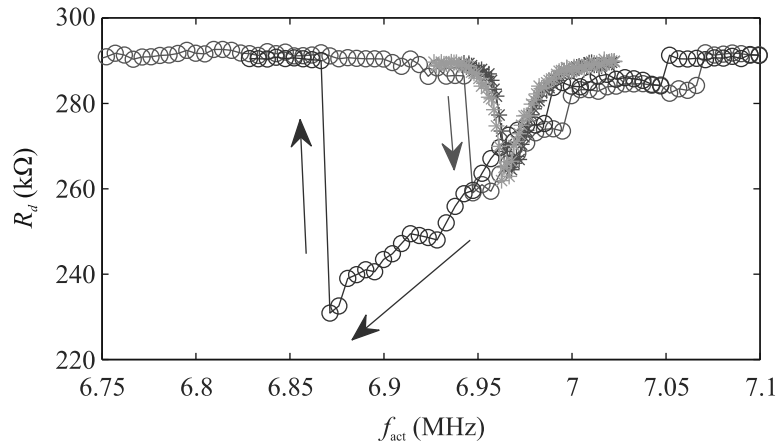


Рис. 2. (Цветной онлайн) Частотные зависимости R_d при $V_{act} = 20$ В (о) и 8.5 В (*), измеренные при двух направлениях развертки f_{act} . Синие (голубые) значки соответствуют понижению f_{act} , красные (пурпурные) – повышению f_{act} . $V_{dc} = 105$ мВ

вставку к рис. 1). При этом благодаря резкому спаду R_d в полях выше V_t методика обладает высокой чувствительностью [29].

Если при воздействии V_{rf} пересчет снижения R_d в V_t – чисто техническая задача, при решении аналогичной задачи для случая V_{act} мы столкнулись с некоторым затруднением. Дело в том, что с ростом $V_{dc} - V_t$, по мере возрастания скорости скольжения ВЗП, снижаются модули упругости кристалла [6]. Если мы зафиксируем V_{dc} и начнем увеличивать V_{act} , с ростом $V_{dc} - V_t$ будет происходить снижение f_0 . Это видно из рис. 2, где показан набор частотных зависимостей $R_d(f_{act})$ при различных значениях V_{act} . Если измерения проводятся при снижении f_{act} , происходит приближение к режиму резонанса сверху по частоте, амплитуда колебаний возрастает, так что снижается и f_0 . В момент, когда f_{act} “догоняет” f_0 , R_d достигает минимума. При дальнейшем снижении f_{act} колебания выходят из резонанса, V_t возрастает, скорость ВЗП уменьшается, и f_0 возрастает. В результате возникшей положительной обратной связи выход из резонанса происходит скачком, как видно из рис. 2. Аналогичные рассуждения показывают, что резонанса невозможно достичь, если R_d записывать при возрастании f_{act} . В этом случае резкий спад R_d происходит с опозданием, на частоте, уже превышающей $f_0(f_{act})$ (см. рис. 2). Подобные скачки и гистерезис на зависимостях $R_d(f_{act})$ наблюдались и в [15]. Исходя из этих наблюдений, мы решили, что для правильного определения $V_t(V_{act})$ следует брать минимальное значение R_d , измеренное при приближении к резонансу сверху.

Таким образом, для определения зависимостей $V_t(V_{act})$, мы прописывали зависимости $R_d(f_{act})$ при

разных значениях V_{act} и определяли снижение V_t по минимальному значению R_d . Все измерения проводились при снижении f_{act} .

На рисунке 3 показаны зависимости $V_t(V_{act})$, полученные на резонансной частоте, близкой к 7 МГц, и $V_t(V_{rf})$, измеренные на той же частоте. Масштаб по оси V_{rf} подобран так, чтобы максимальному значению V_{act} соответствовало напряжение V_{rf} , приводящее примерно к такому же подавлению V_t . Основное, что видно из рис. 3, – качественное отличие зависимостей $V_t(V_{act})$ и $V_t(V_{rf})$. На кривой $V_t(V_{rf})$ заметна выпуклость вверх, т.е. с ростом V_{rf} спад V_t ускоряется. Такая зависимость характерна для соединений с ВЗП. В случае достаточной когерентности скольжения ВЗП дальнейший рост V_{rf} приводит к снижению V_t до нуля и последующим осцилляциям [2–4]. Немонотонный ход $V_t(V_{rf})$ может наблюдаться и в наиболее совершенных образцах TaS₃ [5]. При этом, в области малых V_{rf} для кривой $V_t(V_{rf})$ характерна выпуклость вверх, как и на рис. 3. Зависимость же $V_t(V_{act})$ близка к линейной, с тенденцией к насыщению спада с ростом V_{act} (рис. 3). Таким образом, кривые, представленные на рис. 3, находятся в согласии с [19] и подтверждают качественные соображения о принципиальном отличии механизмов синхронизации скольжения ВЗП с электрическими и деформационными ВЧ полями. К аналогичному выводу привело сопоставление кривых $V_t(V_{act})$ и $V_t(V_{rf})$ на двух других резонансных частотах – 1 и 1.2 МГц (см. дополнительные материалы, рис. S2–S7).

Таким образом, экспериментально установлено качественное различие амплитудных зависимостей порогового поля при подавлении его электрическими и звуковыми колебаниями ВЧ диапазона. Результат

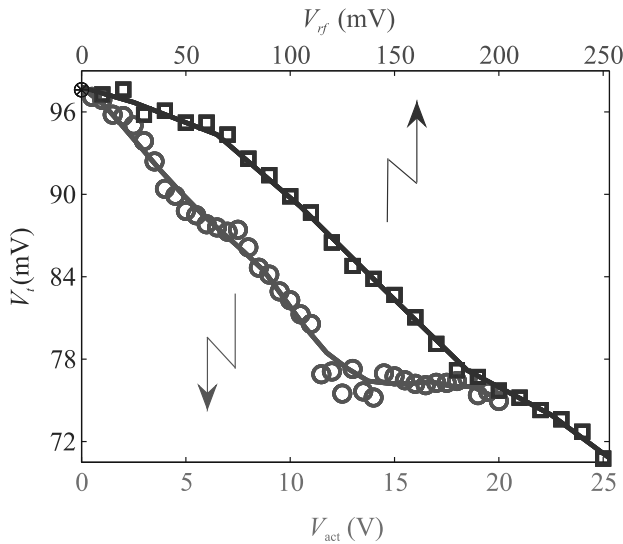


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости порогового напряжения от V_{act} (нижняя шкала) и от V_{rf} (верхняя шкала). $f_{act} \approx f_{rf} = 7$ МГц. Точные значения f_{act} при каждом V_{act} соответствуют минимумам $R_d(f_{act})$ на кривых, аналогичных представленным на рис. 2

отражает отличие механизмов воздействия электрического и деформационного полей на движение ВЗП. Если электрическое поле напрямую модулирует скорость и направление движения ВЗП, механическое воздействие сводится к модуляции силы (или глубины потенциала) пиннинга, и, пользуясь терминологией [19], является вертикальным, а не тянущим по отношению к ППП. Хотя проанализированы амплитудные зависимости только 0-й СШ, нет сомнений, что аналогичный критерий позволит отличить и другие механические СШ от электрических, при условии, что их величины будут достаточны для количественных оценок.

Данный результат важен для дальнейших исследований механизмов взаимодействия ВЗП с механическими полями, поскольку предлагает простой критерий, позволяющий отличить воздействие таких полей от электрических наводок. Использование этого критерия дает возможность преодолеть серьезное препятствие для дальнейших исследований воздействия акустических волн на динамику ВЗП с использованием, например, пластин с ПАВ или кварцевых резонаторов.

Прежде чем завершить статью, необходимо отметить еще одну качественную особенность воздействия резонансных мод на вид ВАХ. При внимательном анализе рис. 1 можно заметить, что степень когерентности скольжения ВЗП, в данном контексте – крутизна спада $R_d(V_{dc})$ выше V_t , уменьшается с ростом V_{act} , но слегка возрастает с ростом V_{rf} , в со-

гласии с [30]. На других резонансных модах это отличие еще заметнее (см. Дополнительный материал, рис. S2 и S5). На рисунке S5 можно также заметить раздвоение порога: срыв ВЗП с примесей происходит в два этапа. Возможно, эти отличия связаны с пространственной неоднородностью поля деформации в образце. Необходимо также учесть, что, при данной технологии возбуждения колебаний образца, при записи $R_d(V_{dc})$ невозможно соблюсти условия резонанса при всех V_{dc} , что связано с изменением упругих модулей [6]. Это также существенно влияет на вид кривой $R_d(V_{dc})$. Для однозначной интерпретации эффекта снижения когерентности ВЗП при действии динамической деформации требуются дальнейшие исследования. Однородности деформационного поля можно достичь, положив образец на пластину с ПАВ или кварцевый генератор при условии, что длина волны будет превышать длину образца. Проблема ухода из резонанса при записи ВАХ также отпадет в этом случае.

Авторы благодарны С. В. Зайцеву-Зотову и И. Г. Горловой за ценные замечания, а также Б. А. Логинову за предоставление пьезоэлектрических керамических актюаторов.

Электромеханические исследования TaS_3 и анализ полученных результатов выполнены М. В. Никитиным при поддержке Российского научного фонда, проект # 22-19-00783. Исследования синхронизации с ВЧ электрическими полями проводились В. Я. Покровским, Д. А. Кай и С. Г. Зыбцевым в рамках Госзадания.

1. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
2. S. Brown and A. Zettl, *Charge Density Wave Current Oscillations and Interference Effects*, in *Charge Density Waves in Solids*, ed. by L. P. Gor'kov and G. Gruner, Elsevier, Amsterdam: North-Holland (1989), v. 25, p. 223.
3. A. Zettl and G. Gruner, Phys. Rev. B **29**, 755 (1984).
4. R. E. Thorne, W. G. Lyons, J. W. Lyding, J. R. Tucker, and J. Bardeen, Phys. Rev. B **35**, 6360 (1987).
5. S. G. Zybtev, S. A. Nikonov, V. Ya. Pokrovskii, V. V. Pavlovskiy, and D. Starešinić, Phys. Rev. B **101**, 115425 (2020).
6. J. W. Brill, *Elastic properties of low-dimensional materials*, in *Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases*, ed. by M. Levy, H. E. Bass, and R. R. Stern, Academic Press, San Diego (2001), v. 2, p. 143.
7. S. Hoen, B. Burk, A. Zettl, and M. Inui, Phys. Rev. B **46**, 1874 (1992).
8. V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtev, and I. G. Gorlova, Phys. Rev. Lett. **98**, 206404 (2007).

9. A. V. Golovnya, V. Ya. Pokrovskii, and P. M. Shadrin, Phys. Rev. Lett. **88**, 246401 (2002).
10. С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, В. Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ **92**, 448 (2010).
11. В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, И. Г. Горлова, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов, УФН **183**, 33 (2013).
12. M. V. Nikitin, S. G. Zybtev, and V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B **86**, 045104 (2012).
13. R. S. Lear, M. J. Skove, E. P. Stillwell, and J. W. Brill, Phys. Rev. B **29**, 5656 (1984).
14. J. Nichols, D. Dominko, L. Ladino, J. Zhou, and J. W. Brill, Phys. Rev. B **79**, 241110R (2009).
15. M. V. Nikitin, S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, and V. A. Loginov, Appl. Phys. Lett. **118**, 223105 (2021).
16. М. В. Никитин, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, XIX Конференция Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления, 26 мая 2022 г. ФИАН. г. Москва, Сборник тезисов, М., Ижевск, Ижевский институт компьютерных исследований (2022), с.107.
17. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, Д. А. Кай, С. Г. Зыбцев, В. В. Колесов, В. В. Кашин, Тезисы III Международной конференции “Физика конденсированных состояний” ФКС-2023, под ред. д.ф.-м.н. Б. Б. Страумала, Черноголовка, 29 мая–2 июня 2023 г., с. 139.
18. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, Д. А. Кай, С. Г. Зыбцев, В. В. Колесов, В. В. Кашин, XX Конференция “Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления” ФИАН, г. Москва, 25 мая 2023 г., Сборник тезисов, М., Ижевск, Ижевский институт компьютерных исследований (2023), с. 138.
19. Yu. Funami and K. Aoyama, Phys. Rev. B **108**, L100508 (2023).
20. Y. Wei and Y. Lei, Phys. Rev. E **106**, 044204 (2022).
21. M. Mori and S. Maekawa, Appl. Phys. Lett. **122**, 042202 (2023).
22. H. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. **41**, 513 (1976).
23. H. Fukuyama and P. A. Lee, Phys. Rev. B **17**, 535 (1978).
24. P. A. Lee and T. M. Rice, Phys. Rev. B **19**, 3970 (1979).
25. S. E. Brown, G. Gruner, and L. Mihály, Solid State Commun. **57**, 165 (1986).
26. V. Ya. Pokrovskii, M. V. Nikitin and S. G. Zybtev, Physica B **460**, 39 (2015).
27. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, А. М. Жихарев, П. В. Лега, Радиотехника и электроника **63**, 248 (2018).
28. М. В. Никитин, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, А. В. Фролов, Письма в ЖЭТФ **109**, 54 (2019).
29. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов, Радиотехника и электроника **63**, 992 (2018).
30. S. G. Zybtev and V. Ya. Pokrovskii, Phys. Rev. B **88**, 125144 (2013).

Одновременное наблюдение циклотронного резонанса дырок и электронов в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe в условиях эффекта “оптического затвора”

Л. С. Бовкун^{+,*}, С. С. Криштопенко^{×,°}, В. Я. Алешкин^{*}, Н. Н. Михайлов[∇], С. А. Дворецкий[∇], Ф. Тепп^{× 1)},
М. Орлита⁺, В. И. Гавриленко^{*}, А. В. Иконников[°]

⁺Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UGA-EMFL-UPS-INSA, FR-38042 Grenoble, France

^{*}Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики имени А. В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

[×]Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, Université de Montpellier, 34095 Montpellier, France

[°]Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[∇]Институт физики полупроводников имени А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 13 октября 2023 г.

После переработки 3 ноября 2023 г.

Принята к публикации 7 ноября 2023 г.

В работе в гетероструктуре HgTe/CdHgTe с двойной квантовой ямой выполнены спектральные исследования фотопроводимости при различных температурах ($T = 5–70$ К), а также исследования магнитопоглощения и магнитотранспорта при $T = 4.2$ К в условиях эффекта “оптического затвора”. Исследования спектров магнитопоглощения при дозированном оптическом воздействии позволили одновременно наблюдать линии поглощения, связанные как с циклотронным резонансом электронов, так и циклотронным резонансом дырок. Сосуществование электронов и дырок в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с относительно большой шириной запрещенной зоны (~ 80 мэВ) указывает на возникновение индуцированного светом сильно неоднородного распределения носителей заряда в плоскости струкуры. Полученные экспериментальные результаты наглядно демонстрируют недостатки управления положением уровня Ферми в гетероструктурах с квантовыми ямами КЯ HgTe/CdHgTe с помощью “оптического затвора”.

DOI: 10.31857/S123456782323012X, EDN: mvtghw

1. Введение. Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe демонстрируют огромное разнообразие физических свойств, что, в первую очередь, связано с качественной перестройкой зонного спектра при изменении толщины КЯ [1–3]: от тривиального изолятора через систему безмассовых двумерных (2D) дираковских фермионов [4–10] к 2D топологическому изолятору [11–13] и далее через 2D полуметалл [14–17] к трехмерному (3D) топологическому изолятору [18, 19]. Двойные квантовые ямы (ДКЯ) HgTe обладают еще большими разнообразием фазовых состояний – в дополнение к указанным выше возможностям в них могут реализовываться состояние “двуслойного графена” и состояние “двойной инверсии” [20]. В первом случае ширина запрещенной зоны может регулироваться с помощью электрического поля, во втором – си-

стема может рассматриваться как топологический изолятор более высокого порядка [21].

Разнообразие различных топологических фаз, а также возможность перестройки ширины запрещенной зоны за счет приложения электрического поля предоставляют потенциально большие возможности для практического применения ДКЯ HgTe/CdHgTe в электронике и оптоэлектронике. Ключевым элементом использования ДКЯ HgTe/CdHgTe в реальных устройствах является возможность управления положением уровня Ферми, концентрацией и типом носителей заряда. В частности, для использования квантованных значений проводимости, наблюдаемой в фазе топологического изолятора [22], необходимо, чтобы уровень Ферми находился в запрещенной зоне объемных состояний. Традиционно, управление положением уровня Ферми в ДКЯ HgTe/CdHgTe достигается путем изготовления структур с электрическими затворами [23–25]. Однако это является технологически сложной задачей, особенно в случае

¹⁾F. Teppe, M. Orlita.

²⁾e-mail: antikon@physics.msu.ru

малых (~ 1 мкм и меньше) структур или больших (несколько мм и больше) затворов.

Альтернативным (и более простым) способом изменения положения уровня Ферми в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe является использование эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП) [26–28]. Такой способ известен как “оптический затвор” [29, 30] или как “оптическое легирование” [8, 31]. Эффект “оптического затвора” заключается в том, что проводимость 2D системы сначала меняется под действием света, а затем это новое состояние сохраняется и после его выключения. В большинстве 2D систем использование эффекта “оптического затвора” может приводить лишь к изменению (увеличению или уменьшению) концентрации носителей заряда (см., например, [32–37]), однако в некоторых системах, в том числе в КЯ HgTe/CdHgTe также может наблюдаться и смена типа проводимости [10, 27, 38]. В частности, в работе [10] было обнаружено, что дозированная подсветка зеленым светом в бесщелевых одиночных КЯ HgTe/CdHgTe приводит к смене типа носителей заряда от дырок к электронам. При этом фактически в работе [10] демонстрируется “одинаковость” электрического и “оптического” затворов. Смена типа проводимости при подсветке была также продемонстрирована и в ДКЯ HgTe/CdHgTe с шириной запрещенной зоны порядка 80 мэВ [38]. Однако в работе [38] изучались лишь два состояния: “темновое” с дырочным типом проводимости и “засвеченное” с электронной проводимостью, обусловленное длительным воздействием света. Также в ДКЯ HgTe/CdHgTe была продемонстрирована возможность *обратимой* смены типа проводимости под действием света с различными энергиями кванта [27]. Все это позволяет надеяться на то, что использование “оптического затвора” в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe позволит за счет варьирования длительности подсветки управлять положением уровня Ферми, в том числе фиксируя его в точке зарядовой нейтральности.

Целью данной работы является выявление поведения уровня Ферми при дозированном оптическом воздействии в структурах с ДКЯ HgTe/CdHgTe с относительно большой шириной запрещенной зоны. Выбор объекта исследований был обусловлен тем, что схожий образец уже демонстрировал смену знака проводимости в условиях эффекта “оптического затвора” [38], а средние значения ширины запрещенной зоны (~ 80 мэВ) в выбранной структуре должны значительно превосходить масштаб ее флуктуаций. Одним из наиболее прямых методов исследования зонной структуры объемных материалов и гетеро-

структур с КЯ является спектроскопия магнитопоглощения, которая в случае слабых магнитных полей (циклотронный резонанс (ЦР)) при различных положениях уровня Ферми позволяет напрямую реконструировать зонный спектр [7, 17]. При измерениях в квантующих магнитных полях зонная структура может быть восстановлена путем сопоставления теоретических расчетов переходов между уровнями Ландау с экспериментально наблюдаемыми особенностями спектров магнитопоглощения [6, 7, 15, 38–46]. Дополнительная информация о ширине запрещенной зоны, а также ее изменении с температурой может быть также получена из результатов исследований спектров фотопроводимости (ФП) [47, 48].

В настоящей работе исследуются спектры магнитопоглощения, фотопроводимости, а также транспортные свойства в ДКЯ HgTe/CdHgTe в условиях эффекта “оптического затвора”. В первой части работы на основании сравнения экспериментальных результатов и модельных расчетов на основе 8-зонного гамильтониана Кейна уточняются параметры ширин слоев в образце с ДКЯ HgTe/CdHgTe. Во второй части работы приводятся результаты исследований магнитопоглощения и эффекта Холла при низких температурах в ДКЯ HgTe/CdHgTe при дозированном оптическом воздействии синим светом. Показано, что последовательная подсветка приводит к смене типа носителей зарядов с дырочного на электронный, что проявляется как в результатах транспортных измерений, так и в спектрах магнитопоглощения. В то же время при некоторой промежуточной подсветке получен неожиданный результат – в спектрах магнитопоглощения удается одновременно наблюдать линии поглощения, связанные как с ЦР электронов, так и ЦР дырок. Сосуществование электронов и дырок в условиях остаточной проводимости в образце с шириной запрещенной зоны порядка 80 мэВ указывает на возникновение сильно неоднородного распределения носителей заряда в плоскости образца в условиях эффекта “оптического затвора”.

2. Методы исследований. Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) толщиной 400 мкм [49, 50]. На подложке выращивался буфер, состоящий из 30 нм слоя ZnTe и толстого (5 мкм) релаксированного слоя CdTe. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 30 нм, двух КЯ HgTe толщиной d , разделенных туннельным барьером $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной t , и верхнего барьера $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 30 нм. Поверх всей структуры выращивался покровный слой CdTe толщиной

40 нм. Структура специально не легировалась. Номинальные ростовые параметры структуры: $x = 0.64$, $d = 4.5$ нм, $t = 3.0$ нм.

Исследования спектров ФП были выполнены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v в диапазоне температур 5–70 К. Для этого на образец размерами 4×5 мм наносились по краям полосковые контакты. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве светоделителя – Mylar Multilayer. Образец размещался в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF, который устанавливался в спектрометр так, чтобы образец находился в фокусе пучка излучения. В криостате использовались окна из полипропилена и майлара. Перед образцом размещался холодный фильтр из черного полиэтилена. Спектральные характеристики всех используемых оптических элементов и фильтров позволяли наблюдать спектры ФП в диапазоне 4–120 мЭВ за исключением области непрозрачности светоделителя 87–92 мЭВ. Спектральное разрешение составляло 1 мЭВ.

Исследования магнитопоглощения выполнялись в Национальной лаборатории сильных магнитных полей (LNCMI-G) в Гренобле (Франция) с помощью фурье-спектрометра Bruker 80v в постоянных магнитных полях до 11 Тл и в МГУ им. М. В. Ломоносова с помощью квантово-каскадных лазеров (ККЛ) терагерцевого диапазона при развертке магнитного поля до 4.5 Тл при $T = 4.2$ К. В первом случае образцы размером 5×5 мм располагались в световодной вставке в центре сверхпроводящего соленоида в жидком гелии. Рядом с образцом размещался светодиод, позволяющий осуществлять дозированную подсветку образца синим светом. Между вставкой и фурье-спектрометром располагался фильтр из черного полиэтилена или селенида цинка. Исследования выполнялись в геометрии Фарадея – ось роста ДКЯ HgTe/CdHgTe была параллельна магнитному полю и направлению распространения излучения. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве светоделителей – Mylar Multilayer или KBr. Прошедшее через образец излучение детектировалось композитным кремниевым болометром, сигнал с болометра подавался на аналого-цифровой преобразователь фурье-спектрометра. Полученные спектры нормировались на спектр в нулевом магнитном поле. Спектральное разрешение составляло 0.5 мЭВ.

Измерения в МГУ им. М. В. Ломоносова выполнялись с помощью импульсных ККЛ с частотами 2.27 и 3.0 ТГц, использовавшихся в качестве источников монохроматического излучения (длительность импульса 10–20 мкс, частота повторения 19 Гц). Изме-

рения магнитопоглощения также проводились в геометрии Фарадея. Также имелась возможность подсвечивать образец синим светом. В качестве приемника использовался кристалл Ge:Ga. Прошедшее через образец излучение детектировалось приемником, сигнал с которого усиливался и подавался на стробинтегратор. Параллельно с этими измерениями записывались измерения эффекта Холла, позволяющие определять концентрацию и тип носителей заряда. Для этого на образцы размерами 4×5 мм были нанесены точечные индиевые контакты в холловской геометрии.

Для расчетов зонной структуры, уровней Ландау и матричных элементов переходов исследуемых образцов использовался 8-зонный гамильтониан Кейна в аксиальном приближении для структур с ориентациями (013) [6, 46]. Учитывалась встроенная деформация, вызванная различием постоянных решеток буфера CdTe, барьеров $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и КЯ HgTe. Для определения координатных зависимостей огибающих функции в направлении, перпендикулярном плоскости КЯ, использовалось разложение по плоским волнам. Влияние магнитного поля учитывалось с помощью подстановки Пайерлса, поперечная часть огибающих функций раскладывалась по волновым функциям свободного электрона в однородном магнитном поле. Для численных расчетов огибающих функций и связанных с ними энергий электронов структура рассматривалась как сверхрешетка из слабо связанных квантовых ям с периодом, при котором взаимодействие между ямами не оказывало видимого влияния на энергетический спектр системы. Для описания влияния температуры на зонную структуру ДКЯ HgTe/CdHgTe в 8-зонном гамильтониане Кейна учитывались температурные зависимости ширины запрещенной зоны в HgTe и CdHgTe, разрыва зон на гетерогранице, постоянных решеток материалов слоев, а также упругих констант. Более подробно метод расчета описан в [3]. Зависимость квазиклассической циклотронной массы от концентрации носителей заряда определялась на основе закона дисперсии носителей заряда в конкретной зоне.

3. Результаты и обсуждение.

3.1. Зонные параметры. Согласно результатам расчетов, приведенных в [20], исследуемая структура должна обладать нормальным зонным спектром (все электроноподобные подзоны находятся выше по энергии, чем дырочноподобные). Наши экспериментальные исследования также подтверждают это. На рисунке 1а представлены спектры ФП, измеренные при разных температурах. Видно, что с ростом температуры красная граница ФП смещается в сторо-

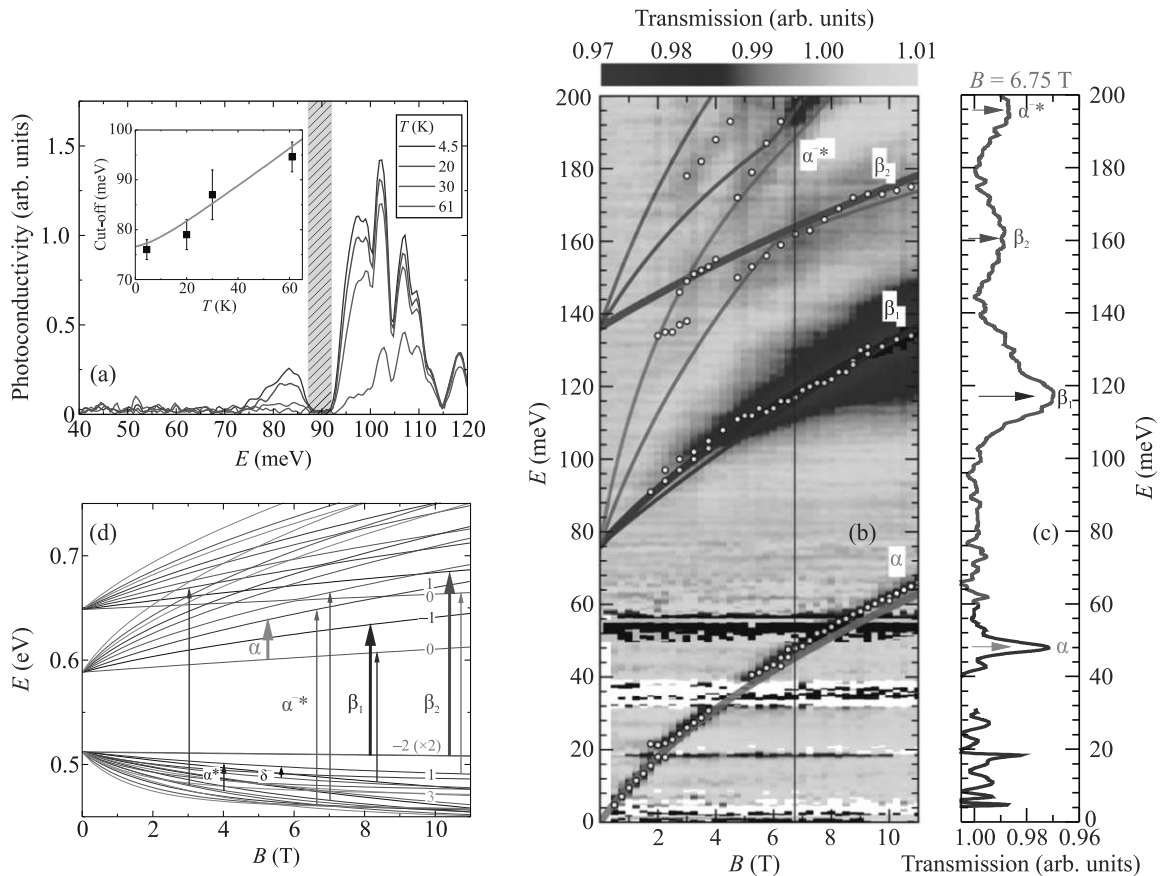


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Спектры ФП двойной КЯ HgTe/CdHgTe, полученные при различных температурах. Серая полоса – область непрозрачности используемого светоделиателя Mylar Multilayer. На вставке: зависимость положения красной границы ФП от температуры (точки) и рассчитанная температурная зависимость ширины запрещенной зоны. (b) – Карта магнитопоглощения и (c) – отдельный спектр магнитопоглощения двойной КЯ HgTe/CdHgTe. Более темные области соответствуют более сильному поглощению. Символы – данные из работы [38]. Линии – рассчитанные переходы между уровнями Ландау с учетом скорректированных параметров. Карта и спектр составлены из двух наборов измерений при использовании разных фильтров и светоделиателей: для измерений при энергиях, меньших 60 мэВ использовался черный полиэтилен и Mylar Multilayer, при энергиях, больших 60 мэВ, – ZnSe и KBr. Тонкая вертикальная линия на карте соответствует магнитному полю 6.75 Тл, для которого приведен спектр. (d) – Рассчитанные уровни Ландау с учетом скорректированных параметров слоев ДКЯ. Нумерация уровней соответствует [6, 39, 46]. Стрелками обозначены наблюдаемые переходы (в обозначениях работ [39, 41, 42, 46]). Верхний уровень Ландау валентной зоны -2 фактически двукратно вырожден вследствие симметричности ДКЯ

ну больших энергий. Это однозначно указывает на то, что исследуемая структура обладает нормальным зонным спектром [48]. Кроме того, данные спектры позволяют оценить ширину запрещенной зоны E_g как 76 ± 3 мэВ при низких температурах. Это очень близко к величине 77 мэВ, указанной в работе [38] для этой же структуры, и существенно превышает значение 31 мэВ, определенное из расчетов зонного спектра с использованием номинальных ростовых параметров. Все это указывает на то, что реальные параметры слоев ДКЯ заметно отличаются от ростовых параметров, определенных с помощью эллипсомерии.

Магнитооптические исследования также подтверждают сделанное предположение. На рисунке 1b показаны полученные в условиях максимальной засветки синим светом (уровень Ферми в зоне проводимости) спектры магнитопоглощения, представленные в виде карты, а на рис. 1c – спектр магнитопоглощения, снятый в магнитном поле 6.75 Тл. В спектрах, в первую очередь, выделяются две основные линии α и β_1 . Первая линия соответствует внутризонному переходу, ее экстраполяция в нулевое магнитное поле дает нулевое значение энергии. Вторая линия соответствует межзонным (одному или нескольким) переходам, ее экстраполяция в нулевое магнитное по-

ле дает ненулевое значение энергии (см., например, [42, 48]) и позволяет оценить ширину запрещенной зоны. Указанное значение составляет 76 ± 2 мэВ, что полностью совпадает с данными по ФП.

Как отмечалось выше, расчеты зонного спектра с использованием номинальных параметров слоев материалов дают величину запрещенной зоны 31 мэВ, поэтому для адекватного теоретического описания наблюдаемых спектров магнитопоглощения необходима корректировка параметров ДКЯ, используемых в расчетах. Аналогичная корректировка использовалась и в работах [38, 41], в которых изучалось магнитопоглощение в других ДКЯ HgTe, выращенных на той же ростовой установке. Поскольку наш образец был выращен в том же ростовом цикле, что и структуры с ДКЯ HgTe/CdHgTe, исследуемые в работе [41], при корректировке параметров ДКЯ мы также проводили уменьшение ширины слоев d и туннельного барьера t , сохраняя долю Cd в барьерах неизменной. Тем не менее, для достижения хорошего согласия между расчетами и экспериментальными данными потребовалась также допустить наличие ненулевой доли кадмия y в слоях КЯ $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$. В конечном итоге, согласие с экспериментальными результатами было достигнуто при следующих параметрах: $x = 0.64$, $y = 0.02$, $d = 4.0$ нм, $t = 2.8$ нм (рис. 1b). При таких параметрах образца линии α в спектрах магнитопоглощения соответствует внутризонный переход $0 \rightarrow 1$ в зоне проводимости, а линии β_1 – межзонные переходы $-2 \rightarrow -1$ и $-1 \rightarrow 0$ (рис. 1d). Более того, при этих параметрах теоретические расчеты не только хорошо описывают поведение других линий в спектрах магнитопоглощения с изменением магнитного поля (рис. 1b), но также и температурную зависимость красной границы ФП (см. вставку на рис. 1a).

3.2. Магнитопоглощение при различных длительностях оптической подсветки. После уточнения реальных параметров слоев образца становится возможным исследование более тонких эффектов. В частности, изучение трансформации линий магнитопоглощения при переходе от дырочного к электронному типу проводимости при использовании “оптического затвора”. На рисунке 2 показаны спектры магнитопоглощения, полученные в “темновых” условиях и после засветки образцов дозированным синим светом. Как видно из рис. 2а, в спектрах магнитопоглощения, полученных в “темновых” условиях, наблюдаются три основные линии: две при энергиях, меньших 30 мэВ (α^* и δ^-), и одна при энергии, большей 100 мэВ (β_1). Последняя линия, как уже говорилось выше, соответствует межзонным

переходам $-2 \rightarrow -1$ и $-1 \rightarrow 0$ (рис. 1d). Расчеты матричных элементов переходов показывают, что основной вклад вносит переход $-2 \rightarrow -1$. Межзонные переходы существенно более чувствительны к флуктуациям параметров структуры (и связанными с ними флуктуациями запрещенной зоны), чем внутризонные переходы. Это приводит к тому, что ширина линии β_1 оказывается заметно большей, чем ширина линий α , α^* и δ^- (рис. 1с, 2). Последние две, очевидно, связаны с внутризонными переходами, поскольку их энергия во всем диапазоне магнитных полей не превышает ширину запрещенной зоны (76 мэВ).

Измерения эффекта Холла показывают, что в “темновых” условиях структура имеет дырочный тип проводимости (кривая 1 на рис. 3а). Кроме того, из рис. 2а можно заметить, что величина магнитного поля (около 5–6 Тл), с которого начинается “возгорание” линии β_1 , совпадает с магнитным полем, в котором интенсивность линий α^* и δ^- существенно убывает. Поскольку основной вклад в линию β_1 дает переход $-2 \rightarrow -1$, то можно утверждать, что “возгорание” линии β_1 связано с появлением электронов на одном из уровней -2 (рис. 1d), что соответствует фактору заполнения $\nu = 2$ (соответствующая концентрация дырок – $\sim 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). В этом случае затухание линий α^* и δ^- будет связано с полным заполнением электронами конечного уровня 1 в валентной зоне (рис. 1d). Это позволяет связать линии α^* и δ^- со внутризонными переходами в валентной зоне $0 \rightarrow 1$ и $2 \rightarrow 1$, соответственно (рис. 1d). Некоторое расхождение положения линии α^* и перехода $0 \rightarrow 1$, а также неполное исчезновение линий α^* и δ^- в полях, больших 5–6 Тл, может быть объяснено “замешиванием” близко расположенных уровней Ландау за счет эффектов понижения симметрии [42, 45], которые в настоящей работе не учитывались. Значения концентраций носителей заряда, полученных из анализа транспортных измерений, слегка отличаются от тех, при которых достигаются факторы заполнения уровней Ландау, обсуждаемых выше. Для темнового случая (кривая 1 на рис. 3а) концентрация дырок, определенная из наклона холловской кривой, составляет всего $0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Скорее всего, такая ситуация связана с пиннингом уровня Ферми на боковом максимуме валентной зоны, дырки в котором не дают вклад в квантовый эффект Холла (КЭХ) [25], что приводит к меньшему значению концентрации при транспортных измерениях в слабых полях.

При использовании оптической подсветки происходит качественное изменение спектров магнитопоглощения за счет эффекта ОФП, ярко выраженно-

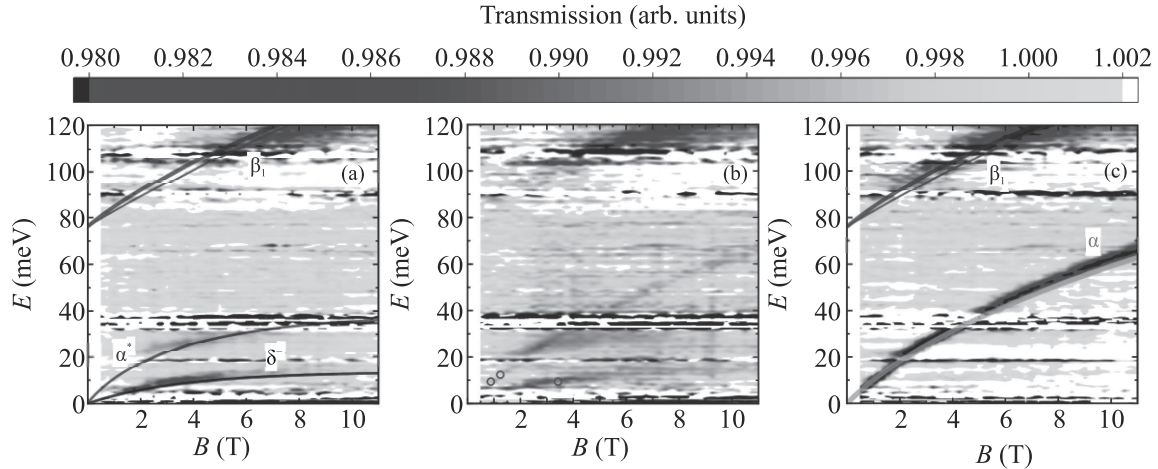


Рис. 2. (Цветной онлайн) Карты магнитопоглощения двойной КЯ HgTe/CdHgTe, полученные: (a) – в “темновых” условиях, (b) – после кратковременной (< 1 с) подсветки синим светом и (c) – после длительной (> 10 с) подсветки синим светом. Более темные области соответствуют более сильному поглощению. Цветные линии отвечают рассчитанным переходам между уровнями Ландау. При измерениях спектров магнитопоглощения использовались фильтр из черного полиэтилена и светоделиитель Mylar Multilayer. Открытые символы на рис. 2b – положения линий магнитопоглощения при измерениях с помощью ККЛ. Рис. 2с фактически частично повторяет рис. 1b

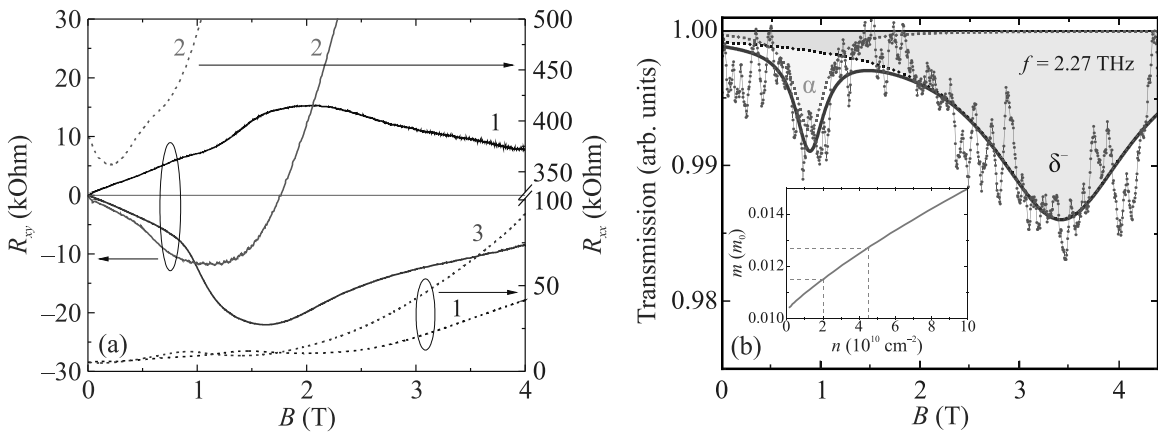


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости холловского (R_{xy} , сплошные линии) и продольного (R_{xx} , штриховые линии) сопротивлений от магнитного поля, измеренные после освещения структуры синим светом. 1 – темновые условия, 2 – после кратковременной (< 1 с) подсветки синим светом, 3 – после длительной (> 10 с) подсветки синим светом. Положительные значения R_{xy} соответствуют дырочному типу проводимости. (b) – Спектр магнитопоглощения двойной КЯ HgTe/CdHgTe, измеренный с помощью ККЛ при фиксированной частоте излучения и развертке магнитного поля после кратковременной подсветки синим светом, и аппроксимация спектра с помощью суммы двух лоренцианов. В спектре наблюдаются линия α , соответствующая ЦР электронов и линия δ^- , соответствующая ЦР дырок. На вставке: зависимость циклотронной массы от концентрации электронов в нижней подзоне зоны проводимости. Штриховыми линиями указаны значения масс, определенных из спектров магнитопоглощения в слабых магнитных полях, и соответствующие им значения концентраций электронов.

го в двойных КЯ HgTe/CdHgTe [27]. Например, после долговременной (> 10 с) подсветки синим светом (рис. 2с) вместо линий α^* и δ^- появляется одна “мощная” линия α , положение которой отлично согласуется с переходом $0 \rightarrow 1$ в зоне проводимости, отвечающему ЦР электронов в квантовом пределе. В слабых полях (< 2 Тл) положение этой линии линейно

зависит от магнитного поля и соответствует линии “классического” ЦР электронов с циклотронной массой $0.0127m_0$. Используя рассчитанную зависимость циклотронной массы от концентрации в зоне проводимости (см. вставку на рис. 3b), можно оценить концентрацию электронов как $4.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Это значение хорошо соответствует значению, полученному

из оценки концентрации по положению плато КЭХ $\nu = 1$ (кривая 3 на рис. 3а). Наблюдение линии ЦР электронов при оптической подсветке хорошо согласуется с транспортными измерениями (рис. 3а), которые подтверждают смену типа проводимости при подсветке (знак эффекта Холла для кривых 1 и 3 на рис. 3а различен).

Наибольший интерес представляют спектры магнитопоглощения в ДКЯ HgTe/CdHgTe, полученные после кратковременной (< 1 с) подсветки синим светом (рис. 2с). Карта магнитопоглощения при этом качественно представляет собой суперпозицию карт, полученных в “темновом” случае и в случае максимальной подсветки. Действительно, как видно из рис. 2b, в спектрах магнитопоглощения одновременно присутствуют как линии α^* и δ^- , связанные с ЦР дырок, так и линия α , связанная с ЦР электронов. Одновременное наблюдение ЦР электронов и дырок также подтверждается результатами измерений магнитопоглощения с помощью ККЛ при фиксированной частоте и развертке магнитного поля (рис. 3b). Отметим, что “возгорание” линии β_1 и “гашение” линий α^* и δ^- на рис. 2b происходит в несколько меньших полях (около 4–5 Тл), чем в темновом случае (рис. 2а) – это свидетельствует о меньшей концентрации дырок ($\sim 2.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). В то же время “классический” ЦР электронов дает массу $0.0115m_0$, что соответствует концентрации электронов $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (см. вставку на рис. 3b). Подчеркнем, что возможность одновременного наблюдения ЦР электронов и дырок сохраняется в течение нескольких часов после выключения оптической подсветки.

Полученные экспериментальные результаты по одновременному наблюдению линий поглощения электронов и дырок в ДКЯ HgTe/CdHgTe с относительно большой шириной запрещенной зоны являются неожиданными и указывают на возникновение сильно неоднородного распределения носителей заряда в плоскости структуры в условиях эффекта “оптического затвора”. Насколько нам известно, возникновение подобных неоднородностей в распределении носителей заряда в условиях ОФП впервые наблюдалось в гетероструктурах с КЯ InAs/AlSb при измерении биений осцилляций продольного магнитосопротивления (осцилляций Шубникова–де Гааза) [51]. В частности, было показано, что появление двух частот в осцилляциях магнитосопротивления напрямую зависело от времени оптической подсветки образца – биения осцилляций присутствовали только для определенной дозы подсветки, в то время как при большой доле подсветки биений не наблюдалось.

Возникновение биений осцилляций Шубникова–де Гааза при этом объяснялось появлением областей с различной плотностью носителей заряда на пути тока в холловской геометрии. По всей видимости, в нашем случае, кратковременная подсветка образца с ДКЯ HgTe/CdHgTe приводит к неоднородному распределению носителей заряда в условиях эффекта “оптического затвора”.

Поскольку в случае ДКЯ HgTe/CdHgTe тип проводимости также зависит от времени подсветки, одновременное появление электронов и дырок при определенной дозе света, обусловленного появлением фотоиндуцированной неоднородности распределения заряда, представляется разумным. Здесь прослеживается прямая аналогия с возникновением биений осцилляций Шубникова–де Гааза в КЯ InAs/AlSb при определенной дозе подсветки [51]. Однако вместо биений осцилляций, в случае ДКЯ HgTe/CdHgTe сосуществование электронов и дырок, пространственно-разделенных в плоскости образца, приводит к выраженной нелинейности холловского сопротивления R_{xy} (кривая 2 на рис. 3а). Очевидно, что масштаб такого неравновесного пространственного разделения электронов и дырок в плоскости ДКЯ должен значительно превышать пространственный масштаб перекрытия их волновых функций для исключения возможности их взаимной рекомбинации. Отметим, что указанный механизм сосуществования электронов и дырок в условиях ОФП не является уникальным свойством ДКЯ HgTe/CdHgTe – он может проявлять себя в любых гетероструктурах с КЯ с нормальным или инвертированным зонным спектром, эффект ОФП в которых приводит к смене типа проводимости. К сожалению, теория для количественного описания возникновения неоднородного распределения носителей заряда в условиях эффекта “оптического затвора” в зависимости от времени оптической подсветки в настоящий момент отсутствует. Однако полученные нами экспериментальные результаты уже сейчас наглядно демонстрируют недостатки управления положением уровня Ферми в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe с помощью “оптического затвора”.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 22-22-00382).

Авторы благодарят за поддержку Национальную лабораторию сильных магнитных полей LNCMI-G, члена европейской лаборатории сильных магнитных полей (European Magnetic Field Laboratory).

1. L. G. Gerchikov and A. Subashiev, Phys. Status Solidi B **160**, 443 (1990).

2. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
3. S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, V. I. Gavrilenko, W. Knap, and F. Teppe, *Phys. Rev. B* **94**, 245402 (2016).
4. B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, *Nat. Phys.* **7**, 418 (2011).
5. З. Д. Квон, С. Н. Данилов, Д. А. Козлов, К. Цот, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 895 (2011).
6. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **86**, 205420 (2012).
7. J. Ludwig, Yu. B. Vasilyev, N. N. Mikhailov, J. M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafeek, and D. Smirnov, *Phys. Rev. B* **89**, 241406(R) (2014).
8. V. Dziom, A. Shuvaev, N. N. Mikhailov, and A. Pimenov, *2D Mater.* **4**, 024005 (2017).
9. M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **96**, 035405 (2017).
10. A. Shuvaev, V. Dziom, J. Gospodarič, E. G. Novik, A. A. Dobretsova, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, and A. Pimenov, *Nanomaterials* **12**, 2492 (2022).
11. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. L. Qi, and S. C. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
12. A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X. L. Qi, and S. C. Zhang, *Science* **325**, 294 (2009).
13. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, A. D. Levin, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 126802 (2015).
14. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшевецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 588 (2008).
15. M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K. V. Maremyanin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, W. Knap, S. A. Dvoretzky, and N. N. Mikhailov, *Nanoscale Res. Lett.* **7**, 534 (2012).
16. А. А. Грешнов, Ю. Б. Васильев, Н. Н. Михайлов, Г. Ю. Васильева, Д. Смирнов, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 108 (2013).
17. J. Gospodarič, A. Shuvaev, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, E. G. Novik, and A. Pimenov, *Phys. Rev. B* **104**, 115307 (2021).
18. C. Brüne, C. X. Liu, E. G. Novik, E. M. Hankiewicz, H. Buhmann, Y. L. Chen, X. L. Qi, Z. X. Shen, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 126803 (2011).
19. D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and D. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 196801 (2014).
20. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, *Sci. Rep.* **6**, 30755 (2016).
21. S. S. Krishtopenko, *Sci. Rep.* **11**, 21060 (2021).
22. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
23. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, F. G. G. Hernandez, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **101**, 241302(R) (2020).
24. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, F. G. G. Hernandez, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **103**, 035302 (2021).
25. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, W. Desrat, S. M. Podgornyykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, F. Teppe, and B. Jouault, *Phys. Rev. B* **102**, 165305 (2020).
26. К. Е. Спирин, Д. М. Гапонова, К. В. Маремьянин, В. В. Румянцев, В. И. Гавриленко, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Физика и техника полупроводников* **52**, 1482 (2018).
27. I. Nikolaev, A. Kazakov, K. Drozdov, M. Bannikov, K. Spirin, R. Menshchikov, S. Dvoretzky, N. Mikhailov, D. Khokhlov, and A. Ikonnikov, *J. Appl. Phys.* **132**, 234301 (2022).
28. M. K. Sotnichuk, A. S. Kazakov, I. D. Nikolaev, K. A. Drozdov, R. V. Menshchikov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, D. R. Khokhlov, and A. V. Ikonnikov, *Photonics* **10**, 877 (2023).
29. A. L. Yeats, Y. Pan, A. Richardella, P. J. Mintun, N. Samarth, and D. D. Awschalom, *Sci. Adv.* **1**, e1500640 (2015).
30. И. Д. Николаев, Т. А. Уаман Светикова, В. В. Румянцев, М. С. Жолудев, Д. В. Козлов, С. В. Морозов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 682 (2020).
31. C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling, K.-M. Dantscher, V. V. Bel'kov, M. A. Semina, M. M. Glazov, L. E. Golub, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **90**, 205415 (2014).
32. A. Kastalsky and J. C. M. Hwang, *Solid State Commun.* **51**, 317 (1984).
33. L. C. Tsai, C. F. Huang, J. C. Fan, Y. H. Chang, and Y. F. Chen, *J. Appl. Phys.* **84**, 877 (1998).
34. W. C. Wang, L. C. Tsai, J. C. Fan, and Y. F. Chen, *J. Appl. Phys.* **86**, 3152 (1999).
35. A. S. Chaves and H. Chacham, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 727 (1995).
36. В. Я. Алшкин, В. И. Гавриленко, Д. М. Гапонова, А. В. Иконников, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, Ю. Г. Садофьев, S. R. Johnson, and Y. H. Zhang, *Физика и техника полупроводников* **39**, 30 (2005).
37. К. Е. Спирин, К. П. Калинин, С. С. Криштопенко, К. В. Маремьянин, В. И. Гавриленко, Ю. Г. Садофьев, *Физика и техника полупроводников* **46**, 1424 (2012).

38. Л. С. Бовкун, С. С. Криштопенко, А. В. Иконников, В. Я. Алешкин, А. М. Кадыков, S. Ruffenach, C. Consejo, F. Teppe, W. Knap, M. Orlita, B. Piot, M. Potemski, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, *Физика и техника полупроводников* **50**, 1554 (2016).
39. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rossler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, and S. Løvold, *Phys. Rev. B* **57**, 14772 (1998).
40. А. В. Иконников, М. С. Жолудев, К. В. Маремьянин, К. Е. Спирин, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 452 (2012).
41. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. V. Maremyanin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, S. S. Krishtopenko, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, M. Orlita, and V. I. Gavrilenko, *Opto-Electronics Review* **27**, 213 (2019).
42. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, and M. Orlita, *J. Phys. Condens. Matter* **31**, 145501 (2019).
43. A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, O. Drachenko et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **94**, 155421 (2016).
44. Л. С. Бовкун, А. В. Иконников, В. Я. Алешкин, С. С. Криштопенко, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, М. Потемски, Б. Пио, М. Орлита, В. И. Гавриленко, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 352 (2018).
45. М. С. Жолудев, Ф. Теп, С. В. Морозов, М. Орлита, К. Консейо, С. Руфенах, В. Кнап, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 895 (2014).
46. A. V. Ikonnikov, M. S. Zholudev, K. E. Spirin et al. (Collaboration), *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 125011 (2011).
47. В. В. Румянцев, А. В. Иконников, А. В. Антонов, С. В. Морозов, М. С. Жолудев, К. Е. Спирин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Физика и техника полупроводников* **47**, 1446 (2013).
48. А. В. Иконников, Л. С. Бовкун, В. В. Румянцев, С. С. Криштопенко, В. Я. Алешкин, А. М. Кадыков, М. Орлита, М. Потемски, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Физика и техника полупроводников* **51**, 1588, (2017).
49. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, *J. Electron. Mater.* **39**, 918 (2010).
50. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky, Y. G. Sidorov, V. A. Shvets, E. V. Spesivtsev, and S. V. Rykhliitski, *Int. J. Nanotechnol.* **3**, 120 (2006).
51. S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, and H. Kroemer, *Phys. Rev. B* **60**, R13989(R) (1999).

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

том 118

Выпуск 12

25 декабря 2023

*Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

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

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

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

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

Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности

О. Е. Вайс⁺¹⁾, М. Г. Лобок^{+*}, А. А. Соловьев[×], С. Ю. Миронов[×], Е. А. Хазанов[×], В. Ю. Быченков^{+*}

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

^{*}Центр фундаментальных и прикладных исследований,
ФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова”, Росатом,
127030 Москва, Россия

[×]Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 13 октября 2023 г.

После переработки 7 ноября 2023 г.

Принята к публикации 9 ноября 2023 г.

Режим релятивистского самозахвата лазерного импульса – эффективный механизм ускорения электронов, позволяющий достичь предельных значений заряда пучка высокоэнергетичных частиц и соответствующего коэффициента конверсии лазерной энергии. Показано, что в таком режиме укорочение импульса фемтосекундного лазера с использованием инновационного метода посткомпрессии *SaCSA* [1] до предельно коротких длительностей с сохранением энергии лазерного пучка приводит к значительному повышению эффективности ускорения частиц. Данный эффект иллюстрируется на примере лазерной установки “Мультитера” для проекта, осуществляемого в рамках российского Национального Центра Физики и Математики (НЦФМ).

DOI: 10.31857/S1234567823240011, EDN: obfrvk

1. Введение. Долгое время среди механизмов лазерного ускорения электронов главное место занимало кильватерное ускорение в классическом режиме возбуждения плазменной волны [2] или в так называемом режиме баббля (“*bubble*”) [3], которые позволяли получать пучки частиц с наибольшей энергией и моноэнергетичным спектром, чему до сих пор уделялось основное внимание [4–6]. Вместе с тем для ряда важных задач оказываются достаточными и меньшие энергии ускоренных электронов, но требуются значительно большие суммарные заряды частиц, которые не могут быть достигнуты в кильватерном ускорении с типичными зарядами мульти-пикокулонного уровня [2, 3]. При этом необходимо, чтобы, с одной стороны, лазерный импульс мог устойчиво распространяться внутри мишени на много рэлеевских длин, эффективно передавая свою энергию ускоряемым частицам, а с другой – такая мишень была бы достаточно плотной, что обеспечило бы существенно более высокий полный заряд ускоренного пучка электронов. Оба фактора достигаются при распространении релятивистски интенсивного импульса лазерного света в режиме релятивистского самозахвата (РСЗ) в плазме с плотностью вплоть

до нескольких десятков процентов от критической плотности. Такой режим был идентифицирован в работах [7–10] для лазерных импульсов ультрарелятивистской интенсивности с суб-ПВт и ПВт мощностью, при этом заряд ускоренных мульти-МэВных электронов оказывался на нанокулонном уровне. Тем не менее лазеры такой мощности не обладают высокой частотой повторения импульсов и зачастую хорошей стабильностью, что требуется для большинства практических применений. В этой связи необходимо понимание возможности реализации лазерного ускорения электронов в режиме РСЗ на гораздо более распространенных фемтосекундных лазерных установках с существенно меньшей мощностью, чему посвящена настоящая работа.

Исследование на основе трехмерного моделирования методом “частица-в-ячейке” (“*particle in cell*”, PIC) [7, 8] выявило возможность распространения релятивистски интенсивного лазерного импульса в однородной плазме околоскритической плотности с формированием лазерно-плазменного солитона, представляющего собой движущуюся со скоростью, близкой к скорости света, каверну, свободную от электронов и заполненную лазерным светом (“лазерная пуля”; ср. [11]). Лазерная пуля устойчиво проходит расстояние, много большее рэлеевской

¹⁾e-mail: ovaivs@lebedev.ru

длины, пока из-за потерь не происходит полное истощение лазерного импульса. В этом режиме релятивистской самофокусировки дифракционная расходимость светового пучка сбалансирована релятивистской нелинейностью среды, связанной с релятивистским утяжелением электронов и их кавитацией, что приводит к самосогласованному установлению определенного поперечного размера плазменной каверны, который остается практически неизменным в течение всего времени распространения лазерного импульса в мишени вплоть до его истощения. Поскольку такой режим распространения, по существу, подобен выявленному почти 60 лет назад самозахвату слабых стационарных лазерных пучков, описываемых нелинейным уравнением Шредингера с кубической нелинейностью [12–14], он был назван РСЗ [7]. Аналогичный найденному в работах [12–14] стационарный режим для лазерного пучка, распространяющегося в релятивистской плазме, был обнаружен в работах [15, 16] на основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера.

Важным шагом, дополняющим исследование [7, 8] случаем режима РСЗ, когда граница на входе лазерного импульса не резкая, а имеет вид преплазмы (рамп плотности), явилась работа [17]. Такая ситуация типична для эксперимента, и в работе [17] была доказана возможность реализации такого режима лазерного распространения в плазме с неоднородным профилем плотности. При этом было показано, что при правильном выборе положения фокуса лазерного пучка относительно профиля плотности и размера пятна фокусировки режим РСЗ оказывается так же эффективен, как и в однородной мишени. Этот важный вывод позволяет во всех исследованиях рассматриваемого режима использовать модель однородной плазмы, что и предполагается ниже, хотя уточняющие детали могут быть получены, следуя работе [17].

Рассматриваемые в настоящей работе лазерные импульсы умеренной мощности (мульти-ТВт) типично имеют длительность в несколько десятков фемтосекунд и даже могут обладать релятивистской интенсивностью, представляющей интерес для РСЗ. Однако, их мощность может быть дополнительно увеличена путем нелинейного укорочения длительности импульса, например, с использованием подхода “сжатия после сжатия” (англ. *Compression after Compression Approach*, CafCA [1, 18, 19]). Подход основан на использовании самомодуляции фазы, возникающей при распространении мощного лазерного импульса через тонкие ($\sim$ мм) диэлектрические

пластины, и последующей коррекции фазы спектра, реализуемой за счет отражения излучения от поверхности чирпирующих зеркал с аномальной дисперсией групповых скоростей. Самомодуляция фазы приводит к уширению спектра, а коррекция фазы обеспечивает сокращение длительности до значений, близких к Фурье пределу импульса с уширенным спектром. Применение CafCA позволяет многократно укоротить лазерный импульс и поднять его мощность без существенных изменений в архитектуре и стоимости лазерной системы. Недавняя экспериментальная апробация метода CafCA [20–25] позволяет надеяться на эффективное применение не только в новых, но и в уже существующих лазерных системах.

В этой работе, имея в виду возможность укорочения лазерного импульса с сохранением его энергии [26], мы ставим своей целью показать, что эффективность лазерного ускорения электронов может быть существенно повышена с использованием предельно коротких лазерных импульсов мульти-ТВт уровня, что заведомо не очевидно. Тем не менее, это доказывается при ускорении электронов в режиме РСЗ с использованием трехмерного численного PIC моделирования и это чрезвычайно важно, поскольку открывается практическая возможность значительно повысить коэффициент конверсии в высокоэнергетичные электроны без повышения энергетики лазерной установки. Ниже соответствующая иллюстрация дается на примере лазерной установки “Мульти-тера” (НЦФМ).

2. Моделирование взаимодействия мульти-тераваттного лазерного импульса с плазменной мишенью. Для анализа ускорения электронов в режиме релятивистского самозахвата лазерного импульса мультитераваттного уровня мощности были проведены серии трехмерных PIC-моделирований взаимодействия лазерного пучка с плазменными мишенями различной плотности при помощи кода VSim (VORPAL, [27]), в котором решается система уравнений Власова–Максвелла. В проведенных расчетах лазерный импульс с длиной волны 0.8 мкм распространялся вдоль оси x и был линейно поляризован вдоль оси z . Расчеты проводились методом движущегося окна так, чтобы при распространении лазерного импульса внутри мишени он полностью находился внутри расчетной области. Энергия лазерного импульса была равна 0.85 Дж, в то время как его длительность и радиус фокального пятна принимали различные значения (см. табл. 1). Лазерный импульс фокусировался на границу плазменной мишени, представляющей собой полностью ионизованную плазму гелия. Последнее является оправдан-

Таблица 1. Полный заряд $Q_{>20}$ и суммарная энергия $W_{>20}$ ускоренных электронов с энергиями, превышающими 20 МэВ, средняя энергия таких частиц $\overline{\varepsilon}_{>20}$ и энергия “отсечки” электронных спектров $\varepsilon_{\max}$, полученные для различных лазерно-плазменных параметров

τ	40 фс	40 фс	10 фс
R_F	4 мкм	2 мкм	2 мкм
a_0	3.57	7.14	14.3
n_e/n_{cr}	0.006	0.033	0.067
$Q_{>20}$	0.01 нКл	2.0 нКл	3.1 нКл
$W_{>20}$	1 мДж	100 мДж	200 мДж
$\overline{\varepsilon}_{>20}$	130 МэВ	55 МэВ	70 МэВ
$\varepsilon_{\max}$	160 МэВ	90 МэВ	120 МэВ

ным, поскольку энергия, требующаяся на полную ионизацию газа в расчетной области, не превышает 10^{-4} от полной энергии лазерного импульса. Концентрация электронов n_e выбиралась таким образом, чтобы радиус фокусировки лазерного импульса R_L и характерная безразмерная амплитуда поля $a_0 = eE_L/m_e\omega_l c$ (где E_L – характерная амплитуда электрического поля лазерного пучка, e и m_e – заряд и масса электрона) примерно отвечали условию релятивистского самозахвата:

$$R_L \sim \frac{c}{\omega_l} \sqrt{a_0 \frac{n_{cr}}{n_e}}, \quad (1)$$

где ω_l – частота лазерного излучения, $n_{cr} = 1.74 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – критическая плотность. В случае релятивистских интенсивностей лазерного импульса, т.е. когда $a_0 \gg 1$, выполнение данного условия обеспечивает устойчивое распространение лазерно-плазменной солитонной структуры внутри мишени на расстояния, существенно превышающие несколько рэлеевских длин [9, 10].

Характерные длительности лазерных импульсов, генерируемых на лазерных установках мультитераваттного уровня мощности, типично составляют несколько десятков фемтосекунд, и поэтому в первой серии численных расчетов было рассмотрено взаимодействие с мишенями различной плотности лазерных импульсов длительностью 40 фс и мощностью 20 ТВт (ожидаемых, например, на лазерной установке “Мультитера”). Как известно, при прохождении лазерного импульса через достаточно плотную плазму, а именно, когда его длина превышает длину плазменной волны $\sigma\tau > \lambda_p$, могут формироваться различные лазерно-плазменные неустойчивости, такие как филаментация и самомодуляция лазерного импульса [28]. Чтобы избежать развитие таких неустойчивостей сначала расчеты проводились для малоплотной плазмы.

В мишени с электронной плотностью $0.0015n_{cr}$ кильватерным образом [2] образовывалась трехмерная плазменная волна и лазерный импульс полностью находился внутри первой плазменной полости. Такая низкая плотность обуславливала лишь небольшое превышение лазерной мощности критического для самофокусировки значения и оказалась ниже пороговой плотности самоинжекции электронов, когда для ускорения заметного числа частиц требовался бы дополнительный источник электронов [29]. Кроме того, в такой малоплотной плазме самосогласованный радиус лазерного импульса (1) оказывается достаточно большим (порядка 6 мкм, что отвечает половине длины лазерного импульса), а величина a_0 мала, близка к 1, что не позволяет выйти на режим РСЗ. Как следствие невысокой надкритичности лазерной мощности, ее некоторое истощение на масштабе рэлеевской длины приводило к возникновению дифракционной расходимости лазерного света на этом масштабе и лазерно-плазменная структура прекращала свое существование.

При повышении плотности плазмы до $0.006n_{cr}$ основная часть энергии импульса также сосредоточена в первой плазменной полости, хотя небольшая ее часть оказывалась и во второй (см. рис. 1). В этом

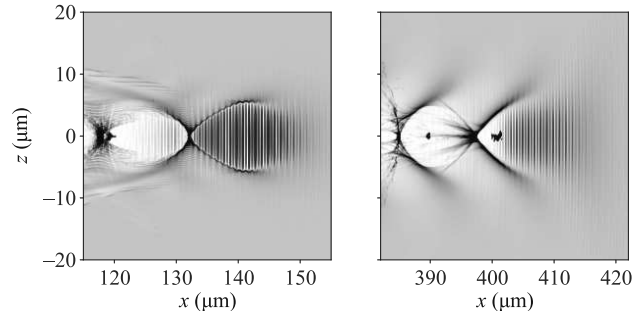


Рис. 1. (Цветной онлайн) Динамика лазерно-плазменной структуры при распространении лазерного импульса длительностью $\tau = 40$ фс в малоплотной плазменной мишени $n_e = 0.006n_{cr}$, распределение электронной плотности в рассматриваемой плоскости показано сине-серым, E_z компонента лазерного импульса показана красно-синим цветом. Панели соответствуют моментам времени: 600 фс (левая) и 1500 фс (правая). Положение левой границы мишени $x = 50$ мкм

случае лишь незначительное превышение длиной импульса плазменной длины волны не приводило к развитию лазерно-плазменных неустойчивостей. Сформировавшаяся лазерно-плазменная структура в виде плазменной волны с лазерным драйвером хотя и меняла свою форму, но распространялась на расстоя-

ния, значительно превышающие рэлеевскую длину, демонстрируя режим, близкий к самозахвату лазерного импульса. Кроме того, рассматриваемая плотность плазмы оказалась выше порога самоинжекции электронов, поэтому при распространении лазерного импульса внутри мишени пучок частиц с суммарным зарядом 10 пКл самоинжектировался в область ускоряющего поля плазменной полости. Такой пучок электронов можно увидеть справа на рис. 1 внутри первой плазменной каверны. В итоге, при ускорении частиц формировался квазимоноэнергетичный спектр с максимумом при $\simeq 145$ МэВ (см. рис. 2), а конверсия энергии лазерного импульса в энергию ускоренных частиц составила $\simeq 0.1\%$.

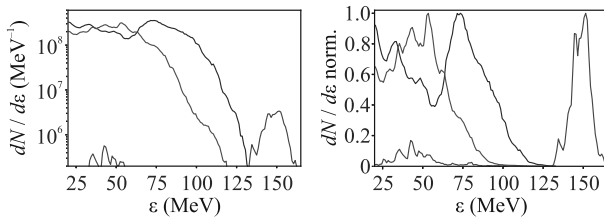


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры электронов, ускоренных в плазменных мишенях при распространении лазерных импульсов различной длительности, в логарифмическом (слева) и линейном масштабах (справа) для следующих лазерно-плазменных параметров: $\tau = 40$ фс и $n_e = 0.006n_c$ (красный), $\tau = 40$ фс и $n_e = 0.033n_c$ (зеленый), $\tau = 10$ фс и $n_e = 0.067n_c$ (синий)

Увеличения конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных электронов, а также увеличения суммарного их заряда можно добиться путем дальнейшего увеличения плотности плазмы. Соответственно, были проведены расчеты по распространению лазерного импульса в плазме плотностью $0.033n_{cr}$ с соответствующим уменьшением диаметра фокального пятна (см. табл. 1). В этом случае длина лазерного импульса существенно превышала длину плазменной волны и изначально сформированная структура в виде плазменного канала, захлопывающегося за лазерным импульсом, в процессе распространения в мишени разбивалась на плазменные полости, заполненные лазерным импульсом (см. рис. 3). При наблюдавшейся самомодуляции лазерного импульса задние плазменные полости оказались неустойчивыми. После прохождения лазерного импульса расстояния $\simeq 250$ мкм, приводящего к значительному его истощению, лазерно-плазменная структура вырождалась в одиночную плазменную каверну с оставшимся лазерным светом в ее головной части, типа так называемого “баббл” [3]. Кроме того, к этому времени также часть энергии лазерного импульса

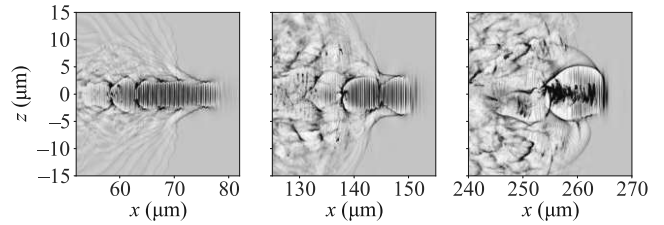


Рис. 3. (Цветной онлайн) Динамика лазерно-плазменной структуры при распространении лазерного импульса длительностью $\tau = 40$ фс в плазменной мишени с $n_e = 0.033n_c$. Панели соответствуют моментам времени: 350 фс (левая), 600 фс (центральная) и 1000 фс (правая). Положение левой границы мишени $x = 30$ мкм

из задних полостей рассеивалась в поперечном направлении.

В последнем случае суммарный заряд ускоренных электронов с энергиями, превышающими 20 МэВ, достиг достаточно высокого значения, ≈ 2 нКл. Спектр электронов стал иметь платообразную форму в логарифмическом масштабе, что показано на рис. 2. Схожие платообразные спектры нами наблюдались для более мощных лазерных импульсов при исследовании РСЗ в плазме околокритической плотности в случае его оптимизации по заряду высокоэнергетичных частиц [30]. Кроме того, аналогичный переход от моноэнергетичного спектра к платообразному при повышении плотности плазмы обсуждался и в экспериментальной работе, посвященной лазерным импульсам с энергиями и длительностями, близкими к рассматриваемым в настоящей работе [31]. Из рисунка 2 видно, что энергия отсечки спектра $\varepsilon_{\max}$, определяемая по уровню 10^{-1} от максимума, равнялась примерно 90 МэВ, в то время как средняя энергия частиц с энергиями от 20 МэВ оказалась равной 55 МэВ. Таким образом, в менее плотной плазме энергии частиц были выше, однако за счет увеличения их полного заряда на 2 порядка, в более плотной плазме, коэффициент конверсии лазерной энергии вырос до 12 %.

Хотя с увеличением плотности плазмы произошло увеличение коэффициента конверсии в высокоэнергетичные частицы, неустойчивости, возникающие в процессе распространения длинного импульса ($st > \lambda_p$) в плазме, приводили к дополнительным потерям его энергии. Развитие таких неустойчивостей можно избежать при использовании более коротких лазерных импульсов, которые могут быть получены на фемтосекундных лазерных установках при помощи метода CafCA практически без потери лазерной энергии [1]. В недавней работе [24] было показано,

что такой подход позволяет получать длительности вплоть до 10 фс, что и было взято за основу ниже проведенного исследования.

Нами были проведены расчеты для 10 фс лазерного импульса с такой же энергией, что и у рассмотренных выше 40 фс импульсов. Это обеспечило увеличение мощности излучения в 4 раза, до 80 ТВт, и, как следствие, увеличение безразмерной амплитуды поля в 2 раза, что позволило использовать еще более плотную плазменную мишень с концентрацией электронов $0.067n_c$, но уже с выполнением неравенства $st \leq \lambda_p$. На рисунке 4 показана

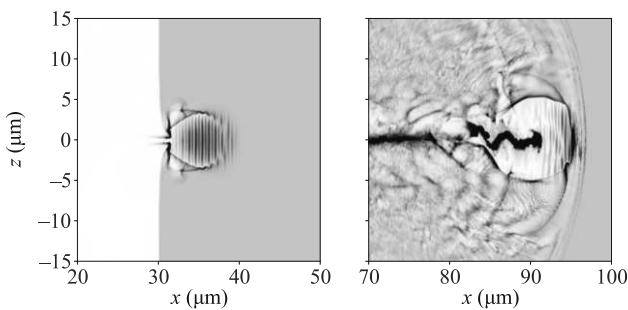


Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика лазерно-плазменной структуры при распространении лазерного импульса длительностью $\tau = 10$ фс в плазменной мишени с $n_e = 0.067n_c$. Панели соответствуют моментам времени: 150 фс (левая) и 350 фс (правая). Положение левой границы мишени $x = 30$ мкм

динамика распространения образовавшейся лазерно-плазменной структуры в виде уединенной плазменной полости. Она первоначально полностью заполнена лазерным импульсом и квазистационарным образом подстраивается под самосогласованный поперечный размер. С точки зрения изучаемой сложной динамической системы режим самозахвата проявляется как аттрактор, соответствующий устойчивому солитонному образованию: лазерно-плазменная каверна. К такому аттрактору притягиваются такие исходные состояния, параметры которых приблизительно удовлетворяют оценочному условию согласования (1), в котором хотя и фигурируют характерные значения поперечного размера каверны, плотности плазмы, лазерного поля, но последние сами меняются в процессе формирования солитонной структуры. Однако свойство устойчивости солитонного решения не приводит к его качественному видоизменению при эволюции по мере распространения, демонстрируя лишь некоторые количественные изменения в форме солитона, в частности поперечное квазистационарное разбухание каверны примерно в 1.5 раза (см. рис. 4). Такое разбухание уже наблю-

далось ранее [8, 32]. Распространение лазерного импульса внутри мишени сопровождалось “затеканием” с задней границы полости большого заряда электронов, который потом ускорялся продольным полем каверны. В проведенных расчетах заряд частиц, ускоренных до энергий, превышающих 20 МэВ, оказался равным ≈ 3 нКл, что существенно превышает результат, полученный для лазерного импульса длительностью 40 фс. Кроме того, коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию таких частиц увеличился до $\approx 23.5\%$, что сопровождалось ростом как средней, так и максимальной энергии частиц (см. табл. 1 и рис. 2). С учетом того, что в методе CafCA при укорочении лазерного импульса потери энергии при трансформации незначительны [26], то согласно полученным нами результатам применение этого метода обеспечит наиболее эффективную генерацию высокоэнергетичных электронов. Это обосновывает целесообразность проведения соответствующего эксперимента.

Как видно из расчетов, устойчивое распространение лазерного импульса релятивистской интенсивности реализуется, когда условие $st \lesssim \lambda_p$ выполнено, что не позволяет развиваться неустойчивостям, и когда дифракционная расходимость скомпенсирована релятивистской самофокусировкой, т.е. выполнено условие $a_0 \gg 1$ и условие (1). В этом случае выполняется неравенство $st \lesssim R$ и неравенство $\sqrt{W_L^*/R^2st} \gg 1$, где $W_L^* = a_0^2 R^2 st$ – нормированная энергия лазерного импульса. Из чего следует, что $\sqrt{W_L^*/(st)^3} \gg 1$, т.е. для заданной энергии лазерного импульса существует наибольшая длительность, при которой РСЗ-режим распространения возможен. Серия численных моделирований показала, что для лазерного импульса с энергией 0.85 Дж длительность 40 фс отвечает границе выполнимости данного условия, поэтому для более длинных лазерных импульсов режим распространения без неустойчивостей, рассматриваемый в данной статье, оказывается не реализуем.

3. Выводы. В настоящей работе было проведено исследование ускорения электронов при распространении лазерного импульса мультитераваттного уровня мощности в режиме РСЗ. Было показано, что для лазерного импульса с энергией 0.85 Дж длительность импульса 40 фс оказывается предельной для его распространения в режиме РСЗ без развития лазерно-плазменных неустойчивостей. При прохождении такого импульса через малоплотную мишень формировался 10 пКл пучок электронов с коэффициентом конверсии 0.01 % от лазерной энергии. В значительно более плотной мишени, хотя и развивались

лазерно-плазменные неустойчивости, полный заряд ускоренных электронов вырос до 2 нКл, а коэффициент конверсии – до 12 %. Однако, наибольшую эффективность по величине конверсии и полному заряду ускоренных частиц демонстрирует режим РСЗ в плотной газовой плазме, который достигается ускорением лазерного импульса. В работе, на примере параметров лазерной установки “Мультитера” было показано, что посткомпрессия лазерного импульса до 10 фс может довести полный электронный заряд и коэффициент трансформации до значений 3 нКл и 23 %, соответственно.

Проведенное исследование намечает путь к созданию эффективного лазерного ускорителя электронов на установке “Мультитера”. При этом важная роль должна принадлежать внедрению методики СаfСА (“сжатие после сжатия”), позволяющий существенно расширить прикладной потенциал лазерной системы.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект “Физика высоких плотностей энергии. Этап 2023-2025”). О. Е. Вайс выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики “Базис” (грант # 22-1-3-28-1).

1. E. A. Khazanov, S. Yu. Mironov, and G. Mourou, *Phys.-Uspekhi* **62**, 1096 (2019).
2. T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
3. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).
4. H. T. Kim, K. H. Pae, H. J. Cha, I. J. Kim, T. J. Yu, J. H. Sung, S. K. Lee, T. M. Jeong, and J. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 165002 (2013).
5. W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. B. Schroeder, Cs. Tóth, J. Daniels, D. E. Mittelberger, S. S. Bulanov, J.-L. Vay, C. G. R. Geddes, and E. Esarey, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 245002 (2014).
6. A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **122**, 084801 (2019).
7. V. Yu. Bychenkov, M. G. Lobok, V. F. Kovalev, and A. V. Brantov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 124004 (2019).
8. M. G. Lobok, A. V. Brantov, and V. Yu. Bychenkov, *Phys. Plasmas* **26**, 123107 (2019).
9. V. F. Kovalev and V. Yu. Bychenkov, *Phys. Rev. E* **99**, 043201 (2019).
10. V. Yu. Bychenkov and V. F. Kovalev, *Radiophys. Quantum Electron.* **63**, 742 (2021).
11. S. V. Bulanov, F. Pegoraro, and A. M. Pukhov, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 710 (1995).
12. В. И. Таланов, *Известия ВУЗов. Радиофизика* **7**, 564 (1964).
13. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. Townes, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479 (1964).
14. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, *ЖЭТФ* **50**, 1537 (1966).
15. A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, O. B. Shiryaev, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, J. C. Solem, T. S. Luk, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *Phys. Rev. A* **45**, 5830 (1992).
16. А. Комашко, С. Мушер, С. Турицын et al. (Collaboration), *Письма в ЖЭТФ* **62**, 849 (1995).
17. В. Ю. Быченков, М. Г. Лобок, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 650 (2021).
18. G. Mourou, S. Mironov, E. Khazanov, and A. Sergeev, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **223**, 1181 (2014).
19. S. Yu. Mironov, S. Fourmaux, P. Lassonde, V. N. Ginzburg, S. Payeur, J.-C. Kieffer, E. A. Khazanov, and G. Mourou, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 241101 (2020).
20. S. Mironov, P. Lassonde, J.-C. Kieffer, E. Khazanov, and G. Mourou, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **223**, 1175 (2014).
21. Ph. Lassonde, S. Mironov, S. Fourmaux, S. Payeur, E. Khazanov, A. Sergeev, J.-C. Kieffer, and G. Mourou, *Laser Phys. Lett.* **13**, 075401 (2016).
22. S. Yu. Mironov, V. N. Ginzburg, I. V. Yakovlev, A. A. Kochetkov, A. A. Shaykin, E. A. Khazanov, and G. A. Mourou, *Quantum Electron.* **47**, 614 (2017).
23. V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, A. Shaykin, E. Khazanov, *Opt. Express* **29**, 28297 (2021).
24. A. Shaykin, V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, S. Stukachev, V. Lozhkarev, A. Prokhorov, and E. Khazanov, *High Power Laser Sci. Eng.* **9**, E54 (2021).
25. A. Soloviev, A. Kotov, M. Martyanov et al. (Collaboration), *Opt. Express* **30**, 40584 (2022).
26. V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Zuev, A. Korobeynikova, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, A. Shaykin, I. Shaikin, E. Khazanov, and G. Mourou, *Phys. Rev. A* **101**, 013829 (2020).
27. C. Nieter, J. R. Cary, *J. Comput. Phys.* **196**, 448 (2004).
28. E. Esarey, C. B. Schroeder, W. P. Leemans, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229 (2009).
29. S. P. D. Mangles, G. Genoud, M. S. Bloom, M. Burza, Z. Najmudin, A. Persson, K. Svensson, A. G. R. Thomas, and C.-G. Wahlström, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **15**, 011302 (2012).
30. M. G. Lobok, A. V. Brantov, D. A. Gozhev, and V. Yu. Bychenkov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 084010 (2018).
31. J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka, *Nature* **431**, 541 (2004).
32. A. Pukhov, S. Gordienko, S. Kiselev, and I. Kostyukov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, B179 (2004).

Межслоевая проводимость в углах Ямаджи в слоистых квазидвумерных проводниках в магнитном поле

Т. И. Могилук⁺, С. А. Гудин*, П. Д. Григорьев^{×,1)}

⁺ Федеральное государственное бюджетное учреждение “Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
123182 Москва, Россия

* Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

[×] Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

[°] Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 октября 2023 г.

После переработки 30 октября 2023 г.

Принята к публикации 14 ноября 2023 г.

В работе исследуется поведение межслоевого магнитосопротивления R_{zz} в слоистых квазидвумерных металлах в углах Ямаджи, то есть углах наклона магнитного поля, при которых наблюдается минимум межслоевой проводимости. Рассматриваются случаи лоренцевой формы уровней Ландау и формы, соответствующей самосогласованному борновскому приближению. Теоретически предсказана зависимость $R_{zz} \propto B^{3/2}$ в сильном поле, которая согласуется с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S1234567823240023, EDN: nmmrqe

1. Введение. Определение электронной структуры сильно коррелированных электронных систем является фундаментальной проблемой современной физики конденсированного состояния. Наиболее активно изучаются проводящие материалы, такие как высокотемпературные сверхпроводники на основе купратов и железа и прочие сильно коррелированные электронные системы, обладающие сильной квазидвумерной анизотропией. Угловые и полевые зависимости магнитосопротивления и намагниченности, в частности, квантовые магнитные осцилляции, позволяют выявить даже тонкие детали электронной дисперсии и геометрии поверхности Ферми.

Поверхность Ферми изучаемой квазидвумерной системы выглядит как гофрированный цилиндр и соответствует сильно анизотропному электронному спектру, который приближенно дается уравнением

$$\epsilon_{3D}(\mathbf{k}) \approx \epsilon_{2D}(k_x, k_y) - 2t_z \cos(k_z d), \quad (1)$$

где $\epsilon_{2D}(k_x, k_y)$ описывает изотропную внутрислоевую дисперсию, t_z – интеграл межслоевого перескока электронов, который много меньше энергии Ферми E_F , считающийся независимым от внутрислоевого импульса электронов, d – расстояние между проводящими слоями.

Угловые осцилляции магнитосопротивления в

квазидвумерных металлах были впервые обнаружены в работе [1] и объяснены в работах [2, 3]. Первое выражение для межслоевой проводимости как функции угла наклона θ магнитного поля по отношению к нормали к проводящим слоям было выведено в тау-приближении из квазиклассических уравнений движения электрона [3]:

$$\frac{(\sigma_{zz})_\tau}{\sigma_{zz}^0} = J_0^2(\kappa) + 2 \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{J_p^2(\kappa)}{1 + (p\omega_c \tau)^2}, \quad (2)$$

где

$$\sigma_{zz}^0 = \frac{2e^2 m_* t_z^2 d \tau}{\pi \hbar^4}$$

– проводимость Друде вдоль оси z в нулевом магнитном поле, τ – время свободного пробега электрона, ω_c – циклотронная частота в квазидвумерном металле, зависящая от угла наклона магнитного поля по отношению к нормали к проводящим слоям θ : $\omega_c \equiv eB_z/(m_* c) = \omega_{c0} \cos(\theta)$, где $B_z = B \cos(\theta)$ – компонента магнитного поля $\mathbf{B}$, перпендикулярная проводящим слоям, m_* – эффективная масса электрона, c – скорость света, $\kappa \equiv k_F d \tan \theta$, k_F – внутрислоевой импульс Ферми.

Уравнение (2) предсказывает острые минимумы межслоевой магнитопроводимости $\sigma_{zz}(\theta)$ или максимумы сопротивления R_{zz} в так называемых углах Ямаджи, соответствующих нулям функции Бесселя $J_0(\kappa)$. Они используются для определения величины

¹⁾ e-mail: grigorev@itp.ac.ru

$k_F d$ из эксперимента. Такие углы Ямаджи наблюдались в разных органических металлах [4], высокотемпературных сверхпроводниках на основе купратов [5] и пниктидов [6], искусственных слоистых гетероструктурах [7], и других квазидвумерных металлах. В углах Ямаджи первое слагаемое в (2) равно нулю, а второе слагаемое предсказывает квадратичную полевую зависимость межслоевой проводимости. Тем не менее имеются экспериментальные данные по измерению магнитопроводимости в органических металлах β -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$, κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu $_2$ (CN) $_3$, κ -(BEDT-TSF) $_2$ C(CN) $_3$, β -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$, которые не описываются квадратичной полевой зависимостью в углах Ямаджи.

Ранее упомянутое ур. (2) было подтверждено в работе [8] с помощью формулы Кубо в двухслойной модели в пределе $\Gamma_0 \gg t_z$ ($\Gamma_0 = \hbar/(2\tau_0)$ – уширение электронных уровней в нулевом магнитном поле из-за рассеяния на примесях), где электроны в среднем много раз рассеиваются перед туннелированием на соседний проводящий слой. Поэтому этот предел был назван “слабо когерентным” в работе [8]. Однако выведенные формулы для проводимости выглядят теми же, что и в когерентном пределе, потому в работе [9] этот предел был назван “слабо когерентным”. Вдобавок в работах [9, 10] было предсказано, что в пределе $t_z \ll \hbar\omega_c$ кроссовер между двумя качественно разными режимами управляется другим параметром $\hbar\omega_c/\Gamma_0$. При $\hbar\omega_c/\Gamma_0 > \pi$ уровни Ландау становятся изолированными, но рост уширения уровней Ландау [11, 12] $\Gamma(B_z) \propto \sqrt{B_z}$ идет медленнее, чем рост расстояния между ближайшими уровнями Ландау $\hbar\omega_c \propto B_z$. Из этого следует, например, корневой рост продольного межслоевого магнитосопротивления $R_{zz}(B_z)$, что находится в противоречии с выводами обычного тау-приближения. В приближении двухслойной модели было продемонстрировано, что при $\hbar\omega_c/\Gamma_0 \gg 1$ магнитные квантовые осцилляции создают такой монотонный рост [13–17] межслоевого магнитосопротивления $R_{zz}(B_z) = 1/\sigma_{zz}$. Этот результат был подтвержден в рамках анизотропной трехмерной модели [16]. Также в работе [16] было обнаружено, что двухслойная модель с изолированными уровнями Ландау применима в пределе $t_z \ll \sqrt{\hbar\omega_c\Gamma_0}$.

Эффект влияния магнитных квантовых осцилляций на угловые осцилляции межслоевой проводимости исследовался в работе [18], где было показано, как форма уровней Ландау влияет на угловые осцилляции. Амплитуда угловых осцилляций сильнее для гауссовой или колоколообразной форм уровней Ландау, применимых для микроскопиче-

ских моделей при $t_z \ll \Gamma_0 \ll \hbar\omega_c$, чем для часто используемой лоренцевой формы уровней Ландау. Эффект влияния угловых осцилляций на магнитные квантовые осцилляции межслоевой проводимости изучался в работе [19], где была показана некорректность разбиения выражения для межслоевой проводимости на произведение двух множителей, описывающих отдельно угловые осцилляции $\Phi_{AMRO}(\theta)$ и магнитные квантовые осцилляции $\sigma_{zz}^{MQO}(B_z)$: $\sigma_{zz}(\mathbf{B}) \neq \Phi_{AMRO}(\theta)\sigma_{zz}^{MQO}(B_z)$. Это приводит к появлению “ложных спиновых нулей” в угловой зависимости магнитосопротивления, которые могут быть спутаны с подлинными спиновыми нулями, используемыми для определения g -фактора электрона [20].

Несмотря на многочисленные исследования, остается ряд важных нерешенных вопросов. В особенности необходима теория для объяснения экспериментальных данных по измерению магнитопроводимости в углах Ямаджи в органических металлах и прочих квазидвумерных структурах.

В данной работе мы выводим более удобное выражение для угловой зависимости межслоевой проводимости и с его помощью находим зависимость магнитосопротивления в углах Ямаджи от силы магнитного поля для разных форм уровней Ландау. Учитывая, что ур. (2) было выведено в рамках приближенной модели, в данной работе мы используем более строгую двухслойную модель. Межэлектронное взаимодействие сильно заэкранировано из-за большого числа заполненных уровней Ландау $n_F = [E_F/(\hbar\omega_c)] \gg 1$, поэтому мы используем однопериодное приближение.

2. Теория.

2.1. Общие формулы. Воспользуемся выражением (16) для межслоевой магнитопроводимости из работы [21], эквивалентной формуле (19) из работы [18], выведенной в приближении независимости собственно-энергетической функции Σ^R от номера уровня Ландау,

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} = \gamma_0 \left(\frac{|J_{\gamma i/\pi}(\kappa)|^2}{\cos(\alpha) + \cosh(\gamma)} - J_0^2(\kappa) \frac{1 + \cos(\alpha) \cosh(\gamma)}{(\cos(\alpha) + \cosh(\gamma))^2} \right), \quad (3)$$

где $\sigma_{zz}^0 = e^2 t_z^2 m_*/(\pi \hbar^3 \Gamma_0)$, $\Gamma_0 = \pi n_i U^2 g_{LL}/(d \hbar \omega_c)$, g_{LL} – кратность вырождения уровня Ландау в магнитном поле, d – расстояние между ближайшими проводящими слоями квазидвумерного металла, $\kappa \equiv k_F d \tan(\theta)$, $\gamma_0 \equiv 2\pi \Gamma_0/(\hbar \omega_c)$, $\gamma \equiv -2\pi \text{Im} \Sigma^R(\varepsilon)/(\hbar \omega_c)$, $\alpha \equiv 2\pi \varepsilon^*/(\hbar \omega_c)$, $\varepsilon^* \equiv \varepsilon - \text{Re} \Sigma^R(\varepsilon)$, Σ^R – запаздывающая собственно-

энергетическая функция электронов. В угле Ямаджи с номером n выражение (3) еще проще:

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} = \gamma_0 \frac{|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2}{\cos(\alpha) + \cosh(\gamma)}, \quad (4)$$

где $\kappa_n \approx -\frac{\pi}{4} + \pi n > 0$ – n -ный корень уравнения $J_0(\kappa_n) = 0$.

2.2. Лоренцева форма уровней. В случае лоренцевой формы уровней Ландау с $\Gamma = \Gamma_0 = -\text{Im}\Sigma^R(\varepsilon) = \text{const}$, $\text{Re}\Sigma^R(\varepsilon) = 0$, $\gamma = \gamma_0$ не зависит от α , а $\alpha = 2\pi\varepsilon/(\hbar\omega_c)$. Выражение (3) периодически зависит от α с периодом 2π или от ε с периодом $\hbar\omega_c$, потому при интегрировании по ε в пределах $(E_F - \hbar\omega_c/2, E_F + \hbar\omega_c/2)$ мы переходим к интегрированию по α от $-\pi$ до π . Усредненная по магнитным квантовым осцилляциям межслоевая проводимость легко находится с помощью интеграла 2.553 # 4 на стр. 172 в [22] из ур. (4):

$$\begin{aligned} \frac{\langle \sigma_{zz} \rangle}{\sigma_{zz}^0} &= \int_{E_F - \hbar\omega_c/2}^{E_F + \hbar\omega_c/2} \frac{\sigma_{zz}(\varepsilon)}{\sigma_{zz}^0} \frac{d\varepsilon}{\hbar\omega_c} = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sigma_{zz}(\alpha)}{\sigma_{zz}^0} \frac{d\alpha}{2\pi} = \\ &= \gamma_0 \frac{|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2}{\sinh(\gamma_0)}. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае $\gamma_0 \ll 1$ для оценки выражения (5) нам пригодится соотношение [22, 23, 24]

$$\left. \frac{\partial J_\nu(z)}{\partial \nu} \right|_{\nu=0} = \frac{\pi}{2} Y_0(z), \quad (6)$$

где $Y_0(z)$ – функция Вебера (выражение для второй производной $\partial^2 J_\nu(z)/\partial \nu^2$ через спецфункции можно найти в [25]). Тогда функцию Бесселя можно разложить в ряд по γ , используя тождество (6):

$$\begin{aligned} J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa) &= J_0(\kappa) + i \frac{\gamma_0}{2} Y_0(\kappa) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 J_\nu(\kappa)}{\partial \nu^2} \left(\frac{\gamma_0}{\pi} \right)^2 \Big|_{\nu=0} + \\ &+ O(\gamma_0^3), \end{aligned} \quad (7)$$

а квадрат ее модуля раскладывается как

$$\begin{aligned} |J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa)|^2 &\approx J_0^2(\kappa) + \gamma_0^2 \left(\frac{Y_0^2(\kappa)}{4} - \frac{J_0(\kappa)}{\pi^2} \frac{\partial^2 J_\nu(\kappa)}{\partial \nu^2} \Big|_{\nu=0} \right) \\ &+ O(\gamma_0^4). \end{aligned} \quad (8)$$

Стало быть, в угле Ямаджи

$$|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2 = \gamma_0^2 \frac{Y_0^2(\kappa_n)}{4} + O(\gamma_0^4). \quad (9)$$

Приближение (9) неплохо выполняется для $\gamma_0 < 2$. В углах Ямаджи функция $Y_0(\kappa_n) \approx \sqrt{2/(\pi\kappa_n)}(-1)^{n+1}$, и ур. (9) упрощается до

$$|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2 = \frac{\gamma_0^2}{2\pi\kappa_n} + O(\gamma_0^4). \quad (10)$$

Используя ур. (10) и приближенное равенство $\sinh(\gamma_0) \approx \gamma_0$, находим приближенное равенство

$$\frac{|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2}{\sinh(\gamma_0)} = \frac{\gamma_0}{2\pi\kappa_n} + O(\gamma_0^3). \quad (11)$$

Используя приближенное равенство (11), упростим ур. (5) до

$$\frac{\langle \sigma_{zz} \rangle}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{\gamma_0^2}{2\pi\kappa_n} = \frac{2\pi}{\kappa_n} \left(\frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_c} \right)^2, \quad (12)$$

из которого следует, что усредненная межслоевая магнитопроводимость обратно пропорциональна квадрату силы магнитного поля. Однако в сильном поле, когда уровни Ландау изолированы, их форма не лоренцевая, и это сказывается на полевой зависимости магнитосопротивления.

2.3. Самосогласованное борновское приближение. Обратимся к случаю самосогласованного борновского приближения. Нам понадобится уравнение, выведенное для этого приближения (см. ур. (19) в [10]),

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{\sinh(\gamma)}{\cosh(\gamma) + \cos(\alpha)}. \quad (13)$$

Из уравнения (13) при $\gamma \neq 0$ следует соотношение

$$\frac{\gamma_0}{\cosh(\gamma) + \cos(\alpha)} = \frac{\gamma}{\sinh(\gamma)}. \quad (14)$$

С помощью соотношения (14) ур. (4) переписывается как

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} = \gamma \frac{|J_{\gamma i/\pi}(\kappa_n)|^2}{\sinh(\gamma)}, \quad (15)$$

которое, будучи идентичным (5) с точностью до замены γ_0 на γ , при малом $\gamma < 2$ разлагается аналогичным образом по γ , как и выражение (12) по γ_0 :

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{\gamma^2}{2\pi\kappa_n}. \quad (16)$$

Для случая сильного магнитного поля $\hbar\omega_c > \Gamma_0$ нам пригодится выражение для двумерной запаздывающей электронной функции Грина [26, 18]

$$\text{Im}G^R(\Delta\varepsilon, n_F) \approx -\frac{\pi}{2\Gamma_0\hbar\omega_c} \sqrt{4\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi - \Delta\varepsilon^2}, \quad (17)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \hbar\omega_c(n_F + 1/2) - n_i U$ (при $|\Delta\varepsilon| < 2\sqrt{\Gamma_0\hbar\omega_c}$), n_F – номер последнего заполненного уровня Ландау. А собственно-энергетическая функция электронной системы находится как

$$\begin{aligned} \text{Im}\Sigma^R(\Delta\varepsilon) &= \frac{n_i U^2 g_{LL}}{d} \text{Im}G^R(\Delta\varepsilon, n_F) \approx \\ &\approx -\sqrt{\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi - \Delta\varepsilon^2/4}. \end{aligned} \quad (18)$$

Используя выражение (18) и выражая γ через $\text{Im}\Sigma^R$, как описано в разделе 2.1, находим, что условие $\gamma < 2$ выполняется при $\hbar\omega_c > \Gamma_0$. Таким образом, при достаточно сильных магнитных полях $\hbar\omega_c > \Gamma_0$ выражение (15) переходит в

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{\gamma^2}{2\pi\kappa_n} \approx \frac{2\pi(4\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi - \Delta\varepsilon^2)}{(\hbar\omega_c)^2\kappa_n}. \quad (19)$$

Найдем усредненную по магнитным квантовым осцилляциям межслоевую проводимость в углах Ямаджи

$$\frac{\langle\sigma_{zz}\rangle}{\sigma_{zz}^0} \approx \int_{-2\sqrt{\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi}}^{2\sqrt{\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi}} \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} \frac{d\varepsilon}{\hbar\omega_c} = \frac{16}{3\sqrt{\pi\kappa_n}} \left(\frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_c}\right)^{3/2}. \quad (20)$$

Сравним полученное выражение (20) с выражением (31) из [18]:

$$\frac{\langle\sigma_{zz}\rangle}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{16}{3\sqrt{\pi}} J_0^2(\kappa) \left(\frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_c}\right)^{1/2}. \quad (21)$$

При нулевом угле наклона магнитного поля $\kappa = 0$ выражение (21) предсказывает

$$\frac{\langle\sigma_{zz}(0)\rangle}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{16}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_{c0}}\right)^{1/2}, \quad (22)$$

т.е. $\langle\sigma_{zz}\rangle \sim 1/B_z^{1/2}$, а в самих углах Ямаджи оно равно нулю. В то же время выражение (20) для углов Ямаджи дает $\langle\sigma_{zz}\rangle \sim 1/B_z^{3/2}$.

Уравнение (20) для межслоевого магнитосопротивления в углах Ямаджи может быть переписано в виде

$$\frac{\langle R_{zz} Y_{am}(B_z) \rangle}{R_{zz}^0} \approx \frac{3\sqrt{2\pi\kappa_n}}{8} (\omega_c\tau_0)^{3/2} + \text{const}, \quad (23)$$

где R_{zz}^0 – межслоевое сопротивление в нулевом магнитном поле. Такая форма удобнее для сравнения с экспериментом, где обычно измеряется сопротивление, а не проводимость. В уравнении (23) мы добавили постоянный член, который включает последовательное сопротивление токопроводящих контактов и другие сопротивления электрической цепи.

3. Обсуждение. Предложенная модель и проведенные вычисления предсказывают зависимость $R_{zz}(B_z) \sim B_z^{3/2}$ для межслоевого сопротивления в углах Ямаджи в сильных магнитных полях, в то время как прежняя трехмерная теория дает квадратичную зависимость. Это отличие возникает из-за того, что в сильном магнитном поле правильное

использовать самосогласованное борновское приближение для описания рассеяния электронов на примесях, приводящее к ур. (23), а не предположение о лоренцевой форме уровней Ландау, дающее ур. (12). Зависимость (23) позволяет независимо определить из эксперимента величину $\omega_c\tau_0$ или τ_0/m^* , которую можно сравнить со значением, полученным из фактора Дингла затухания магнитных квантовых осцилляций. Отметим, что последний также зависит от формы уровней Ландау, что было показано экспериментально и теоретически в работе [17]. Амплитуда квантовых осцилляций в углах Ямаджи в сильном магнитном поле согласно ур. (19) обратно пропорциональна $\kappa_n \propto n - 1/4$.

К нарушению зависимости (23) могут привести некогерентные каналы межслоевой проводимости, такие как образование полярона [27] или резонансные примеси [28, 29]. Образование полярона маловероятно в хороших металлах. Резонансные примеси приводят к квадратичному магнитосопротивлению согласно модели и эксперименту в работе [29], но они также ослабляют угловые осцилляции магнитосопротивления даже в сильном магнитном поле при $\omega_c\tau_0 \gg 1$ и таким образом могут быть обнаружены. К нарушению зависимости (23) также могла бы привести низкая (триклинная) кристаллическая симметрия соединения, из-за которой возможно “зацепление” продольной и поперечной компонент магнитосопротивления, но этот вопрос требует дальнейшего изучения.

На рисунке 1 мы показали в двойном логарифмическом масштабе отличие в степенной зависимости для лоренцевой формы уровней и в самосогласованном борновском приближении. При $\omega_{c0}\tau_0 < 1$ кривые для двух случаев совпадают, а при $\omega_{c0}\tau_0 > 1$ превращаются в прямые в выбранном масштабе с разным наклоном над осью абсцисс. В подписи $\rho_{zz}^0 = 1/\sigma_{zz}^0$ – сопротивление в отсутствие магнитного поля.

На рисунке 2 мы показали, выбрав специальный масштаб $B_z^{3/2}$ вдоль оси абсцисс, что экспериментальные данные из работы [7] (кривая b на рис. 4 из нее) по измерению межслоевого сопротивления в первом угле Ямаджи хорошо ложатся на предсказанный в ур. (23) закон $B_z^{3/2}$, а точнее $R_{zz} \approx 6 + 0.2B_z^{3/2}$, где B_z измеряется в Теслах, а R_{zz} – в Омах. Сдвиг $R_{zz}(B = 0) \approx 6$ Ом на рис. 2 включает последовательные сопротивления образца и токопроводящих контактов. Для сравнения с экспериментом мы выбрали GaAs/AlGaAs сверхструктуру, обладающую тетрагональной симметрией, в отличие от триклинной симметрии многих органических металлов. Тем не менее, зависимость (23) представляется универ-

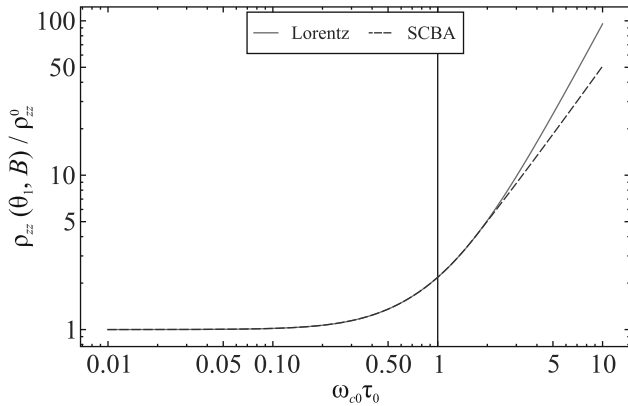


Рис. 1. (Цветной онлайн) Полевая зависимость межслоевого сопротивления $\rho_{zz} = 1/\langle\sigma_{zz}\rangle$ в первом угле Ямаджи θ_1 от силы магнитного поля. Зеленая сплошная кривая относится к лоренцевой форме уровней (Lorentz) и ур. (12), синяя пунктирная к самосогласованному борновскому приближению (SCBA) и ур. (20) и (23)

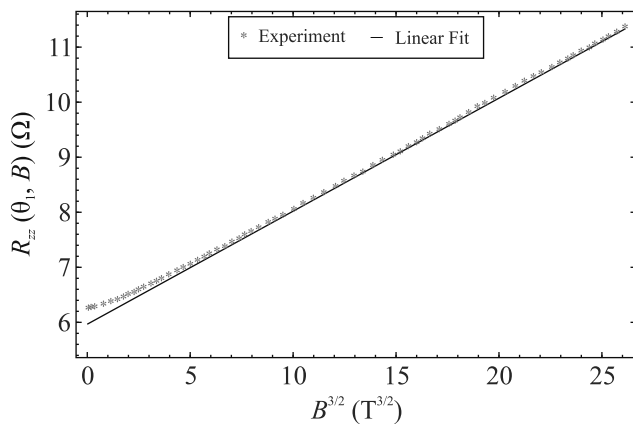


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сравнение экспериментальных данных по межслоевому сопротивлению в первом угле Ямаджи с нашим теоретическим предсказанием. Красными звездочками отмечены экспериментальные данные (Experiment), сплошной черной кривой – линейная аппроксимация (Linear Fit) согласно ур. (23)

сальной для слоистых квазидвумерных металлов и позволяет извлекать полезную информацию о соединении из эксперимента.

Т. И. Могилук благодарит грант РФФИ # 21-52-12027. С. А. Гудиным работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки “Квант” # 122021000038-7. П. Д. Григорьев благодарит госзадание # 0033-2019-0001 “Развитие теории конденсированного состояния вещества”, грант # 22-1-1-24-1 фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, и программу стратегиче-

ского академического лидерства Приоритет-2030 (грант НИТУ “МИСиС” # K2-2022-025).

1. M. V. Kartsovnik, P. A. Kononovich, V. N. Laukhin, and I. F. Shchegolev, JETP Lett. **48**, 541 (1988).
2. K. Yamaji, J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 1520 (1989).
3. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 3069 (1990).
4. M. V. Kartsovnik, Chem. Rev. **104**, 5737 (2004).
5. N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie, and L. Balicas, Nature (London) **425**, 814 (2003).
6. M. Kimata, T. Terashima, N. Kurita et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 246403 (2010).
7. R. Yagi, Y. Iye, Y. Odarigi, H. Noguchi, H. Sakaki, and T. Ikoma, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 3784 (1991).
8. P. Moses and R. H. McKenzie, Phys. Rev. B **60**, 7998 (1999).
9. P. D. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, and W. Biberacher, Phys. Rev. B **86**, 165125 (2012).
10. A. D. Grigoriev and P. D. Grigoriev, Low Temp. Phys. **40**(4), 367 (2014); arXiv:1310.7109v2.
11. T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 959 (1974).
12. T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 1521 (1974).
13. P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B **83**, 245129 (2011).
14. P. D. Grigoriev, JETP Lett. **94**, 47 (2011).
15. P. D. Grigoriev, Low Temp. Phys. **37**, 738 (2011) [Fizika Nizkikh Temperatur **37**, 930 (2011)].
16. P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B **88**, 054415 (2013).
17. P. D. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, and W. Biberacher, Phys. Rev. B **86**, 165125 (2012).
18. P. D. Grigoriev and T. I. Mogilyuk, Phys. Rev. B **90**, 115138 (2014).
19. P. D. Grigoriev and T. I. Mogilyuk, Phys. Rev. B **95**, 195130 (2017).
20. D. Shoenberg, *Magnetic oscillations in metals*, Cambridge University Press, Cambridge (1984).
21. P. D. Grigoriev and T. I. Mogilyuk, J. Phys. Conf. Ser. **1038**, 012123 (2018).
22. I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series and Products*, Academic Press, N.Y. (1980).
23. A. P. Prudnikov, Yu. A. Brychkov, and O. I. Marichev, *Integrals and Series*, Gordon and Breach, N.Y. (1990), v. 2.
24. M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, Dover Publications, N.Y. (1972).
25. Y. A. Brychkov, Integral Transforms Spec. Funct. **27**, 566 (2016).
26. T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 959 (1974).
27. U. Lundin and R. H. McKenzie, Phys. Rev. B **68**, 081101(R) (2003).
28. A. A. Abrikosov, Physica C **317–318**, 154 (1999).
29. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, and N. D. Kushch, Phys. Rev. B **79**, 165120 (2009).

Взаимосвязь между электронными корреляциями, магнитным состоянием и структурным ограничением в сверхтонких пленках LaNiO_3

Н. О. Вамбольд⁺¹⁾, Г. А. Сажаев*, И. В. Леонов^{×+}

⁺ Физико-технологический институт, Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

* Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

[×] Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 19 октября 2023 г.

После переработки 8 ноября 2023 г.

Принята к публикации 9 ноября 2023 г.

В данной работе представлено теоретическое исследование влияния электронных корреляций и структурного ограничения на электронные свойства и магнитное состояние тонких пленок LaNiO_3 (LNO), эпитаксиально осажденных на подложку (001) LaAlO_3 (LAO). В рамках применения метода $\text{DFT} + \text{U}$ были вычислены электронная структура, магнитные свойства и фазовое равновесие тонких пленок (LNO) толщиной 1.5 элементарной ячейки с обрывом связей по слою NiO_2 . Полученные результаты показывают сложное разнообразие электронных состояний, вызванное эффектами структурного ограничения, переноса заряда и электронных корреляций. Расчеты свидетельствуют о появлении зарядового расслоения ионов Ni с вектором (110) в интерфейсном слое NiO_2 антиферромагнитно упорядоченных тонких пленок LNO. Более того, электронные состояния как антиферромагнитные, так и ферромагнитные LNO/LAO демонстрируют большую орбитальную поляризацию ионов Ni в поверхностных слоях NiO_2 . Было высказано предположение, что решающую роль для объяснения фазового перехода металл-диэлектрик, экспериментально наблюдаемого в тонких пленках LNO/LAO, играет формирование кислородных дефектов.

DOI: 10.31857/S1234567823240035, EDN: nnptwy

1. Введение. Теоретическое и экспериментальное понимание электронной структуры, магнитных свойств и фазовой стабильности сверхтонких пленок и гетероструктур сильно коррелированных оксидов переходных металлов [1, 2] с перовскитной кристаллической структурой представляет собой фундаментальную проблему [3–12]. Послойный синтез на атомном масштабе с наноразмерной толщиной слоя и контролируемым составом позволяет создавать новые функциональные материалы с полезными свойствами для широкого спектра применений в электронике, спинтронике, накопителях энергии и т.д. [6–11]. В подобных материалах сложное взаимодействие между сильными корреляциями, фазовой стабильностью и структурным ограничением приводит к большому разнообразию физических свойств и фазовых диаграмм [1, 2]. Все это делает такие системы крайне интересными для фундаментальных и прикладных исследований [6–12].

Особый интерес связан с описанием электронной структуры и магнитных свойств тонких пленок

(и гетероструктур) LaNiO_3 , эпитаксиально осажденных на подложке из LaAlO_3 или SrTiO_3 (оба соединения – немагнитные диэлектрики с широкой энергетической щелью) [13–32]. LaNiO_3 (LNO) кристаллизуется в структуре перовскита с ромбоэдрической симметрией ($R\bar{3}c$) и является единственным представителем никелатов $R\text{NiO}_3$ (R – редкоземельный элемент), который остается металлом при любых температурах вследствие вырождения e_g орбиталей Ni (t_{2g} состояния полностью заселены) [3–5, 33–35]. Было показано, что LNO является материалом с отрицательным переносом заряда с электронной конфигурацией Ni $3d^8\bar{L}$ ($\bar{L}$ – дырочное $O\ 2p$ состояние). В отличие от LNO, другие представители $R\text{NiO}_3$ ($R = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}, \dots, \text{Lu}$) демонстрируют переход металл-диэлектрик (MIT) при низких температурах (и высоком давлении) [3–5, 33–43]. MIT сопровождается структурным фазовым переходом, который характеризуется “breathing-mode” искажениями октаэдров NiO_6 и формированием заряд- (связь-) диспропорционированного состояния ионов Ni [44, 45], с чередующимися локальным магнит-

¹⁾e-mail: nikitavamb@gmail.com

ным $\text{Ni}^{2+} 3d^8$ и немагнитным спин-синглетным $3d^8 \underline{L}^2$ электронными состояниями. Интересно, что среди никелатов переход металл-диэлектрик в BiNiO_3 ассоциируется с “breathing-mode” искажениями и зарядовым упорядочением ионов Bi в A-узлах перовскита, в то время как заряд ионов Ni остается +2 [46, 47]. Кроме того, было показано, что зарядовое расслоение ионов Ni (волна зарядовой плотности) формируется в допированных дырками бесконечнослойных сверхпроводящих никелатах RNiO_2 [48–59].

В тонких пленках LNO структурное ограничение снимает вырождение e_g состояний, что приводит к искажению решетки перовскита со значительной орбитальной поляризацией ионов Ni в поверхностных слоях [6–32]. Кроме того, эффект структурного ограничения и сильные корреляции в частично заполненной Ni 3d оболочке в тонких пленках LNO (и гетероструктурах) приводят к фазовому переходу металл-диэлектрик, экспериментально наблюдаемому для систем с толщиной в несколько слоев LNO [6–12]. MIT зависит от толщины слоя LNO и эпитаксиальной деформации. Более того, было показано, что на электронную структуру и орбитальную поляризацию в тонких пленках LNO сильное влияние оказывают реконструкция поверхности и перенос заряда. Большое внимание привлекает сложное электронное поведение данных систем, что дает возможность тонкой настройки электронного состояния и магнитных свойств [60, 7, 11] путем эпитаксиальной деформации [6–32]. Тем не менее, свойства тонких LNO пленок остаются плохо изученными.

2. Результаты и обсуждение.

А. Детали расчетов. В данной работе было проведено исследование электронной структуры и магнитных свойств тонких пленок LaNiO_3 эпитаксиально осажденных на подложке (001) LaAlO_3 . В рамках применения метода DFT + U было исследовано влияние электронных корреляций, структурного ограничения и переноса заряда на электронную структуру и магнитное состояние [61, 62]. В ходе расчетов был использован асимметричный (001) LNO/LAO слэб с толщиной LNO пленки в 1.5 элементарные ячейки (у.с.) с обрывом связей по NiO_2 слою ($\sim 5.75 \text{ \AA}$ LNO пленка из двух NiO_2 слоев) [6–12]. LNO пленка лежит на подложке (001) LAO, которая описывалась с помощью метода сверхячейки (бралась толщиной в шесть слоев, $\sim 22.7 \text{ \AA}$) (см. рис. 1). LNO/LAO слэб содержит 8 ф.е. LNO и 24 ф.е. LAO, всего 160 атомов. Каждый Ni-O (Al-O) слой содержит четыре иона Ni (Al). Толщина вакуумного слоя составляла $\sim 16 \text{ \AA}$ (~ 4 у.с. LNO).

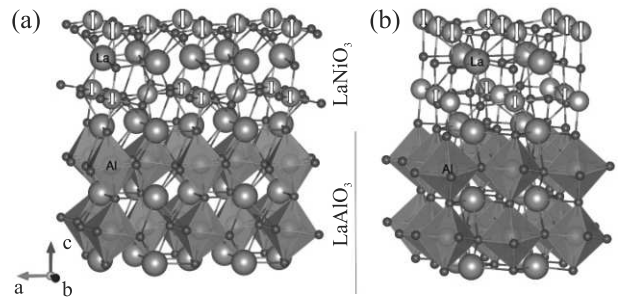


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спин- и зарядово-упорядоченное состояние (001) LNO/LAO, полученное в рамках DFT + U структурной релаксации $(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2})$ (a) и C-типа АФМ (b)

DFT + U расчеты проводились в рамках обобщенного градиентного приближения Perdew–Burke–Ernzerhof [63], реализованного в пакете Quantum ESPRESSO [64, 65]. Были использованы ультрамягкие псевдопотенциалы. Локальное кулоновское взаимодействие описано в приближении Дударева [62]. В согласии с предыдущими оценками $U_{\text{eff}} = U - J = 5 \text{ эВ}$ [21–32]. В расчетах не учитывалось спин-орбитальное взаимодействие и применялась поправка на дипольный момент, реализованная в [66]. В расчетах бралась подложка LAO с эпитаксиальным сжатием в плоскости ab (вследствие несоответствия постоянных решеток), с параметром решетки $a = 3.78 \text{ \AA}$. Отметим, что в объемном кристалле LNO экспериментальное значение $a = 3.832 \text{ \AA}$ при $T = 100 \text{ K}$ [5]. Очевидно, что DFT + U расчеты для подложек, подверженных растяжению в плоскости ab (например, для SrTiO_3 или DyScO_3 с постоянной решетки $a = 3.905 \text{ \AA}$ и $3.94 \text{ \AA}$ соответственно), приводят к усилению корреляционных эффектов и, следовательно, более сильной тенденции к локализации [8, 11, 21].

В рамках метода DFT + U была проведена полная структурная релаксация 1.5 у.с. LNO пленки и двух интерфейсных слоев LAO слэба. Для нижних четырех слоев LAO слэба атомные позиции были фиксированы (“квазиобъемный” слой LAO с $a = 3.78 \text{ \AA}$). Для релаксированных слоев допускались как наклон, так и вращение октаэдров NiO_6 (AlO_6), поскольку каждый слой Ni-O (Al-O) содержит четыре иона Ni (Al).

В данной работе было проведено исследование влияния дальнего магнитного упорядочения и зарядового расслоения ионов Ni, определяемые структурным ограничением, на свойства тонких пленок LNO/LAO. В расчетах были использованы разные типы магнитного упорядочения. В частности, фер-

ромагнитные (ФМ) и три различных антиферромагнитных (АФМ) упорядочения с вектором $\mathbf{q} = (110)$ (С-тип АФМ), (111) (G-тип АФМ), и АФМ $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$, соответственно. DFT + U расчеты проводились для “breathing-mode” искаженной решетки, с зарядовым упорядочением (CO) ионов Ni с вектором (111) . Данный шахматный (111) CO тип порядка наблюдается в диэлектрических фазах никелатов с перовскитной структурой $R\text{NiO}_3$, и сопровождается $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ АФМ [3, 4, 5].

Б. АФМ LNO/LAO. На рисунке 1 представлен результат структурной оптимизации асимметричного (001) LNO/LAO слэба. DFT + U расчеты дают заметное изменение межатомных Ni-O расстояний в LNO со значительным отклонением длин связей Ni-O от их неискаженных значений (средняя длина связи Ni-O 1.933 Å). Это приводит к тетрагональному искажению кристаллической решетки. Кристаллическая решетка “растянута” вдоль оси c на 4%. Результаты демонстрируют заметную деформацию (buckling) поверхностного слоя, ~ 0.3 Å. Для С-типа, G-типа и $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ АФМ состояний было получено металлическое решение, характеризующееся “breathing-mode” искажениями октаэдров NiO_6 и зарядовым расслоением ионов Ni в интерфейсном (нижнем) NiO_2 слое. В рамках структурной оптимизации были получены два узла Ni с заметно отличающимися средними длинами связи Ni-O (с “расширенным” и “сжатым” NiO_6 октаэдром) и магнитными моментами. Отметим, что средняя длина связи Ni-O в “расширенном” и “сжатом” октаэдре NiO_6 в интерфейсном слое составляет ~ 1.948 – 1.95 и 1.91 – 1.915 Å, разница в длинах связи составляет приблизительно 0.03 – 0.04 Å. Данное значение согласуется с разницей средних длин связи для других зарядово-диспропорциональных систем [67–71]. Полученные результаты дают примерно правильные октаэдры с длинами связи Ni-O 1.907/1.915 Å в/вне плоскости ab для “сжатого” NiO_6 октаэдра. Для “расширенного” октаэдра наблюдается заметное уменьшение длин связи вне плоскости ab по сравнению с длинами связи в плоскости ab , примерно от 1.934 до 1.955 Å и 1.907–1.971 Å для С-типа и $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ АФМ, соответственно. Наблюдается большая асимметрия длин внеплоскостных связей Ni-O, связанная со сдвигом иона Ni от центра NiO_6 октаэдра (полярное состояние) на ~ 0.05 Å.

На рисунках 2–5 приведены DFT + U расчеты зонной структуры и спектральных функций LNO/LAO для С-типа и $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ АФМ. DFT + U расчеты показывают слабое зарядовое расслоение Ni 3d состояний в нижнем NiO_2 слое [67, 68, 58]. Разница заселенностей Ni e_g состояний между $\text{Ni}^{3-\delta}$ и

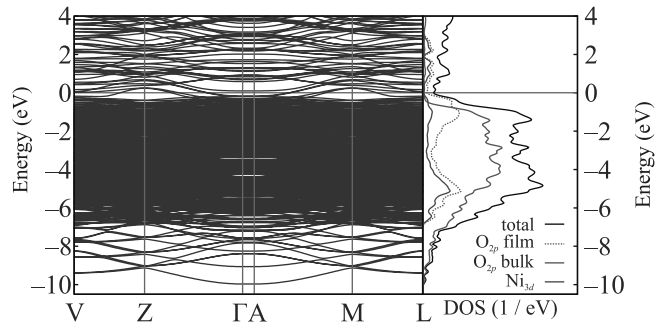


Рис. 2. (Цветной онлайн) DFT + U зонная структура и спектральные свойства LNO/LAO с АФМ С-типа. Уровень Ферми обозначен зеленой линией, $E_F = 0$ эВ

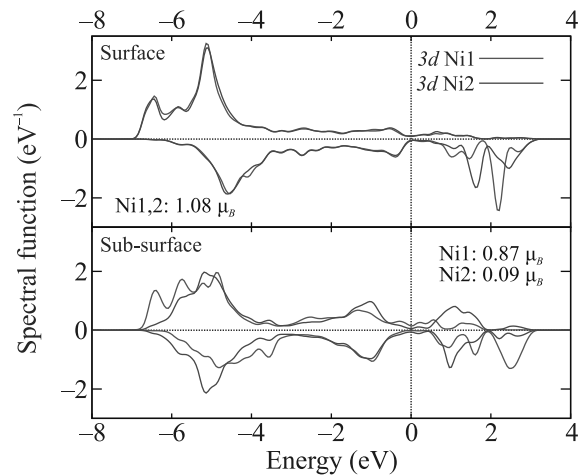


Рис. 3. (Цветной онлайн) DFT + U Ni 3d спектральные функции LNO/LAO для АФМ С-типа

$\text{Ni}^{3+\delta}$ узлами мала, около 0.09 (связь-упорядоченное состояние). Полученное состояние характеризуется вектором (110) . Более того, для интерфейсного слоя DFT + U расчеты дают два существенно разных Ni 3d магнитных состояния 0.8 и $0.08 \mu_B$ для ионов Ni с “расширенным” и “сжатым” кислородным октаэдрами, соответственно. Данное поведение напоминает

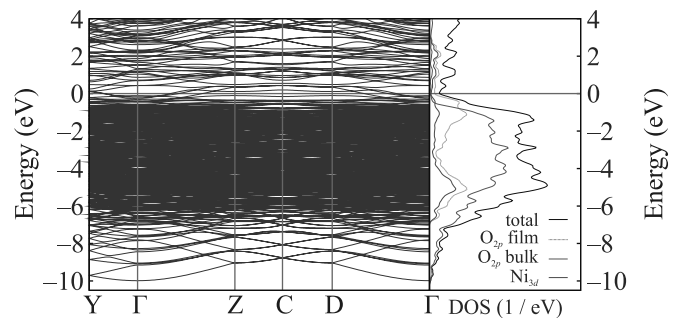


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зонная структура и спектральные функции LNO/LAO с $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ АФМ

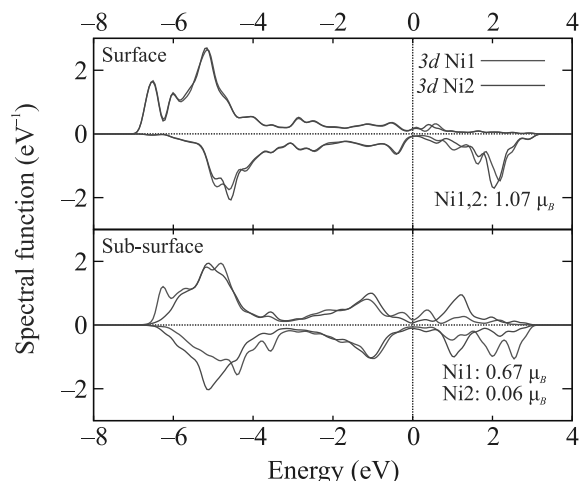


Рис. 5. (Цветной онлайн) Ni 3d спектральные функции LNO/LAO с $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ АФМ

сайт-селективный переход Мотта [70, 71], наблюдаемый для диэлектрических фаз редкоземельных никелатов [36, 43]. В дополнение, решение характеризуется сильной Ni 3d-O 2p гибридизацией, что приводит к спиновой поляризации близлежащих ионов кислорода с противоположным магнитным моментом $\sim 0.1 \mu_B$.

В отличие от нижнего слоя, заселенности Ni 3d состояний в поверхностном слое NiO₂ почти одинаковы (однородны), с разницей ~ 0.02 – 0.04 . Спиновые моменты Ni 3d состояний примерно одинаковы, около $1.08 \mu_B$ (для АФМ). Для поверхностного слоя расчеты DFT + U не дают какого-либо заметного “breathing-mode” искажения решетки и зарядового расслоения, что приводит к металлическому решению. Интересно отметить, что оптимизация структурно искаженного поверхностного слоя NiO₂ дает решетку с приблизительно равными средними длинами связей Ni-O. Это означает, что зарядовое расслоение ионов Ni и “breathing-mode” искажения решетки нестабильны в поверхностном слое NiO₂, в отличие от нижнего слоя, для которого искажения решетки и диспропорционирование заряда являются устойчивыми. В поверхностном слое Ni-O расстояния в/вне плоскости *ab* в квадратных пирамидах NiO₅ составляют 1.92/2.16–2.24 Å.

Отметим важность межслойного переноса заряда (из-за того, что поверхностный и подповерхностный слои NiO₂ различаются структурными и электронными свойствами). Таким образом, заселенность Ni 3d состояний в поверхностном слое на ~ 0.2 электрона меньше, чем в интерфейсных слоях NiO₂. Более того, для ионов Ni в поверхностном слое наблюдается значительная орбитальная поляризация (для спи-

на вниз), составляющая 0.58 (преимущественно заселены $3z^2 - r^2$ дырочные спин-вниз состояния), что обусловлено расщеплением 3d уровней и сильными корреляционными эффектами. Данный результат подразумевает решающую важность эффектов структурного ограничения и переноса заряда. Орбитальная поляризация Ni e_g состояний, включая оба спин-вверх и -вниз состояния, составляет около 0.12. Ионы Ni в интерфейсном слое NiO₂ демонстрируют слабую орбитальную поляризацию с противоположным знаком (с преобладающей заселенностью дырками $x^2 - y^2$ орбиталей), менее ~ 0.06 . DFT + U расчеты полной энергии показывают, что АФМ С-типа энергетически выгоднее по сравнению с АФМ $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ на ~ 22 мЭВ/Ni. Выигрыш полной энергии по сравнению с АФМ G-типа составляет ~ 16 мЭВ/Ni.

В. ФМ LNO/LAO. На рисунках 6 и 7 показаны результаты расчета зонной структуры и спектраль-

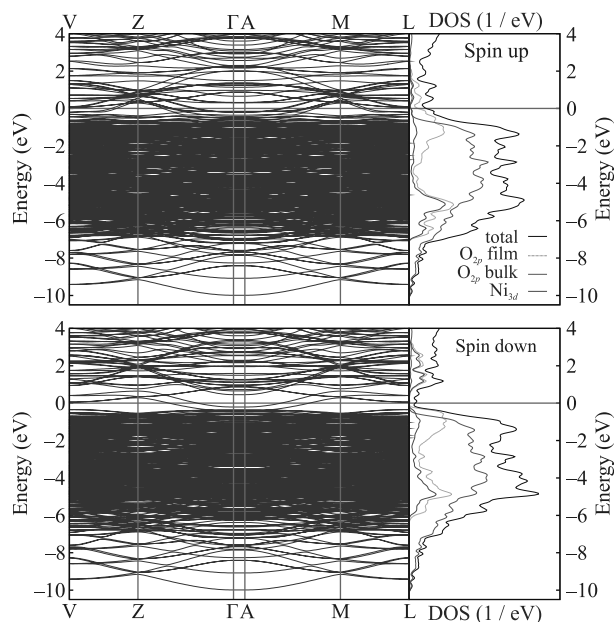


Рис. 6. (Цветной онлайн) Электронная структура ФМ LNO/LAO

ных функций ФМ LNO/LAO. По сравнению с АФМ LNO/LAO, расчеты не выявили свидетельств зарядового расслоения ионов Ni в плоскости и “breathing-mode” искажений для поверхностного и интерфейсного слоев NiO₂ (в ФМ). Структурная оптимизация в DFT + U дает примерно равные средние длины связи Ni-O: ~ 1.967 Å и ~ 1.937 Å для поверхностного и интерфейсного слоев, соответственно. В согласии с результатами для АФМ LNO/LAO, в интерфейсном слое обнаружена значительная асимметрия Ni-O связи между ионом Ni и верхним/нижним ионом

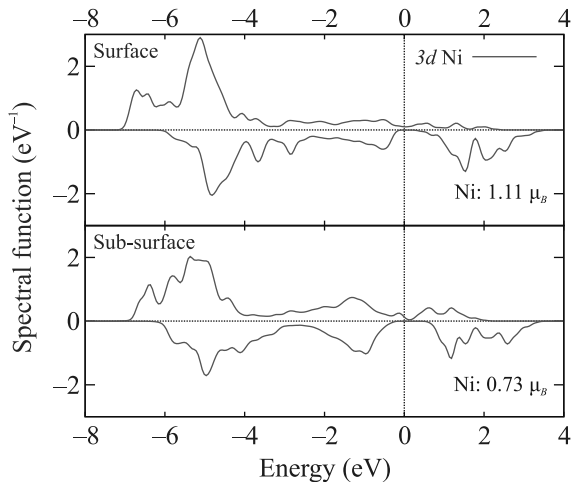


Рис. 7. (Цветной онлайн) Ni 3d спектральные функции ФМ LNO/LAO

кислорода, около 1.897 и 1.979 Å. Ион Ni смещен от центра октаэдра NiO₆ на ~0.04 Å (полярное состояние). Более того, для поверхностного слоя средние расстояния Ni–O связи в плоскости и вне плоскости существенно различаются, примерно 1.922 и 2.146 Å, соответственно.

Электронное и магнитное состояние ионов Ni в поверхностном слое NiO₂ практически идентично. Полная заселенность Ni 3d состояний в поверхностном слое NiO₂ составляет ~8.56; в интерфейсном слое это значение существенно выше ~8.74. Магнитные моменты Ni 3d равны 1.11 и 0.73 μ_B для ионов Ni в поверхностном и интерфейсном слоях, соответственно. Результаты показывают, что для ФМ LNO/LAO “breathing-mode” искажения решетки и зарядовое расслоение ионов Ni нестабильны. Наблюдается значительный межслойный перенос заряда (между ионами Ni в поверхностном и интерфейсном NiO₂ слоях). Заселенность Ni 3d состояний в поверхностном слое на ~0.18 электронов меньше чем в интерфейсном NiO₂ слое. Более того, для ионов Ni в поверхностном слое DFT + U расчеты дают значительную орбитальную поляризацию около 0.51 с (почти) пустыми $3z^2 - r^2$ спин-вниз состояниями (их заселенность 0.18) относительно $x^2 - y^2$ состояний (0.56). Полная орбитальная поляризация Ni e_g спин-вниз и -вверх состояний значительно меньше, около 0.19. Все это подчеркивает важность эффектов структурного ограничения и переноса заряда в LNO/LAO. Более того, ионы Ni в нижнем слое не проявляют заметных эффектов орбитальной поляризации (менее ~0.03), с преимущественным заселением дырками $x^2 - y^2$ состояний. Расчеты для полной энергии позволяют сделать вывод, что LNO/LAO в ФМ состоянии энер-

гетически выгоднее в сравнении с АФМ С-типа на ~29 мэВ/Ni. Это позволяет предположить, что интерфейс LNO/LAO является ФМ. В согласии с АФМ LNO/LAO наблюдается сильная гибридизация между Ni 3d и O 2p состояниями, что приводит к слабой спиновой поляризации близлежащих ионов кислорода с противоположным моментом ~0.1–0.2 μ_B .

DFT + U расчеты показывают, что учет эффектов структурного ограничения и релаксации решетки в сочетании с сильными корреляциями недостаточен для объяснения экспериментально наблюдаемого диэлектрического состояния 1.5 у.с. LNO/LAO. Это подразумевает возможную важную роль кислородных дефектов и нелокальных корреляций, в соответствии с [43, 12]. Данный результат согласуется с результатами XAS измерений пленок LNO/LAO, выращенных в условиях с различным давлением кислорода. Был сделан вывод о том, что кислородные вакансии связаны с MIT в ультратонких пленках LaNiO₃ [12]. DFT + U расчеты для ФМ, С-типа, G-типа и $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ АФМ состояний LNO/LAO дают псевдощелевое состояние с широкой параболической зоной на уровне Ферми. Данная зона связана с сильно гибридованными Ni e_g и O 2p орбиталями, пересекающими E_F вблизи Г точки зоны Бриллюэна (BZ) в $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ АФМ и вблизи BZ Г и L точек для С- и G-АФМ и ФМ состояний, что подразумевает важность эффектов отрицательного переноса заряда в поверхностном слое NiO₂. Результаты позволяют сделать вывод, что природа диэлектрического состояния тонких пленок LNO/LAO может напоминать механизм MIT в LaNiO_{3- δ} с дефицитом кислорода [30, 12].

3. Заключение. Используя метод DFT + U, были рассчитаны электронные и магнитные свойства тонких пленок LaNiO₃, эпитаксиально осажденных на подложке (001) LaAlO₃. Результаты показывают сильное влияние эффектов электронных корреляций, структурного ограничения и переноса заряда на электронные и магнитные свойства. Было показано, что “breathing-mode” искажения решетки и зарядовое расслоение ионов Ni в поверхностном NO₂ слое нестабильны. Поверхностный слой – зарядово-однородный металл с большой орбитальной поляризацией ионов Ni. Аналогичное поведение наблюдается в ФМ LNO/LAO. Вне зависимости от магнитного состояния наблюдается зарядовое разделение между ионами Ni в поверхностном и интерфейсном слоях NiO₂, что указывает на важность межслойного переноса заряда и сильных корреляций. DFT + U результаты показывают, что эффекты структурного ограничения и релаксации решетки в сочетании с сильными корреляциями сами по себе недостаточ-

ны для объяснения экспериментально наблюдаемого диэлектрического состояния 1.5 у.с. LNO/LAO. Это наводит на мысль о важной роли кислородных дефектов для объяснения фазового перехода металл-диэлектрик, экспериментально наблюдаемого в тонких пленках LNO/LAO. Данная тема заслуживает дальнейшего подробного теоретического и экспериментального рассмотрения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-22-00926, <https://rscf.ru/project/22-22-00926/>.

1. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
2. D. Khomskii, *Transition Metal Compounds*, Cambridge University Press, Cambridge (2014).
3. G. Catalan, *Phase Transit.* **81**, 729 (2008).
4. J. B. Torrance, P. Lacorre, A. I. Nazzari, E. J. Ansaldo, and Ch. Niedermayer, *Phys. Rev. B* **45**, 8209 (1992).
5. J. L. García-Muñoz, J. Rodríguez-Carvajal, P. Lacorre, and J. B. Torrance, *Phys. Rev. B* **46**, 4414 (1992).
6. A. V. Boris, Y. Matiks, E. Benckiser et al. (Collaboration), *Science* **332**, 937 (2011).
7. H. Y. Hwang, Y. Iwasa, M. Kawasaki, B. Keimer, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Nat. Mater.* **11**, 103 (2012).
8. S. Middey, J. Chakhalian, P. Mahadevan, J. W. Freeland, A. J. Millis, and D. D. Sarma, *Annu. Rev. Mater. Res.* **46**, 305 (2016).
9. P. D. C. King, H. I. Wei, Y. F. Nie, M. Uchida, C. Adamo, S. Zhu, X. He, I. Božović, D. G. Schlom, and K. M. Shen, *Nat. Nanotechnol.* **9**, 443 (2014).
10. H. Chen and A. Millis, *J. Phys.: Condens. Matter* **29**, 243001 (2017).
11. S. Catalano, M. Gibert, J. Fowlie, J. Íñiguez, J.-M. Triscone, and J. Kreisel, *Rep. Prog. Phys.* **81**, 046501 (2018).
12. M. Golalikhani, Q. Lei, R. U. Chandrasena et al. (Collaboration), *Nat. Commun.* **9**, 2206 (2018).
13. R. Scherwitzl, S. Gariglio, M. Gabay, P. Zubko, M. Gibert, and J. M. Triscone, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 246403 (2011).
14. E. J. Moon, B. A. Gray, M. Kareev et al. (Collaboration), *New J. Phys.* **13**, 073037 (2011).
15. M. Wu, E. Benckiser, M. W. Haverkort et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **88**, 125124 (2013).
16. J. Fowlie, M. Gibert, G. Tieri, A. Gloter, J. Íñiguez, A. Filippetti, S. Catalano, S. Gariglio, A. Schober, M. Guennou, J. Kreisel, O. Stéphan, and J. Triscone, *Adv. Mater.* **29**, 1605197 (2017).
17. M. Hepting, R. J. Green, Z. Zhong et al. (Collaboration), *Nat. Phys.* **14**, 1097 (2018).
18. I. Ardizzone, M. Zingl, J. Teyssier, H. U. R. Strand, O. Peil, J. Fowlie, A. B. Georgescu, S. Catalano, N. Bachar, A. B. Kuzmenko, M. Gibert, J.-M. Triscone, A. Georges, and D. van der Marel, *Phys. Rev. B* **102**, 155148 (2020).
19. Q. Guo, S. Farokhipoor, C. Magén, F. Rivadulla, and B. Noheda, *Nat. Commun.* **11**, 2949 (2020).
20. P. Hansmann, X. Yang, A. Toschi, G. Khaliullin, O. K. Andersen, and K. Held, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 016401 (2009).
21. A. Blanca-Romero and R. Pentcheva, *Phys. Rev. B* **84**, 195450 (2011).
22. D. Doennig, W. E. Pickett, and R. Pentcheva, *Phys. Rev. B* **89**, 121110(R) (2014).
23. S. Middey, D. Meyers, D. Doennig, M. Kareev, X. Liu, Y. Cao, Zh. Yang, J. Shi, L. Gu, P. J. Ryan, R. Pentcheva, J. W. Freeland, and J. Chakhalian, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 056801 (2016).
24. B. Geisler, A. Blanca-Romero, and R. Pentcheva, *Phys. Rev. B* **95**, 125301 (2017).
25. B. Geisler and R. Pentcheva, *Phys. Rev. Materials* **2**, 055403 (2018).
26. B. Geisler and R. Pentcheva, *Phys. Rev. B* **102**, 020502(R) (2020).
27. B. Geisler, S. Follmann, and R. Pentcheva, *Phys. Rev. B* **106**, 155139 (2022).
28. B. Lau and A. J. Millis, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 126404 (2013).
29. H. Lau, A. J. Millis, and C. A. Marianetti, *Phys. Rev. B* **93**, 235109 (2016).
30. X. Liao and H. Park, *Phys. Rev. Mater.* **7**, 015002 (2023).
31. O. E. Lau, M. Ferrero, and A. Georges, *Phys. Rev. B* **90**, 045128 (2014).
32. A. B. Georgescu, O. E. Peil, A. S. Disa, A. Georges, and A. J. Millis, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **116**, 14434 (2019).
33. J. Ruppen, J. Teyssier, O. E. Peil, S. Catalano, M. Gibert, J. Mravlje, J.-M. Triscone, A. Georges, and D. van der Marel, *Phys. Rev. B* **92**, 155145 (2015).
34. V. Bisogni, S. Catalano, R. J. Green, M. Gibert, R. Scherwitzl, Y. Huang, V. N. Strocov, P. Zubko, S. Balandeh, J.-M. Triscone, G. Sawatzky, and T. Schmitt, *Nat. Commun.* **7**, 13017 (2016).
35. H. Guo, Z. W. Li, L. Zhao, Z. Hu, C. F. Chang, C.-Y. Kuo, W. Schmidt, A. Piovano, T. W. Pi, O. Sobolev, D. I. Khomskii, L. H. Tjeng, and A. C. Komarek, *Nat. Commun.* **9**, 43 (2018).
36. H. Park, A. J. Millis, and C. A. Marianetti, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 156402 (2012).
37. A. Subedi, O. E. Peil, and A. Georges, *Phys. Rev. B* **91**, 075128 (2015).
38. P. Seth, O. E. Peil, L. Pourovskii, M. Betzinger, C. Friedrich, O. Parcollet, S. Biermann, F. Aryasetiawan, and A. Georges, *Phys. Rev. B* **96**, 205139 (2017).

39. A. Hampel and C. Ederer, *Phys. Rev. B* **96**, 165130 (2017).
40. O. E. Peil, A. Hampel, C. Ederer, and A. Georges, *Phys. Rev. B* **99**, 245127 (2019).
41. A. Hampel, P. Liu, C. Franchini, and C. Ederer, *npj Quant. Mater.* **4**, 5 (2019).
42. K. Haule and G. L. Pascut, *Sci. Rep.* **7**, 10375 (2017).
43. X. Liao, V. Singh, and H. Park, *Phys. Rev. B* **103**, 085110 (2021).
44. I. I. Mazin, D. I. Khomskii, R. Lengsdorf, J. A. Alonso, W. G. Marshall, R. M. Ibberson, A. Podlesnyak, M. J. Martínez-Lope, and M. M. Abd-Elmeguid, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 176406 (2007).
45. S. Johnston, A. Mukherjee, I. Elfimov, M. Berciu, and G. A. Sawatzky, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 106404 (2014).
46. M. Azuma, S. Carlsson, J. Rodgers, M. G. Tucker, M. Tsujimoto, S. Ishiwata, S. Isoda, Y. Shimakawa, M. Takano, and J. P. Attfield, *J. Am. Chem. Soc.* **129**, 14433 (2007).
47. I. Leonov, A. S. Belozеров, and S. L. Skornyakov, *Phys. Rev. B* **100**, 161112(R) (2019).
48. D. Li, K. Lee, B. Y. Wang, M. Osada, S. Crossley, H. R. Lee, Y. Cui, Y. Hikita, and H. Y. Hwang, *Nature (London)* **572**, 624 (2019).
49. M. Rossi, M. Osada, J. Choi et al. (Collaboration), *Nat. Phys.* **18**, 869 (2022).
50. C. C. Tam, J. Choi, X. Ding, S. Agrestini, A. Nag, M. Wu, B. Huang, H. Luo, P. Gao, M. García-Fernández, L. Qiao, and K.-J. Zhou, *Nat. Mater.* **21**, 1116 (2022).
51. G. Krieger, L. Martinelli, S. Zeng, L. E. Chow, K. Kummer, R. Arpaia, M. Moretti Sala, N. B. Brookes, A. Ariando, N. Viart, M. Salluzzo, G. Ghiringhelli, and D. Preziosi, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 027002 (2022).
52. I. Leonov, S. L. Skornyakov, and S. Y. Savrasov, *Phys. Rev. B* **101**, 241108(R) (2020).
53. F. Lechermann, *Phys. Rev. X* **10**, 041002 (2020).
54. J. Karp, A. S. Botana, M. R. Norman, H. Park, M. Zingl, and A. Millis, *Phys. Rev. X* **10**, 021061 (2020).
55. J. Karp, A. Hampel, M. Zingl, A. S. Botana, H. Park, M. R. Norman, and A. J. Millis, *Phys. Rev. B* **102**, 245130 (2020).
56. I. Leonov, *J. Alloys Compd.* **883**, 160888 (2021).
57. A. S. Botana, F. Bernardini, and A. Cano, *JETP* **159**, 711 (2021).
58. K. G. Slobodchikov and I. V. Leonov, *Phys. Rev. B* **106**, 165110 (2022).
59. A. Kreisel, B. M. Andersen, A. T. Rømer, I. M. Eremin, and F. Lechermann, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 077002 (2022).
60. M. A. Vysotin, I. A. Tarasov, A. S. Fedorov, S. N. Varnakov, and S. G. Ovchinnikov, *Pis'ma v ZhETF* **116**, 318 (2022).
61. V. I. Anisimov, J. Zaanen, and O. K. Andersen, *Phys. Rev. B* **44**, 943 (1991).
62. S. L. Dudarev, G. A. Botton, S. Y. Savrasov, C. J. Humphreys, and A. P. Sutton, *Phys. Rev. B* **57**, 1505 (1998).
63. J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3865 (1996).
64. S. Baroni, S. de Gironcoli, A. Dal Corso, and P. Giannozzi, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 515 (2001).
65. P. Giannozzi, S. Baroni, N. Bonini et al. (Collaboration), *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 395502 (2009).
66. L. Bengtsson, *Phys. Rev. B* **59**, 12301 (1999).
67. J. P. Attfield, *Solid State Sciences* **8**, 861 (2006).
68. G. M. Dalpian, Q. Liu, J. Varignon, M. Bibes, and A. Zunger, *Phys. Rev. B* **98**, 075135 (2018).
69. N. B. Ivanova, S. G. Ovchinnikov, M. M. Korshunov, I. M. Eremin, and N. V. Kazak, *Phys.-Uspekhi* **52**, 789 (2009).
70. E. Greenberg, I. Leonov, S. Layek, Z. Konopkova, M. P. Pasternak, L. Dubrovinsky, R. Jeanloz, I. A. Abrikosov, and G. Kh. Rozenberg, *Phys. Rev. X* **8**, 031059 (2018).
71. S. Layek, E. Greenberg, S. Chariton, M. Bykov, E. Bykova, D. M. Trots, A. V. Kurnosov, I. Chuvashova, S. V. Ovsyannikov, I. Leonov, and G. Kh. Rozenberg, *J. Am. Chem. Soc.* **144**, 10259 (2022).

Моделирование волновой турбулентности поверхности жидкости на основе метода динамических конформных преобразований

Е. А. Кочурин¹⁾

Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

Сколковский институт науки и технологий, 121205 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2023 г.

После переработки 13 ноября 2023 г.

Принята к публикации 14 ноября 2023 г.

В работе впервые обобщен метод динамических конформных преобразований для численного моделирования волновой капиллярной турбулентности поверхности жидкости в плоско-симметричной анизотропной геометрии. Модель является сильно нелинейной и учитывает эффекты поверхностного натяжения, а также диссипации и накачки энергии. Результаты моделирования показывают, что система нелинейных капиллярных волн может переходить в режим квазистационарного хаотического движения (волновая турбулентность). Вычисленные показатели спектров не совпадают с классическим спектром Захарова–Филоненко для изотропной капиллярной турбулентности, но хорошо согласуются с оценкой, полученной в предположении о доминирующем влиянии резонансных пятиволновых взаимодействий.

DOI: 10.31857/S1234567823240047, EDN: nlpieg

Введение. Хорошо известно, что нелинейные волновые системы могут переходить в квазистационарное хаотическое состояние (режим волновой турбулентности) в результате резонансных волновых взаимодействий [1]. Явление волновой турбулентности может возникнуть в произвольной нелинейной волновой системе. Так, например, известна оптическая турбулентность [2], магнито- и электрогидродинамическая волновая турбулентность [3–7], акустическая турбулентность [8–10] и турбулентность дисперсионных капиллярных и гравитационных волн на свободной поверхности жидкости [11–13]. В работах Захарова и соавторов [11, 8] были впервые получены точные решения кинетических уравнений для функции распределения квазичастиц-волн, описывающие стационарный перенос энергии (или других интегралов движения) вдоль различных масштабов. Такие решения получили название спектров турбулентности Колмогорова–Захарова по аналогии с классической гидродинамической турбулентностью [1].

В настоящий момент времени спектр изотропной капиллярной турбулентности на поверхности жидкости (также известный как спектр Захарова–Филоненко [11]) подтвержден с высокой точностью как экспериментально [14, 15], так и численно [16–18]. Спектр Захарова–Филоненко обычно записывается в терминах Фурье спектров функции $\eta(\mathbf{r}, t)$, определя-

ющей форму поверхности жидкости, $S_\eta(k) = |\eta_{\mathbf{k}}|^2$ и $S_\eta(\omega) = |\eta_\omega|^2$:

$$S_\eta(\omega) = C_{3w}^\omega P^{1/2} (\sigma/\rho)^{1/6} \omega^{-17/6},$$

$$S_\eta(k) = C_{3w}^k P^{1/2} (\sigma/\rho)^{-3/4} k^{-15/4}, \quad k = |\mathbf{k}|, \quad (1)$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор, ω – угловая частота, C_{3w}^k и C_{3w}^ω – безразмерные константы, P – скорость диссипации энергии на единицу площади поверхности, σ и ρ – поверхностное натяжение и массовая плотность жидкости, соответственно. Пространственный и частотный спектры (1) связаны между собой законом сохранения энергии в пространстве Фурье, т.е. $S_\eta(k)d\mathbf{k} = S_\eta(\omega)d\omega$. Степенная зависимость от P в спектрах (1) с показателем степени 1/2 отражает резонансный характер трехволновых взаимодействий:

$$\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad (2)$$

где ω связана с волновым числом k законом дисперсии, $\omega = (\sigma/\rho)^{1/2} k^{3/2}$.

Таким образом, справедливость спектра (1) для описания изотропной капиллярной турбулентности в настоящее время не подлежит сомнению. Ситуация меняется в случае анизотропных возмущений поверхности, когда рассматриваемые волны распространяются в одном направлении, т.е. являются коллинеарными. В такой ситуации условия трехволнового резонансного взаимодействия (2) перестают выполняться. Турбулентность коллинеарных ка-

¹⁾e-mail: kochurin@ierp.uran.ru

пиллярных волн впервые была исследована численно на основе слабо нелинейной модели в [19]. В работе были обнаружены лишь тривиальные трех- и четырехволновые резонансные взаимодействия. Тривиальные волновые резонансы не приводят к переносу энергии по масштабам. Таким образом, механизм развития капиллярной турбулентности в плоско-симметричной геометрии до сих пор не ясен. Экспериментальное исследование [20], проведенное для коллинеарных волн на поверхности ртути, свидетельствует о доминирующем влиянии пятиволновых резонансных взаимодействий, соответствующих четвертому порядку нелинейности. Для резонансов такого высокого порядка условия взаимодействия волн всегда могут быть выполнены. На основе размерного анализа спектров слабой турбулентности (см. [21]) авторы предложили оценки для спектра капиллярной волновой турбулентности в квази-одномерной геометрии:

$$\begin{aligned} S_\eta(\omega) &= C_{5w}^\omega P^{1/4} (\sigma/\rho)^{5/12} \omega^{-31/12}, \\ S_\eta(k) &= C_{5w}^k P^{1/4} (\sigma/\rho)^{-3/8} k^{-27/8}, \end{aligned} \quad (3)$$

где C_{5w}^ω и C_{5w}^k – соответствующие безразмерные константы. Стоит отметить, что в работе [22] получены аналогичные спектры турбулентности для плоских гравитационных волн. Полной теории слабой турбулентности коллинеарных капиллярных волн до сих пор не предложено. Экспериментальные результаты [20] с высокой точностью согласуются с аналитическими спектрами (3). Целью настоящего исследования является изучение возможности реализации спектров (3) при прямом численном моделировании турбулентности капиллярных волн.

Наибольшую трудность при исследовании плоско-симметричной капиллярной турбулентности представляет необходимость учета нелинейных эффектов высокого порядка. Стандартным подходом к изучению волновой турбулентности является рассмотрение слабо нелинейных уравнений движения [23–25]. Для корректного описания пятиволновых взаимодействий необходимо точно решить систему уравнений четвертого порядка нелинейности. Понятно, что численное моделирование такой системы является достаточно сложной задачей. По этой причине в настоящей работе мы будем использовать полностью нелинейный подход. Анализ будет основан на методе нестационарного конформного преобразования, при котором область, занимаемая жидкостью, преобразуется в полупространство, см. [26–31]. Принципиальным преимуществом метода является сведение исходной пространственно-двумерной задачи к одномерной системе уравнений,

непосредственно описывающей движение границы жидкости. Метод конформного преобразования оказался очень удобным для описания нелинейных волн на свободных границах жидкостей, см., например, [32–40]. Следует отметить, что метод динамических конформных преобразований до сих пор не использовался для описания волновой турбулентности свободной поверхности жидкости.

Модельные уравнения. Рассмотрим сильно нелинейную динамику идеальной несжимаемой глубокой жидкости со свободной поверхностью. Движение жидкости считается плоско-симметричным, т.е. полная физическая модель является двумерной. Введем декартову систему координат $\{x, y\}$, так чтобы уравнение $y = \eta(x, t)$ определяло отклонение свободной поверхности от невозмущенного состояния $y = 0$. Потенциал скорости жидкости $\phi(x, y, t)$ удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\Delta\phi = 0.$$

На границе жидкости $y = \eta(x, t)$ выполняются динамическое и кинематическое граничные условия:

$$\phi_t + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 = -g\eta + \frac{\sigma}{\rho} \frac{\eta_{xx}}{(1 + \eta_x^2)^{3/2}}, \quad (4)$$

$$\eta_t + \eta_x \phi_x = \phi_y, \quad (5)$$

где $\nabla = \{\partial_x, \partial_y\}$, g – ускорение свободного падения. На глубине движение жидкости затухает, т.е. $\phi \rightarrow 0$ при $y \rightarrow -\infty$. Полная энергия системы (гамильтониан) имеет вид

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2} \iint_{y \leq \eta} |\nabla\phi|^2 dx dy + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{g}{2} \eta^2 + \frac{\sigma}{\rho} \left(\sqrt{1 + \eta_x^2} - 1 \right) \right] dx. \end{aligned} \quad (6)$$

Систему уравнений (4) и (5) можно переписать, используя вариационное дифференцирование гамильтониана, см. [11]:

$$\eta_t = \delta H / \delta \psi, \quad \psi_t = -\delta H / \delta \eta,$$

где функции $\eta(x, t)$ и $\psi = \phi(x, y = \eta, t)$ – канонически сопряженные переменные. Записанная система уравнений описывает полностью нелинейную эволюцию капиллярно-гравитационных волн на свободной поверхности жидкости. Минимальная фазовая скорость линейных капиллярно-гравитационных волн достигается на длине волны $\lambda_0 = 2\pi(\sigma/g\rho)^{1/2}$ с периодом $t_0 = 2\pi(\sigma/g^3\rho)^{1/4}$. Далее в работе будет

рассмотрена динамика мелкомасштабных капиллярных волн с волновыми числами $k \gg 2\pi/\lambda_0$, т.е. эффектом силы тяжести будем пренебрегать. Перейдем также к безразмерным переменным, положив $\sigma = 1$, $\rho = 1$. В линейном приближении описанная система сводится к дисперсионному соотношению:

$$\omega_k = k^{3/2}. \quad (7)$$

Совершим теперь конформное преобразование области, занимаемой жидкостью, в полуплоскость новых конформных переменных $\{u, v\}$. Поверхность жидкости соответствует линии $v = 0$:

$$y = Y(u, t), \quad \psi = \Psi(u, t), \quad X = u - \hat{H}Y(u, t).$$

Здесь $\hat{H}$ – преобразование Гильберта, определяемое в Фурье пространстве как $\hat{H}f_k = i \cdot \text{sign}(k)f_k$. Профиль свободной поверхности определяется в параметрическом виде: $\eta(x, t) = Y(X(u, t), t)$. К настоящему моменту времени процедура получения уравнений движения жидкости в конформных переменных хорошо известна, см. [26–28], поэтому мы просто выпишем уравнения движения, добавив слагаемые, ответственные за влияние диссипации и накачки энергии:

$$Y_t = \left(Y_u \hat{H} - X_u \right) \frac{\hat{H}\Psi_u}{J} - \hat{\gamma}_k Y, \quad (8)$$

$$\Psi_t = \frac{(\hat{H}\Psi_u)^2 - \Psi_u^2}{2J} + \hat{H} \left(\frac{\hat{H}\Psi_u}{J} \right) \Psi_u + \frac{X_u Y_{uu} - Y_u X_{uu}}{J^{3/2}} + \mathcal{F}(\mathbf{k}, t) - \hat{\gamma}_k \Psi, \quad (9)$$

где $J = X_u^2 + Y_u^2$ – якобиан преобразования, $\hat{\gamma}_k$ – оператор вязкости, $\mathcal{F}(\mathbf{k}, t)$ – случайная вынуждающая сила, действующая на больших масштабах. Слагаемые, ответственные за влияние диссипации и накачки энергии, определяются в Фурье пространстве следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_k &= 0, \quad k \leq k_d, \\ \hat{\gamma}_k &= \gamma_0(k - k_d)^4, \quad k > k_d, \\ \mathcal{F}(\mathbf{k}, t) &= F(k) \cdot \exp[iR(\mathbf{k}, t)], \\ F(k) &= F_0 \cdot \exp[-(k - k_1)^4/k_2], \quad k \leq k_2, \\ F(k) &= 0, \quad k > k_2. \end{aligned}$$

Здесь $R(\mathbf{k}, t)$ – случайные числа, равномерно распределенные в интервале $[0, 2\pi]$, γ_0 и F_0 – константы. Величина k_1 определяет волновое число, на котором достигается максимальная амплитуда накачки, k_2 задает ее ширину, а k_d соответствует масштабу, при котором происходит диссипация. Четвертая степень по k в операторе вязкости взята по аналогии с [34]. В

терминах конформных переменных полная энергия системы (6) переписывается как

$$H = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[-\Psi \hat{H} \Psi_u + 2(J^{1/2} - X_u) \right] du. \quad (10)$$

Первое слагаемое в подынтегральном выражении (10) соответствует кинетической энергии системы, а второе определяет потенциальную энергию поверхностных капиллярных волн. В случае бесконечно малой амплитуды поверхностных волн и отсутствия накачки и диссипации энергии уравнения (8) и (9) переходят в дисперсионное соотношение (7). Соответствующие величины преобразуются как $u \rightarrow x$, $Y \rightarrow \eta(x, t)$ и $\Psi \rightarrow \psi(x, t)$ в линейном приближении.

Результаты моделирования. Целью настоящей работы является численное решение системы нелинейных интегро-дифференциальных уравнений (8) и (9). Дифференциальные и интегральные операторы будут рассчитываться на основе спектральных методов с полным числом Фурье-гармоник N , т.е. граничные условия будут периодическими. Интегрирование по времени будет осуществляться явным методом Рунге–Кутты четвертого порядка точности с шагом dt . Все расчеты, представленные в работе, выполнены в периодической области длиной $L = 2\pi$ со следующими параметрами: $dt = 2.5 \cdot 10^{-6}$, $N = 8192$, $\gamma_0 = 10^{-6}$, $k_d = 750$, $F_0 = 10^5/N$, $k_1 = 3$, $k_2 = 7$. Для подавления эффекта элайзинга мы используем фильтр низких частот, обнуляющий высшие гармоники с $k \geq N/3$ на каждом шаге интегрирования по времени.

На рисунке 1 показана эволюция полной энергии системы (10) при заданных параметрах расчета. Действительно, можно видеть, что под действием внешней хаотической силы энергия растет до некоторого значения, вблизи которого далее совершает достаточно сложные осцилляции. Среднее значение энергии в режиме квазистационарного движения (волновой турбулентности) составило $\langle H \rangle_t \approx 1$. Плотность вероятности (PDF – *probability density function*) для амплитуды поверхности, измеренная в стационарном состоянии, показана на вставке к рис. 1. Видно, что функция плотности вероятности оказалась очень близкой к нормальному распределению Гаусса, показанному красной пунктирной линией. Этот факт свидетельствует о развитом характере наблюдаемой капиллярной турбулентности на поверхности жидкости.

В квазистационарном состоянии движение жидкости приобретает сложный хаотический характер, см. рис. 2. На этом рисунке показана форма поверх-

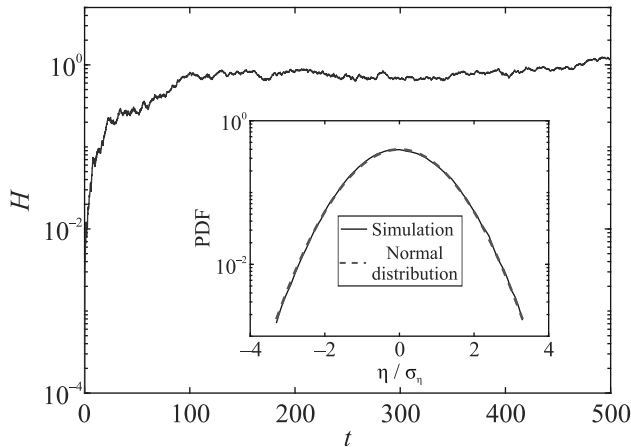


Рис. 1. (Цветной онлайн) Временная зависимость полной энергии системы (10). На вставке показана плотность вероятности (PDF) для амплитуд поверхности, измеренных относительно среднеквадратичного отклонения σ_η , красная пунктирная линия соответствует нормальному распределению Гаусса

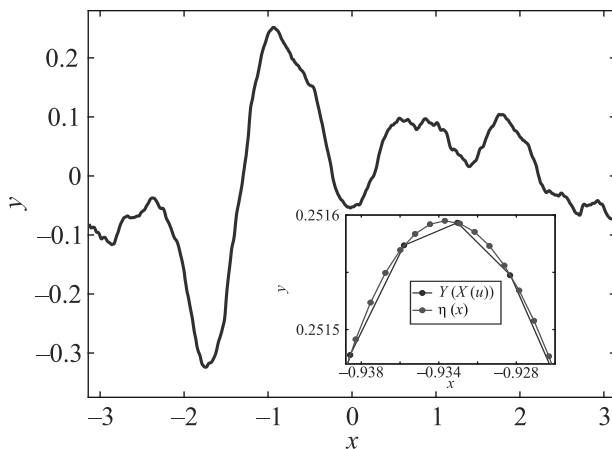


Рис. 2. (Цветной онлайн) Форма поверхности жидкости в некоторый момент квазистационарного состояния, $t = 410$. На вставке показана граница жидкости в области $x \in [-0.938, -0.928]$, синяя линия соответствует функции $Y(X)$, вычисленной из уравнений (8) и (9), красная линия показывает результат интерполяции на однородной сетке

ности жидкости в некоторый момент времени квазистационарного состояния. Видно, что граница приобретает довольно сложную нерегулярную форму. Усредненное по времени значение крутизны волн в квазистационарном состоянии оценивается как

$$\epsilon = \left\langle \sqrt{\frac{1}{L} \int |\eta(x, t)|^2 dx} \right\rangle_t \simeq 0.3,$$

что достаточно мало относительно единицы. При такой крутизне на поверхности жидкости не наблю-

даются сильно нелинейные структуры типа струй, каплей и пузырьков [41]. Таким образом, под действием внешней силы (энергетической накачки) система нелинейных коллинеарных капиллярных волн может переходить в квазистационарное хаотическое состояние.

Главный вопрос настоящего исследования состоит в том, какой спектр турбулентности демонстрирует система на развитой стадии эволюции. Спектры турбулентности (1) и (3) в принципе могут быть применимы для функции $Y(u, t)$, вычисляемой из уравнений (8) и (9), поскольку для нее также справедливо дисперсионное соотношение (7). В то же время, сама по себе зависимость $Y = Y(u, t)$ не имеет прямого физического смысла, так как она в сущности описывает динамику возмущений координат $\{X, Y\}$ в конформном пространстве. Для полного описания турбулентности необходимо в явном виде выразить значение формы поверхности $\eta(x, t)$ на однородной сетке горизонтальной оси x . Параметрическая зависимость $Y(X_i)$, полученная из уравнений (8) и (9), определена в узлах i вычисленной неоднородной сетки $X_i(u, t)$. Для получения явной зависимости $y = \eta(x, t)$ необходимо интерполировать значения функции $Y(X(u))$ в новых узлах j с фиксированным шагом $dx = X_{j+1} - X_j$. В качестве интерполирующей процедуры мы воспользуемся кубическими сплайнами. Насколько нам известно, такой метод ранее не применялся для анализа расчетов на основе динамических конформных преобразований. Результат интерполяции показан во вставке к рис. 2. Видно, что процедура восстанавливает профиль с высокой точностью. Средняя ошибка в оценке потенциальной энергии капиллярных волн по формулам (6) и (10) составила порядка 10^{-4} . Такая высокая точность достигается за счет большой плотности сетки и отсутствию сильно нелинейных структур, при которых функция $Y(X(u))$ перестает быть взаимно однозначной.

На рисунке 3 показан усредненный по времени пространственный спектр поверхности $S_\eta(k) = \langle |\eta_k|^2 \rangle_t$ в режиме квазистационарного движения. Видно, что спектр поверхностных возмущений приобретает степенное распределение в интервале волновых чисел $k \in [10, 150]$. Показатель спектра заметно отличается от классического спектра Захарова–Филоненко (1), полученного в предположении о доминирующем характере трехволновых резонансных взаимодействий в изотропной геометрии. В то же время оценка (3), полученная в предположении о доминирующем характере пятиволновых резонансных взаимодействий, существенно лучше описыва-

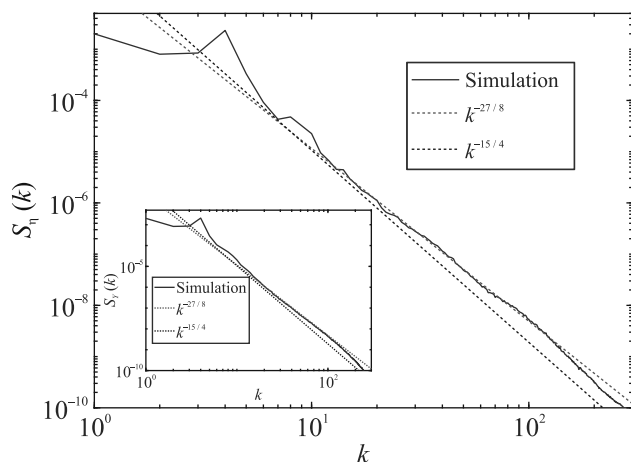


Рис. 3. (Цветной онлайн) Усредненный по времени пространственный спектр возмущений поверхности. Черная пунктирная линия соответствует спектру Захарова–Филоненко (1), красная пунктирная линия описывает спектр турбулентности (3). На вставке показан пространственный спектр функции $Y(u, t)$

ет данные численного моделирования. Спектр турбулентности для функции $Y(u, t)$ показан во вставке к рис. 3. Видно, что спектр $S_Y(k) = \langle |Y_k|^2 \rangle_t$ также хорошо согласуется с выражением (3).

Для анализа возможного влияния когерентных структур (например, солитонов или связанных волн [42]) на эволюцию поверхности на рис. 4 показано пространственно-временное преобразование Фу-

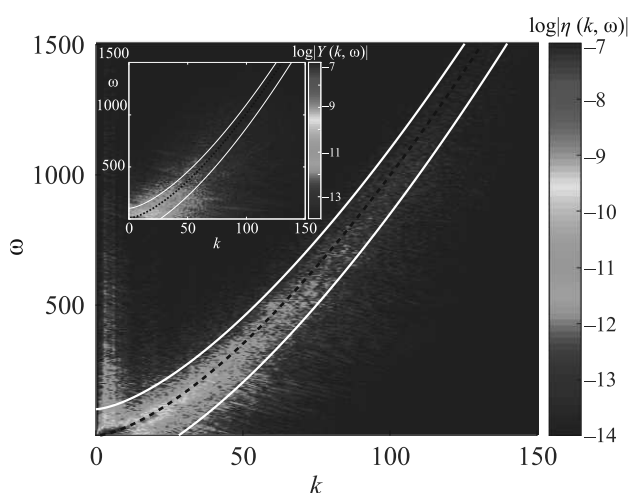


Рис. 4. (Цветной онлайн) Пространственно-временное преобразование Фурье $|\eta(k, \omega)|$ в логарифмическом масштабе. Черная пунктирная линия показывает точное дисперсионное соотношение (7), белые сплошные линии соответствуют нелинейному уширению частоты. На вставке показано преобразование Фурье для функции $Y(u, t)$

рье формы поверхности. Можно видеть, что возмущения присутствуют во всем интервале волновых чисел. Фурье-гармоники достаточно узко распределены вдоль дисперсионного соотношения (7). Влияния каких-либо сильно нелинейных структур не обнаруживается. На рисунке 4 заметно только уширение частот, возникающее вследствие нелинейных эффектов (зависимости скорости волн от амплитуды). Интересно отметить, что эффект уширения частот более заметен для спектра $|Y(k, \omega)|$, показанного во вставке к рис. 4. Среднее уширение частоты для каждого k можно вычислить по формуле [9]:

$$\delta_\omega(k) = \left[\frac{\int_0^\infty (\omega - \omega_k)^2 |\eta(k, \omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty |\eta(k, \omega)|^2 d\omega} \right]^{1/2},$$

где ω_k определяется из дисперсионного соотношения (7). Фактически величина δ_ω определяет характерное нелинейное время $\tau_{NL} = 1/\delta_\omega$, являющееся важным параметром в теории слабой турбулентности [1]. Критерием применимости этой теории является условие: $\tau_L/\tau_{NL} \ll 1$, где $\tau_L = 1/\omega_k$ – время, определяемое из линейного дисперсионного соотношения. Вычисленное соотношение τ_L/τ_{NL} для функций η и Y показано на рис. 5. Можно видеть, что уширение

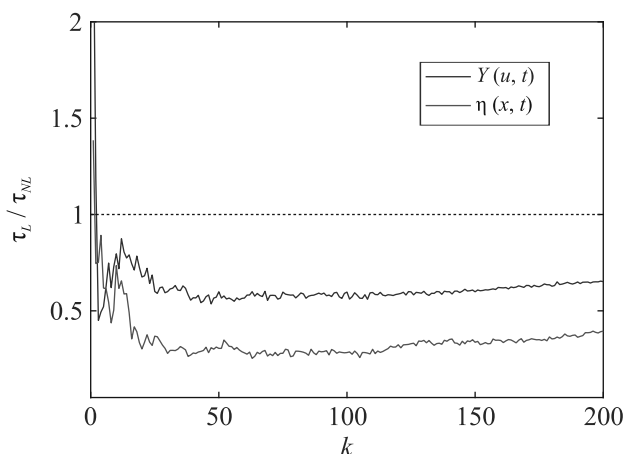


Рис. 5. (Цветной онлайн) Отношение линейного к нелинейному времени τ_L/τ_{NL} , вычисленное для функций $\eta(x, t)$ и $Y(u, t)$

частот действительно больше для функции $Y(u, t)$. Для восстановленной зависимости $\eta(x, t)$ параметр τ_L/τ_{NL} оказывается меньше единицы почти на порядок. Таким образом, сравнение характерных времен свидетельствует о слабо нелинейном характере эволюции системы.

Заключение. В настоящей работе предложена новая модель для прямого численного моделирования волновой турбулентности, возникающей на сво-

бодной поверхности жидкости. Вычислительная модель является полностью нелинейной и учитывает эффекты поверхностного натяжения, накачки и диссипации энергии. Результаты моделирования показывают, что система взаимодействующих нелинейных капиллярных волн может переходить в квазистационарное состояние, когда действие внешней силы полностью компенсируется диссипативными эффектами. В этом режиме движение жидкости приобретает сложный и нерегулярный характер, а плотность вероятности амплитуды границы становится близкой к нормальному распределению Гаусса. Измеренный спектр поверхностных возмущений в квазистационарном состоянии приобретает степенную зависимость с показателем, близким к аналитическому спектру, полученному в предположении о доминирующем влиянии резонансных пятиволновых взаимодействий в анизотропной плоско-симметричной геометрии. Анализ пространственно-временного преобразования Фурье также свидетельствует о слабо нелинейном характере эволюции волн. Следует также отметить, что численные результаты хорошо согласуются с экспериментальными исследованиями, проведенными для жидкой ртути [20].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 19-72-30028.

1. V.E. Zakharov, G. Falkovich, and V.S. L'vov, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I: Wave Turbulence*, Springer-Verlag, Berlin (1992).
2. A. Picozzi, J. Garnier, T. Hansson, P. Suret, S. Randoux, G. Millot, and D.N. Christodoulides, *Phys. Rep.* **542**(1), 1 (2014).
3. S. Galtier, *J. Phys. A Math. Theor.* **51**(29), 293001 (2018).
4. S. Galtier, S.V. Nazarenko, A.C. Newell, and A. Pouquet, *J. Plasma Phys.* **63**(5), 447 (2000).
5. E. Kochurin, G. Ricard, N. Zubarev, and E. Falcon, *Phys. Rev. E* **105**(6), L063101 (2022).
6. S. Dorbolo and E. Falcon, *Phys. Rev. E* **83**(4), 046303 (2011).
7. I.A. Dmitriev, E.A. Kochurin, and N.M. Zubarev, *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **304**, 1408 (2023).
8. В.Е. Захаров, Р.З. Сагдеев, Докл. АН СССР **192**(2), 297 (1970) [V.E. Zakharov and R.Z. Sagdeev, *Sov. Phys. Dokl.* **15**, 439 (1970)].
9. A. Griffin, G. Krstulovic, V.S. L'vov, and S. Nazarenko, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 224501 (2022).
10. Е.А. Кочурин, Е.А. Кузнецов, Письма в ЖЭТФ **116**(12), 830 (2022) [E.A. Kochurin and E.A. Kuznetsov, *JETP Lett.* **116**(12), 863 (2022)].
11. В.Е. Захаров, Н.Н. Филоненко, ПМТФ **8**(6), 62 (1967) [V.E. Zakharov and N.N. Filonenko, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **8**, 37 (1967)].
12. A.O. Korotkevich, *Phys. Rev. Lett.* **130**(26), 264002 (2023).
13. Z. Zhang and Y. Pan, *Phys. Rev. E* **106**(4), 044213 (2022).
14. G.V. Kolmakov, M.Y. Brazhnikov, A.A. Levchenko, L.V. Abdurakhimov, P.V.E. McClintock, and L.P. Mezhev-Deglin, *Prog. Low Temp. Phys.* **16**, 305 (2009).
15. E. Falcon and N. Mordant, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **54**, 1 (2022).
16. A.N. Pushkarev and V.E. Zakharov, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3320 (1996).
17. L. Deike, D. Fuster, M. Berhanu, and E. Falcon, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 234501 (2014).
18. Y. Pan and D.K.P. Yue, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 094501 (2014).
19. E. Kochurin, G. Ricard, N. Zubarev, and E. Falcon, *Pis'ma v ZhETF* **112**(12), 799 (2020) [E. Kochurin, G. Ricard, N. Zubarev, and E. Falcon, *JETP Lett.* **112**(12), 757 (2020)].
20. G. Ricard and E. Falcon, *Europhys. Lett.* **135**(6), 64001 (2021).
21. S. Nazarenko, *Wave turbulence*, Springer-Verlag, Berlin (2011), v. 825.
22. A. Dyachenko, Y. Lvov, and V.E. Zakharov, *Physica D* **87**, 233 (1995).
23. A.O. Korotkevich, A.I. Dyachenko, and V.E. Zakharov, *Physica D* **321**, 51 (2016).
24. A.C. Newell and B. Rumpf, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **43**, 59 (2011).
25. S. Walton and M.B. Tran, *SIAM J. Sci. Comput.* **45**(4), B467 (2023).
26. L.V. Ovsjannikov, *Arch. Mech.* **26**, 6 (1974).
27. A.I. Dyachenko, E.A. Kuznetsov, M. Spector, and V.E. Zakharov, *Phys. Lett. A* **221**, 736 (1996).
28. V.E. Zakharov, A.I. Dyachenko, and O.A. Vasilyev, *Eur. J. Mech. B Fluids* **21**, 283 (2002).
29. S. Tanveer, *Proc. R. Soc. A: Math. Phys. Sci.* **435**(1893), 137 (1991).
30. S. Tanveer, *Proc. R. Soc. A: Math. Phys. Sci.* **441**(1913), 501 (1993).
31. S.A. Dyachenko, *Stud. Appl. Math.* **148**(1), 125 (2022).
32. В.П. Рубан, ЖЭТФ **157**(5), 944 (2020) [V.P. Ruban, *JETP* **130**, 797 (2020)].
33. S. Dyachenko and A.C. Newell, *Stud. Appl. Math.* **137**, 199 (2016).
34. А.О. Короткевич, А.О. Прокофьев, В.Е. Захаров, Письма в ЖЭТФ **109**(5), 312 (2019) [A.O. Korotkevich, A. Prokofiev, and V.E. Zakharov, *JETP Lett.* **109**, 309 (2019)].

35. A. Nachbin, *Physica D* **445**, 133646 (2023).
36. T. Gao, A. Doak, J. M. Vanden-Broeck, and Z. Wang, *Eur. J. Mech. B Fluids* **77**, 98 (2019).
37. M. V. Flamarion, T. Gao, R. Ribeiro-Jr, and A. Doak, *Phys. Fluids* **34**, 127119 (2022).
38. Е. А. Кочурин, *ПМТФ* **59**(1), 91 (2018) [E. A. Kochurin, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **59**, 79 (2018)].
39. S. Murashige and W. Choi, *J. Comput. Phys.* **328**, 234 (2017).
40. J. Shelton, P. Milewski, and P. H. Trinh, *J. Fluid Mech.* **972**, R6 (2023).
41. L. Kayal, S. Basak, and R. Dasgupta, *J. Fluid Mech.* **951**, A26 (2022).
42. E. Herbert, N. Mordant, and E. Falcon, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 144502 (2010).

Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле

М. В. Якунин⁺¹⁾, В. Я. Алешкин*, В. Н. Неверов⁺, М. Р. Попов⁺, Н. Н. Михайлов[×], С. А. Дворецкий[×]

⁺Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

*Институт физики микроструктур РАН, 603087 д. Афонино, Нижегородская обл., Россия

[×]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2023 г.

После переработки 13 ноября 2023 г.

Принята к публикации 13 ноября 2023 г.

Для традиционных полупроводников, в спектре зоны проводимости двойной квантовой ямы параллельное слоям магнитное поле приводит к относительному смещению спектров составляющих слоев по волновому вектору перпендикулярно полю. При наличии туннельного взаимодействия между состояниями слоев возникающая при этом туннельная щель располагается в месте пересечения однослойных спектров и с ростом поля движется вверх. Это приводит к ярким особенностям в магнитосопротивлении, обусловленным пересечениями уровня Ферми краями туннельной щели. Мы представляем аналогичные исследования трансформаций спектра двойной квантовой ямы в гетеросистеме HgTe/CdHgTe *p*-типа проводимости, содержащей слой HgTe с бесщелевым инверсным энергетическим спектром. Из наших экспериментов и соответствующих расчетов в 8-зонном *kp*-подходе следует, что здесь эволюция магнитосопротивления с параллельным полем имеет значительно более сложный и разнообразный характер, качественно завися от толщины слоев.

DOI: 10.31857/S1234567823240059, EDN: nlqizc

1. Введение. Современные квантовые полупроводниковые принимающие и излучающие фотоприборы в ряде случаев делают многослойными, либо исходя из принципа их работы, как в квантовом каскадном лазере, либо для повышения их эффективности. Для конструирования и анализа таких устройств необходимо знать их энергетический спектр, и в случае многослойности учитывать межслойные взаимодействия. Наиболее простой вариант для изучения многослойной системы – двойная квантовая яма (ДКЯ), т.е. два двумерных слоя, разделенные тонким барьером. Полезным инструментом исследования межслойных взаимодействий в ДКЯ является магнитное поле, направленное строго параллельно слоям – $B_{\parallel}$. В этом случае, в отличие от исследований в перпендикулярном поле, энергетический спектр не квантуется в уровни Ландау и проявляются иные закономерности.

В одиночном двумерном слое традиционных полупроводников эффекты параллельного поля приводят, как правило, к относительно слабо выраженным экспериментальным проявлениям: в магнитосопротивлении (МС) это эффекты слабой (ан-

ти)локализации [1, 2], диамагнитный сдвиг уровней размерного квантования [3] (этот эффект особенно нагляден при заполнении нескольких уровней размерного квантования), эффекты спиновой поляризации электронной системы, приводящие к изменению функциональной зависимости МС от поля [4]. В двумерном слое HgTe с инвертированным энергетическим спектром наблюдалось сильное падение МС в параллельном поле [5–7] из-за того, что диамагнитный сдвиг зон валентной и проводимости здесь происходит навстречу друг другу, в результате имеющаяся щель закрывается.

В ДКЯ проявления параллельного поля более богатые в связи с тем, что энергетические дисперсии двух слоев смещаются относительно друг друга в k -пространстве. Как показано в работе [8], в простейшем варианте ДКЯ в зоне проводимости традиционных полупроводников с параболическим энергетическим спектром $E(k_{\parallel})$ и туннельно-непрозрачным барьером параллельное поле B_y приведет к сдвигу законов дисперсии отдельных слоев $E_{1,2}(k_{\parallel})$ по k_x относительно друг друга на величину

$$\Delta k_x = eB_y d / \hbar, \quad (1)$$

где d – эффективное расстояние между центрами тяжести слоев, например, между их серединами.

¹⁾e-mail: yakunin@imp.uran.ru

Если же между слоями существует туннельная связь, приводящая к существованию щели Δ_{SAS} между симметричным и антисимметричным состояниями, то согласно [8], в поле B_y эта щель будет располагаться в месте пересечения этих двух смещенных парабол (см., например, рис. 2 в работе [9]). С ростом поля, по мере того как параболы раздвигаются по k_x , щель будет смещаться вверх по энергии. Если в отсутствие поля концентрации электронов было достаточно для заселения второй подзоны, то с ростом поля через уровень Ферми E_F будут последовательно проходить сначала верхний, а потом нижний края туннельной щели. Притом надо учесть, что с верхним краем щели связан глобальный минимум, а с нижним – седловая точка, которой соответствует существенно больший всплеск плотности состояний. В МС первому полю соответствует минимум, обусловленный падением плотности состояний на уровне Ферми и выключением межподзонного упругого рассеяния, а второй точке – более ярко выраженный максимум. Примеры экспериментального наблюдения этих особенностей см. в работах [9, 10]. По разности положений этих экстремумов можно определить величину туннельной щели.

Нам не известны работы, в которых описанные эффекты параллельного поля исследовались бы в иных системах, кроме как в описанном простейшем варианте зоны проводимости традиционных полупроводников. Поэтому представляется чрезвычайно интересным посмотреть, как проявится специфика поведения в параллельном поле особого, инверсного, зонного спектра HgTe в ДКЯ на основе этого материала (учитывая также актуальность многослойных систем на основе HgTe для фотоприборов в области ИК и терагерцового излучения). Здесь могут принимать участие в магнито-транспорте одновременно электроны и дырки [11], могут одновременно присутствовать два типа дырок с подвижностями, различающимися на два порядка [12], характер зонного спектра радикально меняется с ростом ширины квантовых ям [13], с отклонениями потенциального профиля ДКЯ от симметричного [4, 14–16], также могут присутствовать топологически нетривиальные состояния [17, 18], притом в ДКЯ это могут быть топологические состояния высокого порядка [19]. Особые свойства ДКЯ с имеющими инверсный спектр слоями HgTe и открывающиеся здесь перспективы создания новых фаз и поиска новых состояний, теоретически проанализированы в работе [20].

Из выполненных ранее экспериментальных исследований квантовых эффектов в перпендикуляр-

ном поле в таких ДКЯ выявлен ряд нетрадиционных явлений и свойств: наличие усиленного перекрытия зон и возможность его регулировать с помощью затворного напряжения; переход в состояние с нулевым фактором заполнения [4]; проявление возвратных состояний квантового эффекта Холла (КЭХ) и одновременное проявление серий плато КЭХ как легких дырок, так и тяжелых из боковых максимумов [14, 15] и др.

2. Эксперимент и интерпретация. Эксперименты выполнены на двух структурах ДКЯ, отличающихся в основном толщиной слоев HgTe d_w : в структуре 150218 $d_w = 6.5$ нм, в структуре 150219 $d_w = 8.5$ нм. В 150218 толщина слоев HgTe близка к критической, при которой в одиночном слое встречаются крайние уровни электронной серии уровней размерного квантования и дырочной [13]. В 150219 при большей ширине слоев HgTe крайний электронный уровень уходит вглубь дырочной серии, что называют инверсной конфигурацией.

Толщина барьерного слоя примерно 3 нм, материал барьера внутри и снаружи ДКЯ – $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, в структуре 150218 $x = 0.7$, в 150219 $x = 0.67$. Структуры выращены молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке GaAs ориентацией (013) с системой буферных слоев CdTe и ZnTe для снятия рассогласования решеток. Однородность толщины слоев определялась по ходу роста методом одноволновой эллипсометрии. Структуры специально не легировались, проводимость получается дырочная из-за наличия вакансий ртути. Из исходной пленочной структуры вытравливались холловские мостики общим размером примерно $3 \times 1 \text{ мм}^2$. Представлены результаты измерений продольного МС, $\rho_{xx}(B)$, при температуре 1.8 К. Образцы устанавливались строго параллельно магнитному полю, что контролировалось в управляемом вращателе по установке нуля холловского напряжения. Ориентация тока – перпендикулярно магнитному полю.

В МС ДКЯ 150218 (рис. 1) наблюдается четкий пик при $B_{\parallel} = 6.8$ Тл. Отметим, что его форма существенно отличается от структуры особенностей, наблюдавшихся в традиционных ДКЯ, где они представляли собой сочетание локального минимума со стороны слабых полей и максимума в большем поле [9, 10].

Расчеты энергетического спектра выполнены 8-зонным k_p -методом [21] с добавлением вектор-потенциала параллельного магнитного поля, как это описано в работе [22]. Для ДКЯ 150218 рассчитанный спектр представлен на рис. 2. Происхождение спектра ДКЯ можно понять, анализируя расположе-

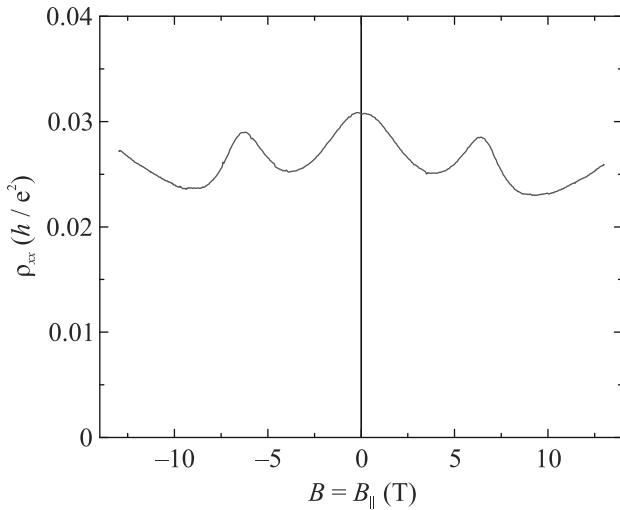


Рис. 1. (Цветной онлайн) МС в ДКЯ 150218

ние уровней размерного квантования в одиночном слое той же ширины – см. вставку на рис. 2а. В одиночном слое HgTe в гетеросистеме HgTe/CdHgTe располагаются как квантовая яма в зоне проводимости, так и перевернутая квантовая яма в валентной зоне, притом они перекрываются [13]. Соответственно, при ширине ямы d_w больше критической величины $d_c = 6.3\text{--}6.5\text{ нм}$ перекрываются и их серии уровней размерного квантования: в яме зоны проводимости они представлены синим цветом, обозначены буквой E , в яме зоны валентной расщеплены оттенками красного, обозначены HH . Когда, при критической толщине, крайние уровни двух серий встречаются, в соответствующей одиночной яме формируется диракоподобный спектр.

При создании ДКЯ из слоев критической толщины уровень $E1$ сильно расщепится на $E1^1$ и $E1^2$ из-за малой массы электронов и потому сильной туннельной связи, а уровень $HH1$ не расщепится при $k = 0$ из-за большой массы тяжелых дырок. Однако с ростом k такое расщепление происходит, и ветви подзон $HH1^1$ и $HH1^2$ расходятся в разные стороны из-за примешивания состояний $E1$ к состояниям $HH1$ при $k \neq 0$. Важным элементом является то, что подзоны $HH1^1$ и $E1^1$ формируют боковой максимум (БМ), в котором плотность состояний существенно больше, чем в центральной части спектра. Поэтому в образце с дырочной проводимостью уровень Ферми расположен в узком интервале энергий в окрестностях БМ [15].

В параллельном поле наиболее заметная эволюция спектра (рис. 2b) связана с тем, что две подзоны $HH1^1$ и $HH1^2$ наползают друг на друга. Можно считать это их диамагнитным сдвигом в противо-

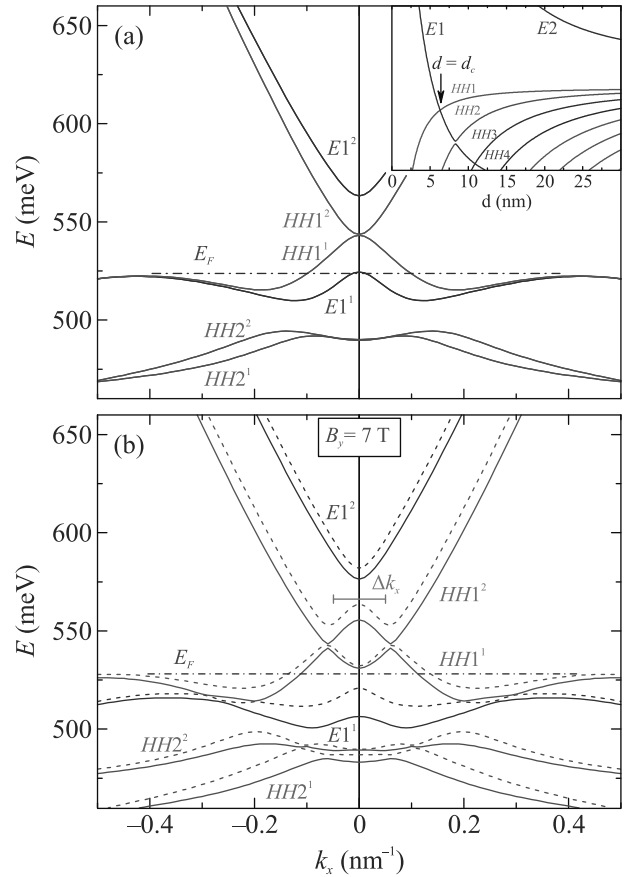


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Энергетический спектр ДКЯ 150218. На вставке – движение уровней размерного квантования в одиночном слое HgTe в квантовых ямах зоны проводимости (синие, обозначены буквой E) и валентной (оттенки красного, обозначены буквами HH). Толщина слоев в данной ДКЯ отмечена на вставке стрелкой. (б) – Спектр в параллельном поле 7 Тл. Сплошные и штриховые линии отображают спиновое расщепление. Δk_x – оценка сдвига по формуле (1)

положных направлениях, поскольку подзоны имеют противоположную кривизну $E(k_{||})$. При этом происходит их расщепление по спину (сплошные и штриховые линии). Примечательно, что формирующиеся локальные экстремумы в точках антипересечений этих двух подзон сдвинуты по k_x относительно друг друга на величину, близкую к получаемой по формуле (1), так что можно рассматривать эту эволюцию и как вариант смещения кривых дисперсии по k_x .

Важно то, что экстремумы этих подзон при $k = 0$ соответствуют седловым точкам – см. рис. 3, где на верхнем рисунке представлены два взаимно перпендикулярных сечения дисперсии $E(k_x, k_y)$ вдоль k_x и k_y , а на нижнем – полная картина дисперсии верхней спиновой подзоны валентной зоны. В поле $B_y \approx 7\text{ Тл}$ седловая точка подзоны $HH1^1$ проходит энергию,

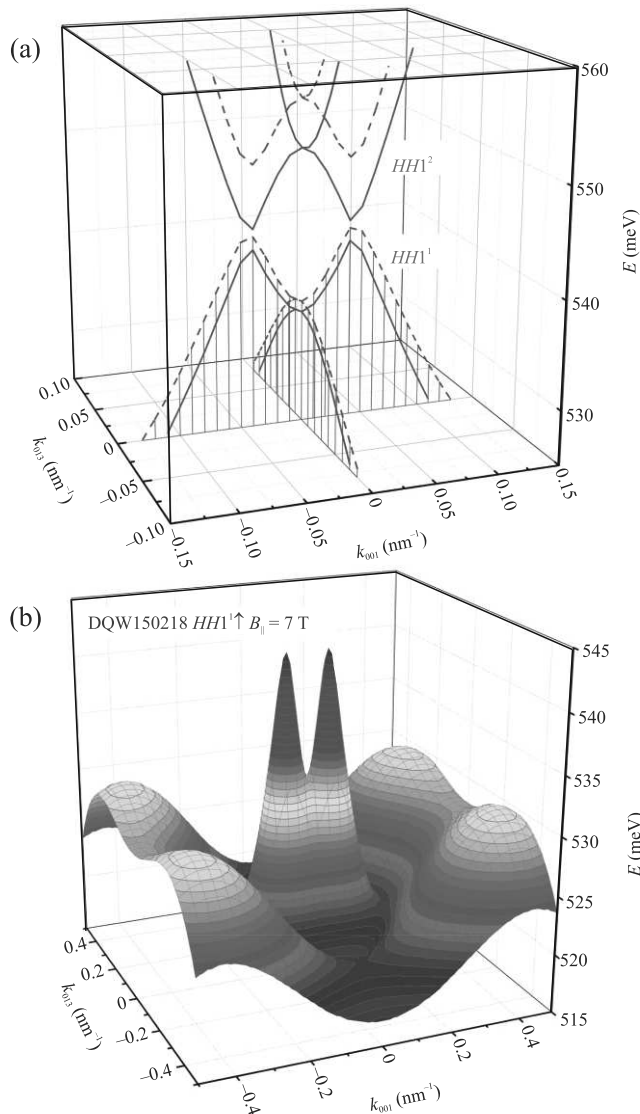


Рис. 3. (Цветной онлайн) Дисперсия ДКЯ 150218 $E(k_x, k_y)$ в поле $B_y = 7$ Тл: (а) – в виде двух взаимоперпендикулярных вертикальных сечений и (б) – полная картина для $HH1^1$, верхней спиновой подзоны

при которой располагаются БМ, а значит – и через привязанный к ним уровень Ферми. При этом связанный с седловой точкой всплеск плотности состояний вызовет усиление рассеяния, что и приведет к пику МС. В экспериментальном положении этого пика заложена информация о положении E_F (а значит – и положениях БМ) и об эффективном расстоянии между слоями ДКЯ d .

Совсем другая картина МС наблюдается в ДКЯ 150219 с более широкими слоями HgTe: $d_w = 8.5$ нм (рис. 4). На картине движения уровней одиночной ямы с d_w (вставка на рис. 5а) эта величина соответствует пересечению уровня $E1$ со вторым уровнем

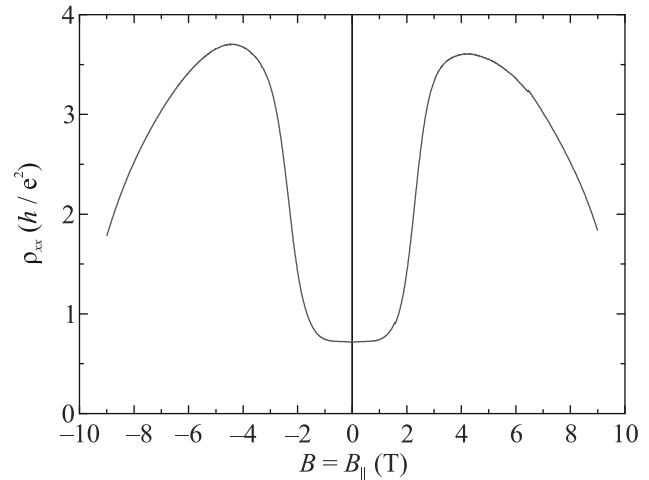


Рис. 4. (Цветной онлайн) МС в ДКЯ 150219

дырок – $HH2$. В этой ДКЯ наблюдается многократный рост МС нерезонансного характера.

Особенностью спектра данной ДКЯ является наличие острого максимума в центре зоны Бриллюэна на верхнем краю валентной зоны, энергия которого близка к энергии БМ (рис. 5а). Поэтому здесь существует две группы дырок: очень малая концентрация высокоподвижных дырок в центральном максимуме и большая концентрация малоподвижных дырок в БМ. Из экспериментов в перпендикулярных полях на этом же образце [12] из фиттинга модели магнитотранспорта с двумя типами дырок к продольному и холловскому МС в слабых полях было найдено, что концентрации этих дырок различаются более, чем на два порядка, а их подвижности также отличаются на два порядка, но в обратную сторону: p_1 и $p_2 = (0.0055$ и $0.96) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$, μ_1 и $\mu_2 = (26$ и $0.24) \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Столь малая концентрация p_1 приводит здесь к необычному, почти вертикальному, ходу холловского МС в слабых полях. Полученные цифры показывают, что две группы дырок дают сопоставимый вклад в проводимость.

Как следует из расчетов эволюции спектра этой ДКЯ в параллельном поле, сначала центральный максимум опускается ниже БМ (рис. 5б), а значит и ниже E_F , поэтому легкие дырки уходят из него в БМ. Мы полагаем, что это и приводит к росту МС. Примечательно, что в данной ДКЯ эволюция зон с параллельным полем описывается в терминах смещения зон Δk_x более явно, чем для 150218: соответствующие оценки по формуле (1) представлены на рис. 5б и с.

МС здесь достигает максимума после роста в 4.5 раза в поле примерно 4 Тл, после чего плавно спада-

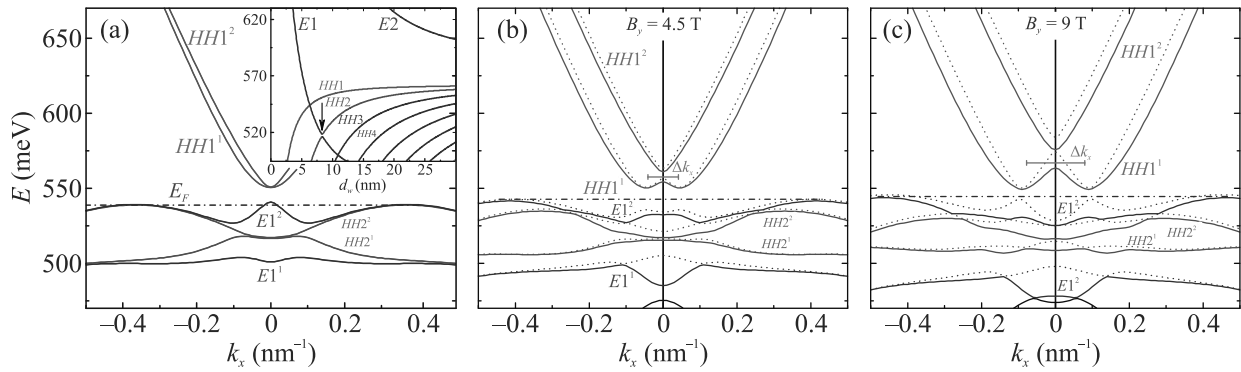


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Дисперсия в ДКЯ 150219. На вставке – движение уровней одиночной ямы с d_w . Стрелка отмечает ширину слоев в данной ДКЯ. (b), (c) – Эволюция спектра с полем 4.5 и 9 Тл. Δk_x – оценки сдвига по формуле (1)

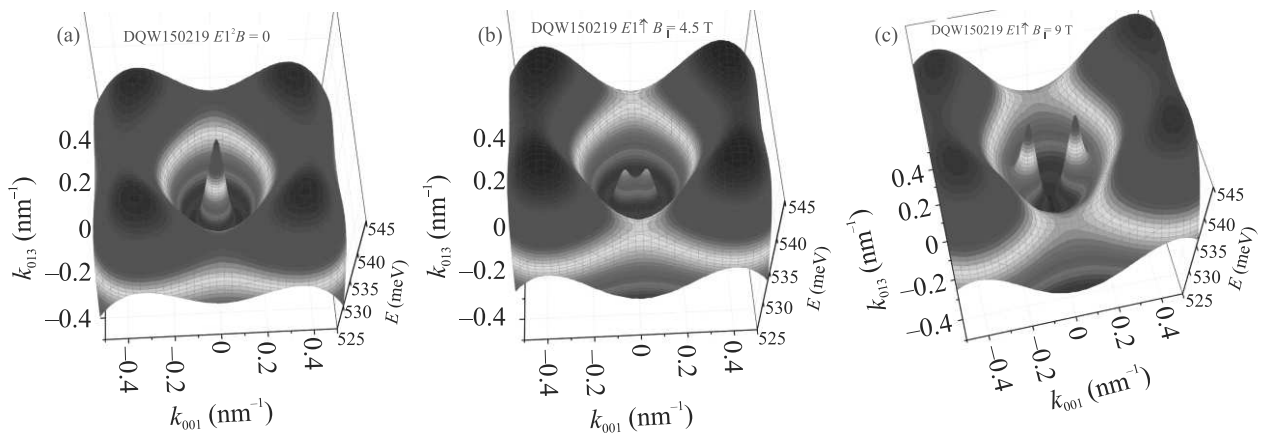


Рис. 6. (Цветной онлайн) В ДКЯ 150219, полный спектр $E(k_x, k_y)$ зоны $E1^2$ в отсутствие поля (а), либо в параллельном поле $B_{||} = 4.5$ и 9 Тл для ее верхней спиновой подзоны ($\uparrow$) (b), (c)

ет. Из экспериментов на этой же структуре в наклонных магнитных полях [12] показано, что при этом меняется тип высокоподвижных носителей с дырок на электроны. Как видно из расчетов (рис. 5с), с ростом поля выше 4 Тл проседание центральной части подзоны $E1^2$ замедляется из-за наложения фрагментов ниже лежащих подзон,двигающихся более сложным образом, но при этом растет спиновое расщепление. В результате в верхней спиновой подзоне $E1^2$ вырастают локальные максимумы недалеко от $k = 0$, приближаясь к E_F . Одновременно опускается выше расположенная зона проводимости, притом из рис. 5с видно, что выше E_F суммарная плотность электронных состояний больше, чем плотность состояний легких дырок ниже E_F , что согласуется с данными эксперимента о тенденции преобладания высокоподвижных электронов над высокоподвижными легкими дырками в сильном параллельном поле. Более наглядно и подробно эволюция зон отображается в рассчитанном полном спектре $E(k_x, k_y)$. На рисун-

ке 6 представлены результаты таких расчетов для самой верхней валентной подзоны в отсутствие поля и ее верхней спиновой подзоны в промежуточном параллельном поле $B_{||} = 4.5$ Тл и в сильном поле $B_{||} = 9$ Тл.

Резюмируя, можно заключить, что в ДКЯ HgTe/CdHgTe эффекты параллельного поля сложнее, чем в простой зоне проводимости традиционных полупроводников. Они ярче и разнообразнее, чем в одиночных двумерных слоях HgTe, в связи с разделением на две взаимосвязанные системы носителей тока. В ДКЯ со слоями критической толщины ($d_w = d_c$) в спектре формируется седловая точка, с которой связан наблюдаемый четкий пик МС. Его положение дает информацию об энергии Ферми и эффективном расстоянии между слоями. В ДКЯ, сформированной слоями с умеренной степенью инверсии зон ($d_w \geq d_c$), параллельное поле приводит к исключению легких дырок из проводимости, в результате МС значительно возрастает. Затем из-за

увеличивающегося спинового расщепления щель закрывается и МС обратно уменьшается. Также зона проводимости приближается к боковым максимумам и привязанному к ним уровню Ферми, в результате вклад высокоподвижных электронов в проводимость становится преобладающим над вкладом высокоподвижной группы дырок.

Измерения выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, грант # 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, B. N. Zvonkov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, and D. O. Filatov, *Phys. Rev. B* **70**, 035304 (2004).
2. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, L. E. Golub, B. N. Zvonkov, and M. Willander, *Phys. Rev. B* **70**, 155323 (2004).
3. М. В. Якунин, Г. А. Альшанский, Ю. Г. Арапов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушнина, О. А. Кузнецов, А. де Виссер, Л. Пономаренко, *ФТТ* **47**, 50 (2005).
4. M. V. Yakunin, A. V. Suslov, M. R. Popov, E. G. Novik, S. A. Dvoretzky, and N. N. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **93**, 085308 (2016).
5. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **84**, 121302 (2011).
6. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **88**, 195305 (2013).
7. T. Khouri, S. Pezzini, M. Bendias, P. Leubner, U. Zeitler, N. E. Hussey, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, M. Titov, and S. Wiedmann, *Phys. Rev. B* **99**, 075303 (2019).
8. J. Hu and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **46**, 12554 (1992).
9. М. В. Якунин, Г. А. Альшанский, Ю. Г. Арапов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушнина, Б. Н. Звонков, Е. А. Ускова, А. де Виссер, Л. Пономаренко, *ФТП* **39**, 118 (2005).
10. T. Jungwirth, T. S. Lay, L. Smrčka, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **56**, 1029 (1997).
11. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 588 (2008).
12. М. В. Якунин, В. Я. Алешкин, С. М. Подгорных, В. Н. Неверов, М. Р. Попов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **116**, 378 (2022).
13. M. Konig, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, T. Hughes, Ch.-X. Liu, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 031007 (2008).
14. М. В. Якунин, С. С. Криштопенко, С. М. Подгорных, М. Р. Попов, В. Н. Неверов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 415 (2016).
15. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, W. Desrat, S. M. Podgornyykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, F. Teppe, and B. Jouault, *Phys. Rev. B* **102**, 165305 (2020).
16. А. В. Иконников, С. С. Криштопенко, Л. С. Бовкун, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Б. А. Пио, М. Потемски, М. Орлита, Ф. Тепп, В. И. Гавриленко, *Письма в ЖЭТФ* **116**, 535 (2022).
17. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
18. E. Y. Ma, M. R. Calvo, J. Wang et al. (Collaboration), *Nat. Commun.* **6**, 7252 (2015).
19. S. S. Krishtopenko, *Sci. Rep.* **11**, 21060 (2021).
20. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, *Sci. Rep.* **06**, 30755 (2016).
21. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C. R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B* **72**, 035321 (2005).
22. O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **85**, 045310 (2012).

Транспортные свойства семейства магнитных топологических изоляторов $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ ($m = 0, 1, \dots, 6$)

В. Н. Зверев^{a,1)}, Н. А. Абдуллаев^{b,c}, З. С. Алиев^c, И. Р. Амирасланов^{b,c}, М. М. Отроков^{d,e}, Н. Т. Мамедов^{b,c},
Е. В. Чулков^{f,g}

^aИнститут физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^bИнститут физики Министерства науки и образования Азербайджана, AZ1143 Баку, Азербайджан

^cБакинский государственный университет, AZ1148 Баку, Азербайджан

^dCentro de Fisica de Materiales (CFM-MPC), Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20018 Donostia-San Sebastian, Spain

^eIKERBASQUE, Basque Foundation for Science, 48009 Bilbao, Spain

^fDepartamento de Polímeros y Materiales Avanzados: Física, Química y Tecnología, Facultad de Ciencias Químicas, Universidad del País Vasco UPV/EHU, 20080 Donostia-San Sebastián, Spain

^gСанкт-Петербургский государственный университет, 198504 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2023 г.

После переработки 14 ноября 2023 г.

Принята к публикации 14 ноября 2023 г.

Проведены систематические исследования магнитотранспортных свойств магнитных топологических изоляторов семейства $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ с $m = 0, 1, \dots, 6$. Исследованы температурные зависимости удельного сопротивления, магнитосопротивления и эффект Холла при низких температурах. При увеличении m , т.е. когда расстояние между двумерными магнитными слоями MnBi_2Te_4 увеличивается, происходит переход от антиферромагнитного к ферромагнитному состоянию, обусловленный ослаблением антиферромагнитной связи. Установлено, что ферромагнитное состояние “выживает” даже в образцах с $m = 6$, когда слои MnBi_2Te_4 разделены шестью немагнитными блоками Bi_2Te_3 .

DOI: 10.31857/S1234567823240060, EDN: nltvkh

После открытия [1–5] нового антиферромагнитного (АФМ) топологического изолятора (ТИ) MnBi_2Te_4 было изучено большое семейство собственных магнитных ТИ в гомологических соединениях $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ [6–11]. Речь идет о слоистых кристаллах, состоящих из 2D ферромагнитных (ФМ) семислойных двумерных блоков MnBi_2Te_4 при $m = 0$ и периодического набора семислойных и m немагнитных пятислойных блоков Bi_2Te_3 при $m > 0$. Магнитные и электронные транспортные свойства этих материалов сильно зависят от значения m , что делает их легко управляемыми. В то время, как работы [1, 2, 6], помимо теоретических расчетов, основывались в основном на экспериментальных исследованиях электронной структуры поверхности (ARPES) и объемного магнетизма (магнитометрия) при $m = 0, 1, \dots, 4$, другие исследования относились к магнитотранспортным свойствам образцов с $m = 0, 1, \dots, 3$:

MnBi_2Te_4 [11–14], MnBi_4Te_7 [14, 15], $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$ [14, 15], $\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$ [16]. Однако, насколько нам известно, исследования магнитотранспорта всего семейства $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ в широком диапазоне значений m [7, 11, 17] до сих пор отсутствуют. Здесь мы впервые представляем систематические исследования магнитотранспортных свойств этого семейства с $m = 0, 1, \dots, 6$, а именно, температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho(T)$, магнитосопротивления $\rho_{xx}(H)$ и эффекта Холла $\rho_{xy}(H)$ при низких температурах.

Транспортные и магнитотранспортные свойства изучались на образцах $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$, полученных скалыванием из слитка, выращенного методом кристаллизации из расплава. Образцы были отобраны и охарактеризованы методами рентгеновской дифракции и рамановского рассеяния при комнатной температуре, результаты этих исследований были опубликованы ранее [8, 11, 17]. Характерный размер образцов составлял примерно $2 \times 1 \times 0.1 \text{ мм}^3$. Контакты были приготовлены с помощью проводя-

¹⁾e-mail: zverev@issp.ac.ru

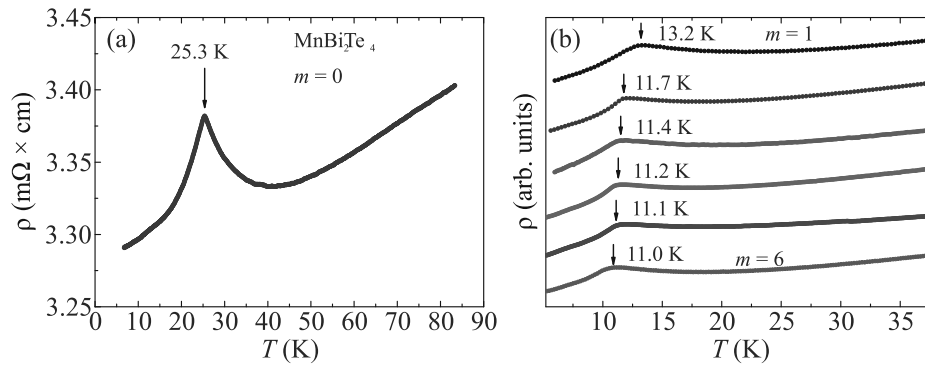


Рис. 1. (Color online) Температурные зависимости удельного сопротивления $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ для $m = 0, 1, \dots, 6$. Кривые на рис. 1b сдвинуты по вертикальной шкале для более удобного представления, величина m растет сверху вниз от 1 до 6

щей графитовой пасты. Образцы монтировались во вставку, позволяющую работать в широком диапазоне температур (1.4–300) K, погруженную в криостат с жидким гелием со сверхпроводящим соленоидом. Поле всегда было ориентировано перпендикулярно плоскости образца. Измерения сопротивления проводились с использованием синхронного детектора по стандартной четырехзондовой методике на переменном токе частотой 20 Гц.

Температурная зависимость удельного сопротивления образца MnBi_2Te_4 представлена на рис. 1a. Этот образец состоит только из семислойных блоков, т.е. соответствует случаю $m = 0$. На $\rho(T)$ наблюдается острый пик при температуре Нееля $T_N = 25.3$ K, обусловленный антиферромагнитным упорядочением семислойных блоков. На рис. 1b показано, как температура магнитного упорядочения зависит от количества m пятислойных блоков в кристалле. При $m = 1$ критическая температура падает до 13.2 K, затем она монотонно снижается, насыщаясь примерно до 11 K при $m \geq 4$. Мы обнаружили, что критическая температура перехода для образцов с одним и тем же значением m может несколько отличаться в зависимости от качества образца. На рисунке 1 представлены кривые, полученные на наших образцах с самой высокой температурой перехода.

Приложение магнитного поля сдвигает пик на сопротивлении и, в конце-концов, сглаживает эту особенность. В MnBi_2Te_4 T_N уменьшается с полем, а на образцах с $m \geq 1$ наблюдается обратный эффект. На рисунке 2 это явление продемонстрировано для образцов MnBi_2Te_4 и $\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$.

Наиболее интересную информацию о магнитных свойствах образцов можно получить из измерений эффекта Холла, так как этот эффект определяется полным полем $H_{\text{tot}} = H + H_{\text{int}}$ внутри образца, которое представляет собой сумму внешнего прило-

женного поля H и внутреннего поля H_{int} , созданного слоями MnBi_2Te_4 , которые являются 2D магнитами. Прежде всего, отметим, что в MnBi_2Te_4 , как и во всем семействе $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$, основными носителями заряда являются электроны. Данные о концентрации и подвижности электронов в наших образцах приведены в Табл. 1. Как видно из таблицы, концентрация электронов довольно высока. При такой концентрации носителей мы измеряем объемные свойства, на фоне которых вклад от поверхностных топологически защищенных состояний пренебрежимо мал.

Эффект Холла в MnBi_2Te_4 при различных температурах представлен на рис. 3a. Видна резкая ступенька при $\mu_0 H_{\text{SF}} \approx 4$ Тл на зависимости холловского сопротивления от поля, обусловленная индуцированным полем спин-флоп переходом [18]. При $H \geq H_{\text{SF}}$ все семислойные блоки, имеющие антипараллельную ориентацию спинов в малом поле, резко переориентируются в скошенное АФМ состояние [19], в котором не лежащие в плоскости слоев компоненты намагниченности параллельны внешнему полю, а компоненты, лежащие в плоскости, антипараллельны друг другу. Выше H_{SF} скошенное АФМ состояние плавно эволюционирует в ФМ состояние [18] и, как следствие, полное поле H_{tot} увеличивается. С повышением температуры ступенька смещается в сторону меньших полей и резкость ее уменьшается, а при $T > T_N$ этот эффект исчезает. Индуцированный полем спин-флоп переход может быть зарегистрирован и в магнитосопротивлении образца, как это показано на рис. 3b. Из величины ступеньки на зависимости $\rho_{xy}(H)$ можно оценить величину H_{int} , при 4.5 K значение H_{int} равно примерно 1.7 Тл. Представленные здесь данные холловских измерений согласуются с результатами транспортных измерений и намагниченности для MnBi_2Te_4 ($m = 0$) [1, 20].

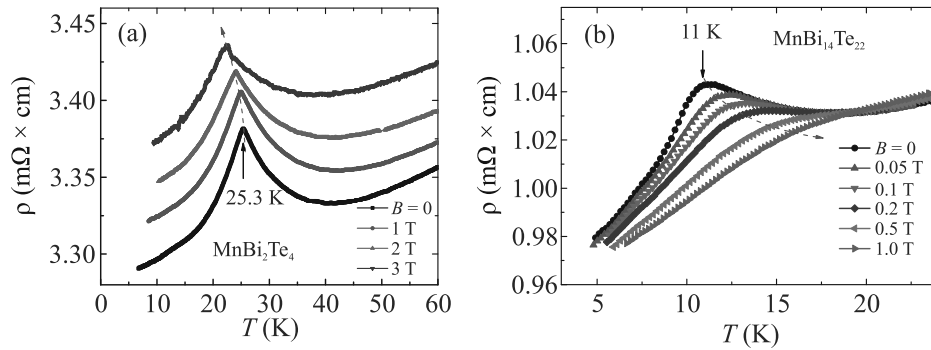


Рис. 2. (Цветной онлайн) Влияние внешнего магнитного поля на температуру магнитного фазового перехода для образцов MnBi_2Te_4 (a) и $\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$ (b). Красная пунктирная стрелка показывает смещение максимума с увеличением магнитного пол.

Таблица 1. Концентрация (в см^{-3}) и подвижность (в $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) электронов исследованного семейства $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$, полученные из холловских измерений при $T = 5 \text{ K}$

MnBi_2Te_4	MnBi_4Te_7	$\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$	$\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$	$\text{MnBi}_{10}\text{Te}_{16}$	$\text{MnBi}_{12}\text{Te}_{19}$	$\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$
$6 \cdot 10^{19}$	$3.5 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{20}$	$3.1 \cdot 10^{20}$	$2.5 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{20}$
40	40	100	160	350	130	200

Рассмотрим теперь холловские данные, полученные для $m > 0$ семейства $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$. Как следует из измерений температурных зависимостей восприимчивости, соединение MnBi_4Te_7 с $m = 1$ при $T_N \approx 13 \text{ K}$ испытывает фазовый переход парамагнетик–антиферромагнетик [6, 15]. Удивительно, что, хотя ниже T_N этот кристалл является, как и MnBi_2Te_4 , антиферромагнетиком А-типа, зависимости $\rho_{xy}(H)$ этих двух систем демонстрируют существенные различия при низких температурах. Это видно из рис. 4, который иллюстрирует эффект Холла при разных температурах в образце MnBi_4Te_7 . Во-первых, ниже T_N наблюдается характерный для ферромагнетика А-типа вид $\rho_{xy}(H)$, т.е. спин-флоп переход без гистерезиса при 10 и 7 K в поле 0.15 Тл, как на кривых на рис. 3а. Однако при более низких температурах спин-флоп переход начинает демонстрировать гистерезисное поведение. Наконец, при самой низкой температуре 1.4 K наблюдается петля гистерезиса и ненулевое холловское сопротивление с остаточной намагниченностью. В работе [21] такое поведение интерпретировалось, как конкуренция между межслоевой обменной связью и зависимой от температуры эффективной анизотропией. Гистерезисная петля ФМ типа сигнализирует о доминировании эффективной анизотропии, которая обеспечивает возможность стабилизации остаточного полностью намагниченного (метамгнитного) состояния. Представленные здесь результаты холловских измерений для MnBi_4Te_7 согласуются с опубликованными в [10, 14, 22].

Очень похожие зависимости $\rho_{xy}(H)$ наблюдались и в образце $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$, для которого $m = 2$. Но уже при $m \geq 3$ эффект Холла во всем диапазоне температур ниже температуры магнитного перехода соответствует ФМ состоянию, т.е. аномальный эффект Холла, характерный для ФМ образцов, наблюдается без каких-либо ступенек, характерных для АФМ-состояния. Это видно на рис. 5а, где представлена совокупность кривых $\rho_{xy}(H)$ при различных температурах для образца $\text{MnBi}_{10}\text{Te}_{16}$ с $m = 4$. Гистерезисные кривые магнитосопротивления для $\rho_{xx}(H)$ того же образца показаны на рис. 5б. Можно видеть, что это поведение резко отличается от представленного на рис. 3б и 4 для образцов с $m = 0$ и 1. При $m > 4$ мы также наблюдали аномальный эффект Холла даже в образце $\text{MnBi}_{16}\text{Te}_{22}$ с $m = 6$, а кривые $\rho_{xy}(H)$ были аналогичны наблюдаемому при $m = 4$.

Учитывая, что мы имеем дело с переходом АФМ–ФМ при увеличении m , влияние магнитного поля на температуру перехода (см. рис. 2а, б и текст) можно объяснить следующим образом. Когда к образцу MnBi_2Te_4 выше T_N прикладывается магнитное поле (рис. 2а), оно, как и температура, действует против межслоевого обменного взаимодействия. Как следствие, когда система приближается сверху к T_N , АФМ упорядочение включается при более низкой температуре по сравнению со случаем $H = 0$. При $m > 0$ межслоевое АФМ взаимодействие значительно ослабляется по сравнению с MnBi_2Te_4 [6], но магнитная анизотропия меняется слабо [23], так что характерная энергия второй доминирует над пер-

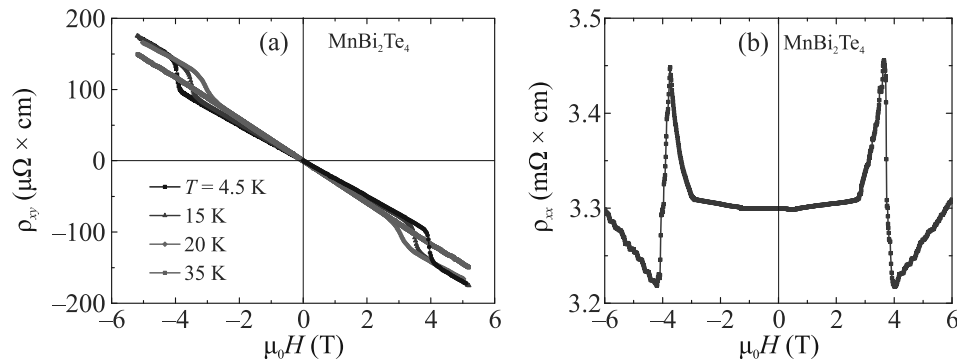


Рис. 3. (Цветной онлайн) Индуцированный полем спин-флоп переход в MnBi_2Te_4 : (a) – эффект Холла $\rho_{xy}(H)$ при различных температурах; (b) – магнитосопротивление $\rho_{xx}(H)$ при 5 К

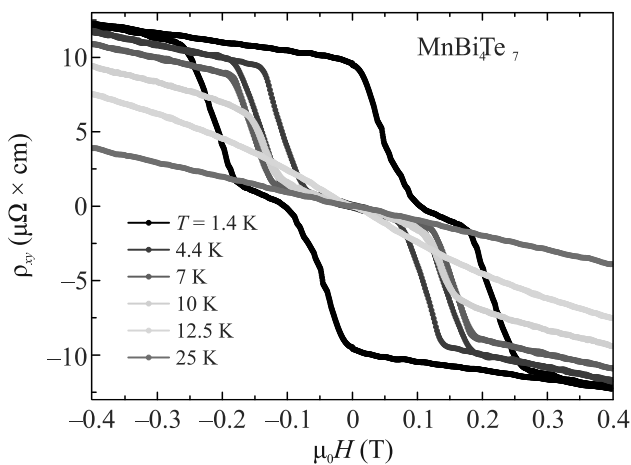


Рис. 4. (Цветной онлайн) Эффект Холла в MnBi_4Te_7 при различных температурах

вой. Поэтому одноосная магнитная анизотропия и внешнее магнитное поле действуют совместно, подавляя возникновение АФМ упорядочения и стабилизируя ФМ состояние при более высокой температуре, как видно из рис. 2b для $\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$. (Данные для $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$ доступны в [6]). В этом контексте следует отметить, что уже при $m = 1$, т.е. в MnBi_4Te_7 , заметные 2D ФМ корреляции наблюдались выше критической температуры [24], несмотря на обменную АФМ связь между семислойными блоками.

Вообще говоря, трехмерное ФМ упорядочение должно быть потеряно при достаточно больших значениях m . Действительно, согласно *ab initio* вычислениям, выполненным для $m = 3$ ($\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$ и изоструктурное гипотетическое соединение $\text{MnSb}_8\text{Te}_{13}$), разница в общей энергии межслоевого взаимодействия АФМ и ФМ состояний пренебрежимо мала [24, 25]. Тем не менее, как следует из наших экспериментов, ФМ состояние “выживает” даже в образ-

це с $m = 6$, что соответствует шести немагнитным Bi_2Te_3 слоям, расположенным между каждым магнитным слоем MnBi_2Te_4 в $\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$. Одно из возможных объяснений этого факта может быть следующим. Сравнительно высокая концентрация электронов 10^{20} см^{-3} в наших образцах может привести к Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida (RKKY) обменному взаимодействию между слоями, как в сверхрешетке Fe/V, демонстрирующей не универсальное критическое поведение и высокое значение критического индекса, который снижается до своего универсального 2D значения при достаточно большой толщине ванадиевого спейсера [26]. Большая величина критического индекса 0.4 в $\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$ ($m = 3$), о которой сообщалось в [16], не может быть отнесена к какому-либо универсальному классу и, следовательно, благоприятствует такому предположению. В общем случае межслоевой RKKY обмен между магнитными слоями имеет осциллирующий характер, попеременно приводя к ФМ и АФМ упорядочению с положительным и отрицательным знаком константы обмена, соответственно. В нашем случае константа межслоевого RKKY обмена между атомами марганца, оцененная с использованием значений измеренной концентрации и расстояния Mn–Mn для каждого m имела положительный знак, что не противоречит наблюдаемому ФМ характеру фазовых переходов при $m \geq 3$. Однако, окончательные выводы пока делать рано. Магнитометрические измерения членов серии с большим m могут помочь прояснить ситуацию.

Как альтернатива, наблюдаемое ФМ состояние при $m = 6$ может быть результатом короткодействующего взаимодействия, возникающего из-за эффекта взаимного замещения Mn–Bi, как в некоторых образцах $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$, демонстрирующих ФМ поведение при всех температурах ниже критической точки [27, 28].

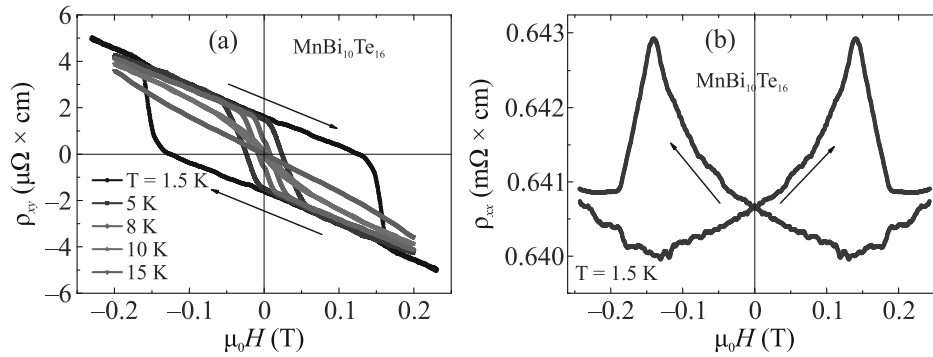


Рис. 5. (Цветной онлайн) Аномальный эффект Холла (a) и магнитосопротивление (b) в образце $\text{MnBi}_{10}\text{Te}_{16}$

Таким образом, впервые проведены систематические исследования магнитотранспортных свойств ТИ семейства $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ с $m = 0, 1, \dots, 6$. Кристаллы с $m = 0$ являются антиферромагнетиками А-типа с температурой Нееля $T_N = 25.3$ К. Соединения с $m = 1$ и 2 также являются антиферромагнетиками, однако значительное ослабление АФМ межслоевой обменной связи позволяет стабилизировать состояние с остаточной намагниченностью, близкой к таковой в насыщении, чего можно достигнуть путем постепенного ослабления внешнего магнитного поля вплоть до его полного выключения. Для $m > 2$ общее поведение сменяется на ферромагнитное. При этом магнитный переход на зависимости $\rho(T)$ с критической температурой 11 К, а также аномальный эффект Холла наблюдались даже при $m = 6$, где 2D-магниты разделены шестью немагнитными блоками, т.е. образцы по-прежнему демонстрируют ФМ поведение, несмотря на такое большое расстояние. Можно предположить, что при таких больших расстояниях между семислойными блоками межслоевая обменная связь RKKY типа может играть заметную роль благодаря относительно высоким концентрациям электронов в исследованных образцах. С другой стороны, имеющиеся в литературе данные указывают на то, что взаимное замещение атомов Mn и Bi является важным фактором, влияющим на межслоевую обменную связь в $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$. Для решения вопроса о причинах устойчивости ФМ упорядочения при $m \geq 3$ потребуются дальнейшие исследования.

Е. В. Чулков выражает благодарность поддержке Санкт-Петербургского госуниверситета (Проект # 94031444), Н. Т. Мамедов благодарит за поддержку Министерство науки и образования Азербайджана в рамках программы “Развитие технологии приготовления мультифункциональных Конверторов на основе наноструктур”.

1. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. (Collaboration), *Nature* **576**(19/26), 416 (2019).
2. Y. Gong, J. Guo, J. Li et al. (Collaboration), *Chin. Phys. Lett.* **36**, 076801 (2019).
3. D. Zhang, M. Shi, T. Zhu, D. Xing, H. Zhang, and J. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 206401 (2019).
4. J. Li, Y. Li, S. Du, Z. Wang, B.-L. Gu, and Y. Xu, *Sci. Adv.* **5**, eaaw5685 (2019).
5. M. M. Otrokov, I. P. Rusinov, M. Blanco-Rey, M. Hoffmann, A. Yu. Vyazovskaya, S. V. Eremeev, A. Ernst, P. M. Echenique, A. Arnau, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 107202 (2019).
6. I. I. Klimovskikh, M. M. Otrokov, D. Estyunin et al. (Collaboration), *npg Quantum Mater.* **5**, 54 (2020).
7. Z. A. Jahangirli, E. H. Alizade, Z. S. Aliev, M. M. Otrokov, N. A. Ismayilova, S. N. Mammadov, I. R. Amiraslanov, N. T. Mamedov, G. S. Orudjev, M. B. Babanly, A. M. Shikin, and E. V. Chulkov, *J. Vac. Sci. Technol. B* **37**, 062910 (2019).
8. Z. S. Aliev, I. R. Amiraslanov, D. I. Nasonova, A. V. Shevelkov, N. A. Abdullayev, Z. A. Jahangirli, E. N. Orujlu, M. M. Otrokov, N. T. Mamedov, M. B. Babanly, and E. V. Chulkov, *J. Alloys Compd.* **789**, 443 (2019).
9. L. Ding, C. Hu, E. Feng, C. Jiang, I. A. Kibalin, A. Gukasov, M. F. Chi, N. Ni, and H. Cao, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54**, 174003 (2021).
10. J. Z. Wu, F. Liu, M. Sasase, K. Ienaga, Y. Obata, R. Yukawa, K. Horiba, H. Kumigashira, S. Okuma, T. Inoshita, and H. Hosono, *Sci. Adv.* **5**, eaax9989 (2019).
11. N. A. Abdullaev, I. R. Amiraslanov, Z. S. Aliev, Z. A. Jahangirli, I. Yu. Sklyadneva, E. G. Alizade, Y. N. Aliyeva, M. M. Otrokov, V. N. Zverev, N. T. Mamedov, and E. V. Chulkov, *JETP Lett.* **115**, 749 (2022).
12. F. Fei, S. Zhang, M. Zhang, S. A. Shah, F. Song, X. Wang, and B. Wang, *Adv. Mater.* **32**, 1904593 (2019).
13. C. Liu, Y. Wang, H. Li, Y. Wu, H. Li, Y. Wu, Y. Li, J. Li, K. He, Y. Xu, J. Zhang, and Y. Wang, *Nat. Mater.* **19**, 522 (2020).

14. M.Z. Shi, B. Lei, C.S. Zhu, D.H. Ma, J.H. Cui, Z.L. Sun, J.J. Ying, and X.H. Chen, *Phys. Rev. B* **100**, 155144 (2019).
15. J.-Q. Yan, Y.H. Liu, D. Parker, Y. Wu, A.A. Aczel, M. Matsuda, M.A. McGuire, and B.C. Sales, *Phys. Rev. Materials* **4**, 054202 (2020).
16. C. Hu, L. Ding, K.N. Gordon et al. (Collaboration), *Sci. Adv.* **6**, eaba4275 (2020).
17. I.R. Amiraslanov, Z.S. Aliev, P.A. Askerova, E.H. Alizade, Y.N. Aliyeva, N.A. Abdullayev, Z.A. Jahangirli, M.M. Otrokov, N.T. Mamedov, and E.V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **106**, 184108 (2022).
18. A. Ruiz, N.P. Breznay, M. Li, R.D. McDonald, and R.J. McQueeney, *Phys. Rev. B* **103**, 184429 (2021).
19. J. Cai, D. Ovchinnikov, Z. Fei, M. He, T. Song, Z. Lin, C. Wang, D. Cobden, J.-H. Chu, Y.-T. Cui, C.-Z. Chang, D. Xiao, J. Yan, and X. Xu, *Nat. Commun.* **13**, 1668 (2022).
20. J.-Q. Yan, Q. Zhang, T. Heitmann, Z. Huang, K.Y. Chen, J.-G. Cheng, W. Wu, D. Vaknin, B.C. Sales, and R.J. McQueeney, *Phys. Rev. Materials* **3**(6), 064202 (2019).
21. A. Tan, V. Labrasherie, N. Kunchur, A.U.B. Wolter, J. Cornejo, J. Dufouleur, B. Büchner, A. Isaeva, and R. Giraud, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 197201 (2020).
22. J. Shao, Y. Liu, M. Zeng et al. (Collaboration), *Nano Lett.* **21**, 5874 (2021).
23. A. Alfonsov, K. Mehlawat, A. Zeugner, A. Isaeva, B. Büchner, and V. Kataev, *Phys. Rev. B* **104**, 195139 (2021).
24. R. Lu, H. Sun, S. Kumar et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **11**, 011039 (2021).
25. S.V. Ereemeev, I.P. Rusinov, Yu.M. Koroteev, A.Yu. Vyazovskaya, M. Hoffmann, P.M. Echenique, A. Ernst, M.M. Otrokov, and E.V. Chulkov, *J. Phys. Chem. Lett.* **12**, 4268 (2021).
26. M. Ahlberg, M. Marcellini, A. Taroni et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **81**, 214429 (2010).
27. C. Yan, Y. Zhu, L. Miao et al. (Collaboration), *Nano Lett.* **22**, 9815 (2022).
28. A.-V. Tcakaev, B. Rubrecht, J.I. Facio et al. (Collaboration), *Adv. Sci.* **10**, 2203239 (2023).

Топологический переход в спектре магнонов скирмионного кристалла

В. Е. Тимофеев^{†*1)}, Ю. В. Барамыгина^{†*}, Д. Н. Аристов^{†*}

[†] НИИЦ “Курчатовский институт”, Петербургский институт ядерной физики, 188300 Гатчина, Россия

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

Поступила в редакцию 6 ноября 2023 г.

После переработки 13 ноября 2023 г.

Принята к публикации 14 ноября 2023 г.

Исследуется спектр магнонов скирмионного кристалла, образующегося в тонких ферромагнитных пленках с взаимодействием Дзялошинского–Мории в присутствии магнитного поля. В подходе стереографической проекции построена теория для двух низкоэнергетических магнонных мод, наблюдаемых экспериментально; в рамках построенной теории демонстрируется топологический переход в спектре. С ростом магнитного поля щель между двумя исследуемыми ветками спектра закрывается, что сопровождается сменой топологических характеристик обеих зон. Такое закрытие щели, в случае подтверждения в экспериментах по магнитному резонансу, приведет к изменениям в холловской теплопроводности и заслуживает дальнейшего изучения.

DOI: 10.31857/S1234567823240072, EDN: nlxbtn

Введение. Магнитные скирмионы являются топологически нетривиальными вихрями локальной намагниченности. В настоящее время они обсуждаются в контексте развития новых устройств памяти [1] и нетрадиционных вычислительных технологий [2]. Помимо практического интереса, тема магнитных скирмионов поднимает также ряд вопросов фундаментального характера.

Одним из активно исследуемых направлений является изучение изолированных метастабильных скирмионов с большим временем жизни [3]. Однако, в широком спектре материалов магнитные скирмионы упорядочиваются в решетки [4], так называемые скирмионные кристаллы (СкК) [5], и это открывает еще одно интересное направление для применения в магнетике [6].

Магнитные скирмионы в тонких ферромагнитных пленках были обнаружены Белаиным и Поляковым как метастабильные конфигурации локальной намагниченности [7]. С тех пор были предложены различные механизмы стабилизации скирмионов, одним из которых является взаимодействие Дзялошинского–Мории (ДМ) [8, 9]. Взаимодействие ДМ возникает в нецентросимметричных киральных магнетиках, например, в соединении MnSi со структурой типа B20, где впервые были обнаружены магнитные скирмионы в форме СкК [10].

Внутренняя динамика изолированных скирмионов достаточно сложна сама по себе [11, 12], а упорядочение скирмионов в решетки приводит к еще более сложной зонной структуре возбуждений СкК [6, 13, 14]. Кроме топологически тривиальной голдстоуновской моды [15, 16], существуют другие низкоэнергетические моды, которые могут обладать ненулевыми числами Черна [13]. Известно, что нетривиальная топология магнонных зон может приводить к возникновению краевых состояний [13, 17, 18], или холловского теплового транспорта [19, 20].

Используя метод стереографической проекции, в [14] была исследована зонная структура низкоэнергетических магнонов. Недавно был также разработан специальный подход для рассмотрения гиротропной моды в СкК [16]. В настоящей работе этот подход обобщается на случай двух вышележащих зон, наблюдаемых в экспериментах по магнитному резонансу. В согласии с численными результатами, представленными в [17], мы показываем топологический переход, происходящий при некотором промежуточном значении поля внутри области стабильности фазы СкК.

Модель. Рассматривается модель плоского ферромагнетика в присутствии взаимодействия ДМ и внешнего однородного магнитного поля, перпендикулярного плоскости. Плотность энергии дается выражением

$$\mathcal{E} = \frac{C}{2} \partial_\mu S_i \partial_\mu S_i - D \epsilon_{\mu ij} S_i \partial_\mu S_j - B S_3, \quad (1)$$

¹⁾ e-mail: viktor.timofeev@spbu.ru

где C – параметр обменного взаимодействия, D – константа взаимодействия ДМ, а B – величина магнитного поля. Удобно определить единицы длины как $l = C/D$, а плотность энергии измерять в единицах $CS^2l^{-2} = S^2D^2/C$. В этом случае энергия, $\mathcal{E}$, будет зависеть только от безразмерного параметра $b = BC/SD^2$. В пределе низких температур, рассматриваемом в этой работе, локальная намагниченность насыщается до своего максимального значения, S , и $\mathbf{S} = S\mathbf{n}$, где $|\mathbf{n}| = 1$. Эта плоская модель также применима к тонким пленкам в случае, если их толщина не превышает величины l . Мы игнорируем магнитное дипольное взаимодействие, поскольку в геометрии тонких пленок оно сводится к одноосной анизотропии и может привести лишь в незначительным изменениям параметров СскК.

Для изучения динамики локальной намагниченности мы используем лагранжиан, $\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{E}$, с кинетическим слагаемым [21]

$$\mathcal{T} = \frac{S}{\gamma_0}(1 - \cos \theta)\dot{\varphi}, \quad (2)$$

здесь φ и θ – углы, определяющие направление намагниченности $\mathbf{n} = (\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta)$, а γ_0 – гиромагнитное отношение. Такой вид лагранжиана приводит к хорошо известному уравнению Ландау–Лифшица. В дальнейшем мы включаем множитель S/γ_0 в единицы измерения времени.

Мы используем метод стереографической проекции, представляя компоненты вектора $\mathbf{n}$ в следующем виде

$$n_1 + i n_2 = \frac{2f}{1 + f\bar{f}}, \quad n_3 = \frac{1 - f\bar{f}}{1 + f\bar{f}}, \quad (3)$$

где f – комплекснозначная функция, а $\bar{f}$ – комплексно сопряженная к ней. Мы предлагаем описывать одиночный скирмион с помощью следующей стереографической функции

$$f_1 = \frac{i z_0 \kappa(z\bar{z}/z_0^2)}{\bar{z}}, \quad (4)$$

где $z = x + iy$, κ – гладкая вещественнозначная профильная функция, а z_0 – параметр, отвечающий за размер скирмиона. В случае одиночного скирмиона ур. (4) воспроизводит профиль, получаемый с помощью обычного анзаца цилиндрической доменной стенки, в то же время анзат (4) гораздо удобнее для описания профиля СскК. Недавно было показано, что мультискирмионная конфигурация может быть представлена в виде суммы стереографических функций одиночных скирмионов [22]. В частности, мы предлагаем моделировать регулярную гексагональную решетку скирмионов с помощью следующей стереографической функции

$$f_{SkX} = \sum_{n,m} f_1(\mathbf{r} - n\mathbf{a}_1 - m\mathbf{a}_2), \quad (5)$$

где $\mathbf{a}_1 = (0, a)$, $\mathbf{a}_2 = (-\sqrt{3}a/2, a/2)$, a – параметр ячейки СскК. Статические свойства анзаца (4)–(5) были рассмотрены ранее в [22, 23]. Было показано, что предложенная конфигурация СскК имеет более низкую энергию, чем спиральная или однородная конфигурации при магнитных полях, $0.25 \lesssim b \lesssim 0.8$.

В терминах стереографической проекции уравнение движения для функции $f(t)$ сильно нелинейное и не может быть аналитически решено в общем случае. В предыдущих работах [14, 24] мы обсудили нормальные моды малых флуктуаций функции f . Недавно нами также был разработан особый подход для рассмотрения гиротропной моды СскК [16]. В настоящей работе мы обобщаем этот подход для анализа двух зон с более высокой энергией, наблюдаемых экспериментально.

Гиротропная мода. Проиллюстрируем наш специально разработанный подход сначала на примере гиротропной моды. Мы полагаем, что решетка скирмионов неидеальна, так что положения центров скирмионов могут изменяться, в то время как образы отдельных скирмионов в сумме (5) остаются неизменными. Мы пишем

$$f_{SkX} = \sum_l f_1(\mathbf{r} - n\mathbf{a}_1 - m\mathbf{a}_2 + \mathbf{u}_l), \quad (6)$$

и в низшем порядке по $\mathbf{u}_l$ получаем

$$f_{SkX} = f_0 + \sum_l \mathbf{u}_l \nabla f_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_l^{(0)}), \quad (7)$$

здесь $\mathbf{r}_l^{(0)} = n\mathbf{a}_1 - m\mathbf{a}_2$, а невозмущенная f_0 дается выражением (5).

Чтобы иметь возможность использовать наши прежние формулы, описывающие динамику скирмионной решетки [14], мы переходим к переменной $\psi(\mathbf{r})$, согласно формуле

$$\sum_l \mathbf{u}_l \nabla f_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_l^{(0)}) = (1 + f_0\bar{f}_0) \psi(\mathbf{r}). \quad (8)$$

Вводя краткое обозначение $f_j = f_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j^{(0)})$, мы получаем выражение

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \psi \\ \bar{\psi} \end{pmatrix} &= \frac{1}{1 + f_0\bar{f}_0} \sum_j \begin{pmatrix} \partial_{\bar{z}} f_j & \partial_z f_j \\ \partial_{\bar{z}} \bar{f}_j & \partial_z \bar{f}_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_j^- \\ u_j^+ \end{pmatrix} \\ &\equiv \sum_j \mathcal{O}_j \begin{pmatrix} u_j^- \\ u_j^+ \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (9)$$

здесь $\mathbf{u}_j \nabla = u_j^+ \partial_z + u_j^- \partial_{\bar{z}}$, где $\partial_z = (\partial_x - i\partial_y)/2$, $\partial_{\bar{z}} = (\partial_x + i\partial_y)/2$ и $u_j^\pm = u_j^x \pm iu_j^y$, а $\bar{\psi}$ – величина, комплексно сопряженная к ψ .

Квадратичная часть лагранжиана принимает вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \sum_{lj} \begin{pmatrix} u_l^+ & u_l^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -i\hat{\mathcal{K}}_{lj}\partial_t - \hat{\mathcal{H}}_{lj} \\ V^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_j^- \\ u_j^+ \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathcal{K}}_{lj} = \int d\mathbf{r} \mathcal{O}_l^\dagger \cdot \sigma_3 \cdot \mathcal{O}_j, \quad (10)$$

$$\hat{\mathcal{H}}_{lj} = \int d\mathbf{r} \mathcal{O}_l^\dagger \cdot \begin{pmatrix} (-i\nabla + \mathbf{A})^2 + U & V \\ V^* & (i\nabla + \mathbf{A})^2 + U \end{pmatrix} \cdot \mathcal{O}_j,$$

а явные выражения для U , V и $\mathbf{A}$ представлены в [14]. Благодаря быстрому убыванию функции $f_j = f_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j^{(0)})$ с расстоянием от центра j -го скирмиона, величины $\hat{\mathcal{K}}_{lj}$ и $\hat{\mathcal{H}}_{lj}$ сводятся к взаимодействию ближайших соседей. Дальнейшие детали, касающиеся динамики гиротропной моды, приводятся в работе [16].

Две вышележащие моды. Рассмотрим теперь две моды, наблюдаемые в экспериментах по магнитному резонансу [24], так называемая дыхательная мода (Br) и мода вращения против часовой стрелки (CCW). Вместо того, чтобы смещать положение отдельных скирмионов, мы будем теперь изменять их радиус или фазу. Этот тип вариации соответствует дыхательной моде. В упрощенной форме наш анзац можно представить в виде функции, $f_1(\mathbf{r}) = iz_0/\bar{z} \exp(-c|z/z_0|^2)$, где c зависит от величины поля. Изменение в вещественнозначном $z_0 \rightarrow z_0(1 + \epsilon_1)$ может быть представлено в виде $f_1(\mathbf{r}) \rightarrow f_1(\mathbf{r}) + \epsilon_1 z_0 \partial f_1(\mathbf{r})/\partial z_0 = f_1(\mathbf{r}) - \epsilon_1(z \partial f_1(\mathbf{r})/\partial z + \bar{z} \partial f_1(\mathbf{r})/\partial \bar{z})$. Аналогично, бесконечно малое изменение фазы $f_1(\mathbf{r}) \rightarrow e^{i\epsilon_2} f_1(\mathbf{r})$ может быть записано как $f_1(\mathbf{r}) \rightarrow f_1(\mathbf{r}) + i\epsilon_2(z \partial f_1(\mathbf{r})/\partial z - \bar{z} \partial f_1(\mathbf{r})/\partial \bar{z})$. Объединяя эти формулы и определяя комплекснозначную величину $u_{br} = \epsilon_1 - i\epsilon_2$, мы получаем вариацию первого порядка в виде

$$u_{br} z \partial f_1(\mathbf{r})/\partial z + \bar{u}_{br} \bar{z} \partial f_1(\mathbf{r})/\partial \bar{z}.$$

Здесь мы видим, что дыхательная мода имеет тот же угловой характер в начале координат, что и f_1 , т.е. она ведет себя как $e^{i\phi}$ при $r \rightarrow 0$. Это следует противопоставить описанной выше трансляционной моде, которая ведет себя как $e^{2i\phi}$, т.е. имеет дополнительное вращение по часовой стрелке, $e^{i\phi}$, по отношению к $f_1 \propto e^{i\phi}$. Легко показать, что другая наблюдаемая мода, вращение против часовой стрелки, получается путем использования вариации

$$u_{ccw} z^2 \partial f_1(r)/\partial z + \bar{u}_{ccw} \bar{z}^2 \partial f_1(r)/\partial \bar{z}.$$

Дальнейшее рассмотрение выполняется просто, в основном, повторяя описанные выше шаги для нуле-

вой моды. Сначала мы вводим амплитуды, относящиеся к отдельным скирмионам, записывая, например, дыхательную моду скирмиона с центром в $\mathbf{r}_j^{(0)}$ следующим образом

$$u_{br,j}(z - z_j^{(0)}) \frac{\partial}{\partial z} f_j + \bar{u}_{br,j}(\bar{z} - \bar{z}_j^{(0)}) \frac{\partial}{\partial \bar{z}} f_j,$$

и аналогично для $u_{ccw,j}$. Затем мы выполняем интегрирование по $\mathbf{r}$, получаем лагранжиан на решетке в терминах мод $u_{br,j}$, $u_{ccw,j}$ и переходим к преобразованию Фурье, $u_{br,j} = \sum_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_j} u_{br,\mathbf{q}}$, и аналогично для $u_{ccw,\mathbf{q}}$.

Оказывается, что энергии мод u_{br} и u_{ccw} близки и даже совпадают при некоторых значениях b . Поэтому нам необходимо учесть гибридизацию этих двух мод. Мы вводим объект типа дираковского спинора, $\Psi_{\mathbf{q}}^\dagger = (\bar{u}_{br,\mathbf{q}}, u_{br,\mathbf{q}}, \bar{u}_{ccw,\mathbf{q}}, u_{ccw,\mathbf{q}})$. После некоторых вычислений мы получаем эффективный лагранжиан для этих двух зон в виде

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{q}} \Psi_{-\mathbf{q}}^\dagger \begin{pmatrix} -i\hat{\mathcal{K}}_{\mathbf{q}}\partial_t - \hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}} \end{pmatrix} \Psi_{\mathbf{q}}, \quad (11)$$

$$\hat{\mathcal{K}}_{\mathbf{q}} = \begin{pmatrix} 1 + k_2\gamma_s & 0 & k_a\gamma_p^* & k_b\gamma_p \\ 0 & -1 - k_2\gamma_s & k_b\gamma_p^* & k_a\gamma_p \\ k_a\gamma_p & k_b\gamma_p & 1 + k_3\gamma_s & 0 \\ k_b\gamma_p^* & k_a\gamma_p^* & 0 & -1 - k_3\gamma_s \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}} = \begin{pmatrix} p_1 + t_1\gamma_s & p_2 + t_2\gamma_s & -t_a\gamma_p^* & t_b\gamma_p \\ p_2 + t_2\gamma_s & p_1 + t_1\gamma_s & -t_b\gamma_p^* & t_a\gamma_p \\ -t_a\gamma_p & -t_b\gamma_p & p_3 + t_3\gamma_s & t_4\gamma_d \\ t_b\gamma_p^* & t_a\gamma_p^* & t_4\gamma_d^* & p_3 + t_3\gamma_s \end{pmatrix},$$

где суммы по шести ближайшим соседям (NN) определяются выражениями

$$\gamma_s(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{d}} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{d}} - 6 =$$

$$= 2 \left(2 \cos \frac{\sqrt{3}}{2} q_x \cos \frac{1}{2} q_y + \cos q_y - 3 \right),$$

$$\gamma_p(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{d}} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{d}} e^{i\phi_d} =$$

$$= 2 \left(\cos \frac{\sqrt{3}}{2} q_x \sin \frac{1}{2} q_y + \sin q_y - \right.$$

$$\left. - i\sqrt{3} \sin \frac{\sqrt{3}}{2} q_x \cos \frac{1}{2} q_y \right),$$

$$\gamma_d(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{d}} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{d}} e^{2i\phi_d} =$$

$$= 2 \left(\cos \frac{\sqrt{3}}{2} q_x \cos \frac{1}{2} q_y - \cos q_y - \right.$$

$$\left. - i\sqrt{3} \sin \frac{\sqrt{3}}{2} q_x \sin \frac{1}{2} q_y \right), \quad (12)$$

причем, выполняется свойство $\gamma_{s,p,d}(0) = 0$. Для простоты обозначений мы полагаем параметр ячейки

СкК, a , равным единице. Для оптимальной конфигурации a зависит от поля, b .

Удобное свойство $\hat{\mathcal{K}}_{\mathbf{q}=0} = \text{diag}(1, -1, 1, -1)$ было фактически получено путем перемасштабирования $u_{br,j} \rightarrow c_{br}u_{br,j}$ и $u_{ccw,j} \rightarrow c_{ccw}u_{ccw,j}$ для всех j с соответствующим образом выбранными (и зависящими от поля) c_{br}, c_{ccw} . Численно мы находим, что коэффициенты $k_2 < 0 < k_3$, $k_{a,b} < 0$ довольно малы, и их зависимость от поля b показана на рис. 1. На этом графике также показаны другие параметры, p_i , t_i , относящиеся к потенциальной части лагранжиана.

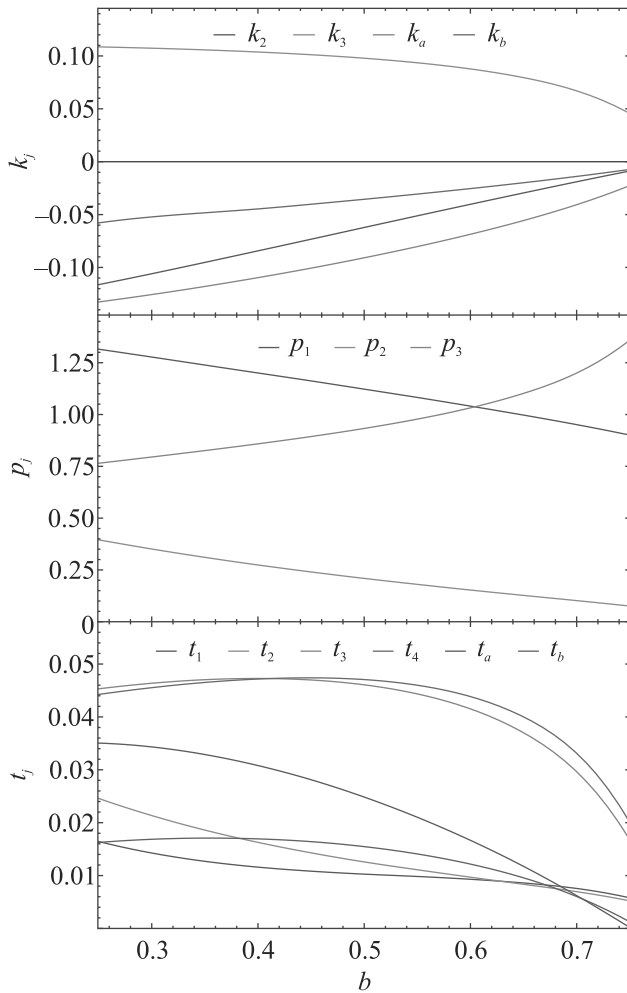


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость параметров лагранжиана (11), описывающего дыхательную моду и моду вращения против часовой стрелки, от величины внешнего магнитного поля, b

Несмотря на относительную малость величины k_3 , следует быть внимательным при разложении вблизи точки зоны Бриллюэна, K , т.е. вблизи $\mathbf{q} = \frac{2\pi}{3}(\sqrt{3}, 1)$. В этой точке множитель γ_s обладает минимумом, поэтому величина $\hat{\mathcal{K}}_{\mathbf{q},33}$ становится ма-

лой $1 + k_3\gamma_s \simeq 0.07$, при малых полях, $b \leq 0.4$. Однако, величина $\hat{\mathcal{K}}_{\mathbf{q},33}$ остается положительной во всем диапазоне значений b , как и должно быть в хорошо определенной теории.

Спектр возбуждений определяется уравнением $\det(\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}) = 0$, где $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}} = \omega\hat{\mathcal{K}}_{\mathbf{q}} - \hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{q}}$. Корни этого уравнения возникают парами, $\omega = \pm\epsilon_1(\mathbf{q})$ и $\omega = \pm\epsilon_2(\mathbf{q})$. В точке Γ , когда $\mathbf{q} = 0$, уравнение сильно упрощается. В этом случае $\gamma_s = \gamma_p = \gamma_d = 0$, и матрица лагранжиана принимает следующий вид:

$$\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}=0} = \begin{pmatrix} \omega - p_1 & -p_2 & 0 & 0 \\ -p_2 & -\omega - p_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega - p_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\omega - p_3 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

и спектр дается как $\pm\epsilon_1$ и $\pm\epsilon_2$, где

$$\epsilon_1 = (p_1^2 - p_2^2)^{1/2}, \quad \epsilon_2 = p_3.$$

Оказывается, что $\epsilon_1 \simeq \epsilon_2 \sim 1$ во всей значимой области полей, b , при этом энергии совпадают при $b = b_c \simeq 0.6$. Соответствующая зависимость энергии мод Вг и ССВ в точке Γ приведена на рис. 2. Видно, что щель между ветками Вг и ССВ закрывается при b_c и вновь открывается при дальнейшем росте b .

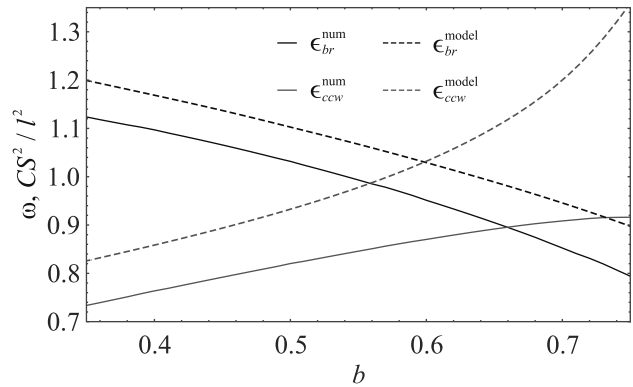


Рис. 2. (Цветной онлайн) Энергии дыхательной моды и моды вращения против часовой стрелки в точке Γ , $\mathbf{q} = 0$, вычисленные в двух подходах. Результаты эффективной модели, ур. (13), обозначены пунктирными линиями, а результат полного вычисления, описанного в работе [14], показан сплошными линиями

На рисунке 2 видно также качественное согласие наших результатов с полным расчетом магннного спектра, детали которого были опубликованы ранее, см. [14]. Главное отличие состоит в том, что в полном расчете соответствующие дисперсионные ветки обладают более низкой энергией; что может объясняться виртуальными переходами на более высокие уровни

энергии, которые присутствуют в полном расчете и отсутствуют в упрощенной модели (11).

Эффективный редуцированный гамильтониан. Чтобы показать смену топологического характера двух зон после переоткрытия щели, сосредоточимся на окрестности точки $\mathbf{q} = 0$. При $b = b_c$ и $\mathbf{q} = 0$ спектр становится дважды вырожденным с $\omega = \pm\epsilon_1$. В первую очередь, мы хотим свести задачу к рассмотрению двух идентичных секулярных уравнений, каждое из которых давалось бы гамильтонианом 2×2 . При этом возникают два технических момента. Во-первых, недиагональная форма ур. (13) говорит о конечной гибридизации между фазой скирмиона и его радиусом, даже в однородном пределе, см. определение u_{br} выше. Такая гибридизация отсутствует для CCW моды в точке $\mathbf{q} = 0$. Во-вторых, кинетическое слагаемое, $\hat{K}_{\mathbf{q}}$, недиагонально, $k_{a,b} \neq 0$, в отличие от ранее исследованного случая гиротропной моды [16], и это свойство оказывается существенным в численных оценках.

В точке Γ мы можем привести лагранжиан, $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}$, к диагональному виду при помощи преобразования $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}=0} \rightarrow U_0^\dagger \hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}=0} U_0$, где

$$U_0 = \begin{pmatrix} \cosh \theta & \sinh \theta & 0 & 0 \\ \sinh \theta & \cosh \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \end{pmatrix},$$

и $\tanh 2\theta = -p_2/p_1$. Теперь рассмотрим блок $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}$, составленный из первых и третьих строк и столбцов матрицы. Соответствующий блок 2×2 в кинетическом слагаемом при $\mathbf{q} = 0$ является единичной матрицей, а при $\mathbf{q} \neq 0$ имеет вид $\begin{pmatrix} 1 + k_2\gamma_s & \tilde{k}_a\gamma_p^* \\ \tilde{k}_a\gamma_p & 1 + k_3\gamma_s \end{pmatrix}$ величина $\tilde{k}_a$ определяется ниже.

Ограничиваясь в вычислениях точностью $\mathcal{O}(q^2)$ и применяя простые $\mathbf{q}$ -зависящие преобразования подобия к лагранжиану, мы можем привести указанный выше блок кинетического слагаемого к виду единичной матрицы. Опуская дальнейшие подробности, приведем конечное выражение:

$$\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}^{(1)} \simeq (\omega - E_0)\mathbf{1} - \mathcal{H},$$

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \mu + tq^2 & v(q_x - iq_y) \\ v(q_x + iq_y) & -\mu - tq^2 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} \mu &= (\epsilon_1 - \epsilon_2)/2, \quad \epsilon_0 = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2, \\ v &= 3(\tilde{t}_a + \epsilon_0\tilde{k}_a), \\ t &= \frac{3}{4}(t_3 - \tilde{t}_1 + k_2\epsilon_1 - k_3\epsilon_2 + 6\tilde{k}_a^2\mu), \\ E_0 &= \epsilon_0 + \frac{3}{4}q^2(-t_3 - \tilde{t}_1 + k_2\epsilon_1 + k_3\epsilon_2 + \\ &\quad + 12\tilde{k}_a\tilde{t}_a + 12\tilde{k}_a^2\epsilon_0), \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{t}_a &= t_a \cosh \theta + t_b \sinh \theta, \\ \tilde{k}_a &= k_a \cosh \theta + k_b \sinh \theta, \\ \tilde{t}_1 &= t_1 \cosh 2\theta - t_2 \sinh 2\theta. \end{aligned} \quad (15)$$

Второй блок, $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}^{(2)}$, может быть получен из первого, $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}^{(1)}$, заменой $\omega \rightarrow -\omega$ и $q_y \rightarrow -q_y$. Два оставшихся блока в $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}$, связывающих $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}^{(1)}$ и $\hat{\mathcal{L}}_{\mathbf{q}}^{(2)}$, малы в меру $\mathcal{O}(q)$ и могут быть опущены в окрестности точки Γ . Зависимость параметров эффективного гамильтониана $\mathcal{H}$ от поля b приведена на рис. 3. Собственные моды гамильтониана (14) даются выражениями:

$$\epsilon_{\pm, \mathbf{q}} = E_0 \pm \sqrt{(\mu + tq^2)^2 + v^2q^2}. \quad (16)$$

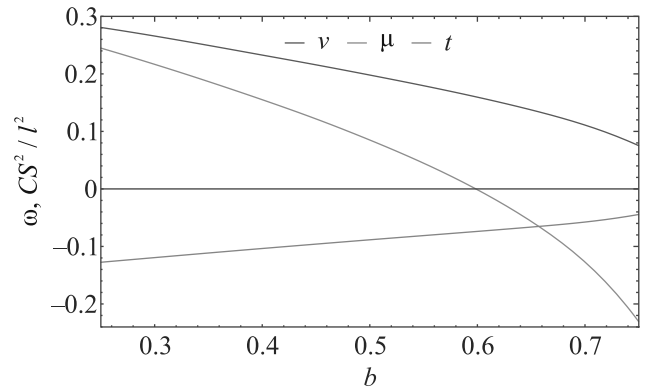


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость параметров эффективного гамильтониана 2×2 , ур. (14), от внешнего магнитного поля, b

Топологический характер спектра проявляется в кривизне Берри, $\Omega(\mathbf{q})$, которая легко вычисляется для упрощенной модели, ур. (14). Согласно стандартной формуле, для n -ой зоны с дисперсией $\epsilon_{n\mathbf{q}}$ кривизна Берри $\Omega_n(\mathbf{q})$ дается следующим выражением:

$$\Omega_n(\mathbf{q}) = i \sum_m \frac{\langle n | \frac{\partial \hat{H}_{\mathbf{q}}}{\partial q_x} | m \rangle \langle m | \frac{\partial \hat{H}_{\mathbf{q}}}{\partial q_y} | n \rangle - (q_x \leftrightarrow q_y)}{(\epsilon_{n\mathbf{q}} - \epsilon_{m\mathbf{q}})^2}. \quad (17)$$

В общем случае суммирование по m в (17) проводится по всем зонам. В нашем случае двух близко расположенных уровней, $\epsilon_{+, \mathbf{q}} - \epsilon_{-, \mathbf{q}} \ll E_0 \sim 1$, можно

ограничиться переходами только между этими двумя уровнями, когда знаменатель (17) мал. Переходы с $|\epsilon_{n\mathbf{q}} - \epsilon_{m\mathbf{q}}| \simeq 2E_0$ могут быть отброшены. Это значит, что из суммы по m остается только одно слагаемое. После несложных вычислений, для зоны $\epsilon_{+, \mathbf{q}}$ можно получить:

$$\Omega(\mathbf{q}) = \frac{v^2(tq^2 - \mu)}{2((\mu + tq^2)^2 + v^2q^2)^{3/2}}. \quad (18)$$

Для зоны $\epsilon_{-, \mathbf{q}}$ следует заменить $\Omega(\mathbf{q}) \rightarrow -\Omega(\mathbf{q})$.

Выражение для интегрального веса (числа Черна):

$$\int d^2\mathbf{q} \Omega(\mathbf{q}) = \frac{\pi(tq^2 + \mu)}{\sqrt{(\mu + tq^2)^2 + v^2q^2}} \Big|_{q=0}^{\infty} = \pi(\text{sgn } t - \text{sgn } \mu).$$

Видно, что для $\mu t < 0$ магноны топологически нетривиальны, в нашем случае это условие выполняется при $b < b_c \simeq 0.6$. Для больших полей, $b > b_c$, выполняется, $\mu t > 0$, поэтому спектр становится топологически тривиальным.

Такой переход наблюдался ранее с ростом магнитного поля в схожей модели [17], а также с изменением величины магнитной анизотропии в модели на решетке с четырехспиновым взаимодействием [18].

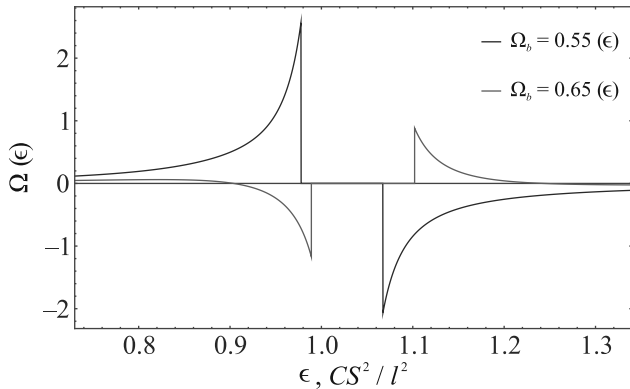


Рис. 4. (Цветной онлайн) Плотность кривизны Берри $\Omega(\epsilon)$ для двух разных значений магнитного поля: зеленая линия $b = 0.55$, а красная линия $b = 0.65$

Топологический характер спектра магнонов может проявляться в появлении краевых состояний [13, 17], а также в аномальном поведении холловской теплопроводности, см. [20]. В случае теплопроводности полезно ввести понятие плотности кривизны Берри, которую мы определяем следующим образом:

$$\Omega(\epsilon) = V^{-1} \sum_{n\mathbf{q}} \Omega_n(\mathbf{q}) \delta(\epsilon - \epsilon_{n\mathbf{q}}). \quad (19)$$

Вблизи точки переоткрытия щели при $b = b_c$ для упрощенной модели (14) это выражение сводится к

$$\Omega(\epsilon) = \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^2} \Omega(\mathbf{q}) (\delta(\epsilon - \epsilon_{+, \mathbf{q}}) - \delta(\epsilon - \epsilon_{-, \mathbf{q}})), \quad (20)$$

где $\Omega(\mathbf{q})$ дается (18). Итоговое выражение достаточно громоздко и здесь не приводится. На рисунке 4 показана зависимость $\Omega(\epsilon)$ для двух конкретных наборов параметров E_0 , v , μ , t , относящихся к двум разным случаям $\mu t > 0$ и $\mu t < 0$.

Закключение. Мы построили теорию топологического перехода, происходящего в спектре возбуждений гексагональной решетки скирмионов при увеличении внешнего магнитного поля. С ростом поля щель между двумя зонами спиновых волн, наблюдаемыми в экспериментах по магнитному резонансу, закрывается, что сопровождается изменением топологического характера обеих зон. Мы надеемся, что это явление, в случае подтверждения методом магнитного резонанса, может быть в дальнейшем исследовано в экспериментах по холловской теплопроводности.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант # 22-22-20034 и Санкт-Петербургским научным фондом, грант # 33/2022.

1. H. Vakili, J.-W. Xu, W. Zhou, M. N. Sakib, M. G. Morshed, T. Hartnett, Y. Quessab, K. Litzius, C. T. Ma, S. Ganguly, M. R. Stan, P. V. Balachandran, G. S. D. Beach, S. J. Poon, A. D. Kent, and A. W. Ghosh, J. Appl. Phys. **130**, 070908 (2021).
2. M.-K. Lee and M. Mochizuki, Phys. Rev. Appl. **18**, 014074 (2022).
3. A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, Nat. Rev. Mater. **2**, 1 (2017).
4. K. Everschor-Sitte, J. Masell, R. M. Reeve, and M. Kläui, J. Appl. Phys. **124**, 240901 (2018).
5. N. Nagaosa and Y. Tokura, Nature Nanotech. **8**, 899 (2013).
6. M. Garst, J. Waizner, and D. Grundler, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 293002 (2017).
7. A. A. Belavin and A. M. Polyakov, JETP Lett. **22**, 245 (1975).
8. A. N. Bogdanov and D. Yablonskii, ZhETF **95**, 178 (1989).
9. A. Bogdanov and A. Hubert, J. Magn. Magn. Mater. **138**, 255 (1994).
10. S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni, Science **323**, 915 (2009).
11. C. Schütte and M. Garst, Phys. Rev. B **90**, 094423 (2014).

12. S.-Z. Lin, C. D. Batista, and A. Saxena, Phys. Rev. B **89**, 024415 (2014).
13. A. Roldán-Molina, A. S. Nunez, and J. Fernández-Rossier, New J. Phys. **18**, 045015 (2016).
14. V. E. Timofeev and D. N. Aristov, Phys. Rev. B **105**, 024422 (2022).
15. O. Petrova and O. Tchernyshyov, Phys. Rev. B **84**, 214433 (2011).
16. V. E. Timofeev and D. N. Aristov, JETP Lett. **118**, 455 (2023).
17. S. A. Díaz, T. Hirosawa, J. Klinovaja, and D. Loss, Physical Review Research **2**, 013231 (2020).
18. K. Mæland and A. Sudbø, Phys. Rev. Res. **4**, L032025 (2022).
19. K. A. van Hoogdalem, Y. Tserkovnyak, and D. Loss, Phys. Rev. B **87**, 024402 (2013).
20. R. Matsumoto, R. Shindou, and S. Murakami, Phys. Rev. B **89**, 054420 (2014).
21. W. Döring, Z. Naturforsch. A **3**, 373 (1948).
22. V. E. Timofeev, A. O. Sorokin, and D. N. Aristov, JETP Lett. **109**, 207 (2019).
23. V. E. Timofeev, A. O. Sorokin, and D. N. Aristov, Phys. Rev. B **103**, 094402 (2021).
24. V. E. Timofeev and D. N. Aristov, JETP Lett. **117**, 676 (2023).

О характере сверхпроводимости и топологических свойствах SnAs

К. А. Дмитриева¹⁾, П. И. Безотосный, В. М. Пудалов

Центр им. В. Л. Гинзбурга, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 ноября 2023 г.

После переработки 15 ноября 2023 г.

Принята к публикации 16 ноября 2023 г.

В работе описаны результаты измерений зонной структуры монокристаллов SnAs методом ARPES. Проведен подробный анализ изоэнергетических сечений, отвечающих как энергии Ферми и близким к ней, так и более глубоким уровням энергии. Экспериментальные данные ARPES согласуются с теоретически предсказанным видом поверхности Ферми SnAs. Установленный вид поверхности Ферми лежит в основе оценки параметра Гинзбурга–Ландау, из которой следует, что SnAs является сверхпроводником I рода. Кроме того, результаты ARPES измерений подтверждают наличие расщепления в спектре зонной структуры в Γ -точке при энергиях связи электронов в диапазоне 0.6–1.2 эВ, связанного со спин-орбитальным взаимодействием.

DOI: 10.31857/S1234567823240084, EDN: nlycfe

Введение. Бинарное соединение SnAs является родительским для целого ряда пниктидов более сложного состава (EuSn_2As_2 , EuSn_2P_2 , EuFe_2As_2 , EuCd_2As_2 , и т.п.) с топологически нетривиальной зонной структурой и магнитным упорядочением; по этой причине оно активно изучается в последнее время [1–11]. Сверхпроводящие свойства SnAs были обнаружены в 1960-х гг. [12], но недавно их изучение получило новый импульс [1, 4, 6–9]. Вместе с тем, интерес представляют как сверхпроводящее состояние данного соединения, так и возможное нетривиальное топологическое. К дискуссионным вопросам, касающимся SnAs, относятся род сверхпроводимости в данном соединении [1, 6, 7] и наличие его нетривиальных топологических свойств, предсказанных в [7, 8, 13].

К аргументам в пользу реализации сверхпроводимости I рода в бинарном соединении SnAs относится характер температурных зависимостей его электронной теплоемкости при изменении величины магнитного поля [6]. Несмотря на то, что в литературе нередко характерный пик, появляющийся на температурных зависимостях электронной теплоемкости под действием внешнего магнитного поля, рассматривают как довод в пользу сверхпроводимости I рода [14–19], он может появляться и у сверхпроводников слабого II рода [20]. С другой стороны, на зависимостях магнитного момента SnAs от внешнего магнитного поля ($M(H)$) наблюдается гистерезис, характерный для сверхпроводников II рода [7]. Одни авто-

ры делают акцент на первом факте и относят SnAs к сверхпроводникам I рода [6], другие же обращают внимание на гистерезис и относят данное соединение к сверхпроводникам II рода [7, 8]. При этом стоит упомянуть, что гистерезис на зависимости $M(H)$ может быть связан не только с проникновением вихрей в сверхпроводники II рода, но и с промежуточным состоянием в сверхпроводниках I рода, что обуславливается, в частности, формой и структурой измеряемых образцов [14–19].

При наличии противоречивых данных о роде сверхпроводимости в SnAs, полученных экспериментальными методами, большую важность представляет оценка величины параметра Гинзбурга–Ландау κ . Подобные оценки были проведены в работах [1, 6] и дают близкие результаты: $\kappa = 0.05$ [1] и $\kappa = 0.07–0.4$ [6]. Данный результат свидетельствует о том, что SnAs следует относить к сверхпроводникам I рода. Однако, эти оценки сделаны на основании теоретически рассчитанной поверхности Ферми SnAs, которая требует экспериментального подтверждения. Следует также отметить, что полученные результаты для параметра Гинзбурга–Ландау сильно контрастируют с его оценками из магнитных измерений $\kappa = 2.71$ [7].

Другим важным вопросом в исследованиях SnAs является потенциальное наличие нетривиальных топологических свойств у данного соединения [2, 7, 8, 13]. Важным доводом в данном вопросе является предсказанная теоретически схожесть электронной зонной структуры SnAs и изоструктурного кристаллического топологического изолятора SnTe [2]. В случае SnTe уровень Ферми сдвинут

¹⁾e-mail: dmitrievaka@lebedev.ru

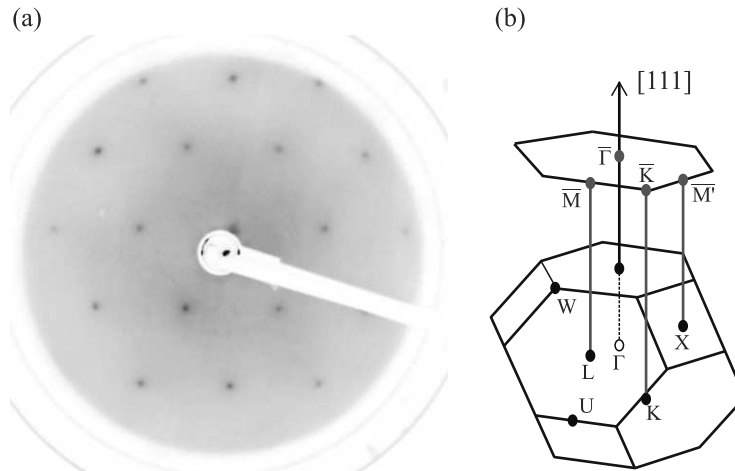


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Картина рефлексов ДМЭ на монокристаллах SnAs. Энергия электронов $E = 160$ эВ. (б) – Первая зона Бриллюэна для SnAs и ее проекция на плоскость (111)

вверх относительно SnAs на величину порядка 1 эВ. Это приводит к тому, что у SnTe инверсия зон в L-точке, связанная с топологически нетривиальными состояниями, наблюдается в районе уровня Ферми. В случае же SnAs инвертированные зоны в L-точке (As-4*p* и Sn-5*p*) располагаются выше энергии Ферми [2]. Стоит также отметить, что в работе [7] из расчетов в рамках теории функционала плотности (DFT) было найдено расщепление зонной структуры SnAs в Γ -точке при энергиях связи электронов от 0.6 до 1.2 эВ, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием (COB).

Настоящая работа посвящена анализу изоэнергетических сечений, полученных в результате ARPES измерений монокристаллов SnAs. В том числе, рассматриваются изоэнергетические сечения, отвечающие энергии Ферми и близким к ней энергиям. Описываются изоэнергетические срезы ARPES спектров для тех областей зонной структуры, для которых предсказано расщепление за счет COB. Проводится сравнение результатов ARPES измерений для SnAs с данными о зонной структуре для изоструктурного соединения SnTe.

Экспериментальная часть. Монокристаллы SnAs были синтезированы с использованием модифицированного метода Бриджмана. Более подробно процедура их роста и характеристики описана в работе [6]. Кристаллическая решетка SnAs соответствует NaCl-структуре с параметром решетки $a = 5.72483(8)$ Å.

Измерения ARPES спектров проводились на установке, снабженной полусферическим энергоанализатором Scienta R4000 и гелиевой газоразрядной лампой VUV 5K с линией излучения 21.2 эВ (HeI α). Энергетическое разрешение измерительной

системы составляет 17 мэВ, а разрешение по углу – 0.5°. Во время измерений в установке поддерживался сверхвысокий вакуум с давлением не более $1-2 \times 10^{-10}$ мбар. Поверхность монокристаллов SnAs очищалась путем травления ионами Ag с последующим прогревом при температуре 150 °C. Качество подготовленной поверхности проверялось с использованием дифракции медленных электронов (ДМЭ) (см. рис. 1а). Четкие рефлексы на картине ДМЭ свидетельствуют о восстановлении поверхности образцов при описанной выше подготовке. Симметрия полученной картины ДМЭ соответствует плоскости (111). Это согласуется с результатами рентгеновской дифрактометрии (XRD), демонстрирующими, что плоскость (111) является плоскостью спайки для монокристаллов SnAs и скол образцов происходит именно по ней. На рисунке 1б изображена первая зона Бриллюэна для SnAs, а также ее проекция на плоскость (111). Представленные в настоящей работе ARPES спектры изоэнергетических сечений отвечают данной проекции.

Результаты и их обсуждение.

Поверхность Ферми и энергии, близкие к E_F . На рисунке 2 представлены изоэнергетические сечения спектров ARPES, измеренных на монокристаллах SnAs. Поверхности для энергий связи электронов $E_b = 0.0, 0.2$ и 0.4 эВ (нулевое значение отвечает энергии Ферми, E_F) сопоставляются с теоретическими расчетами поверхности Ферми. В свою очередь, изоэнергетические сечения для $E_b = 0.6, 0.8, 1.0$ и 1.2 эВ рассматриваются далее с целью выявления особенностей зонной структуры, обусловленных COB. Для удобства, на рис. 2 некоторые участки изоэнергетических сечений отмечены цветными линиями. Для этих же целей экспериментальные спектры

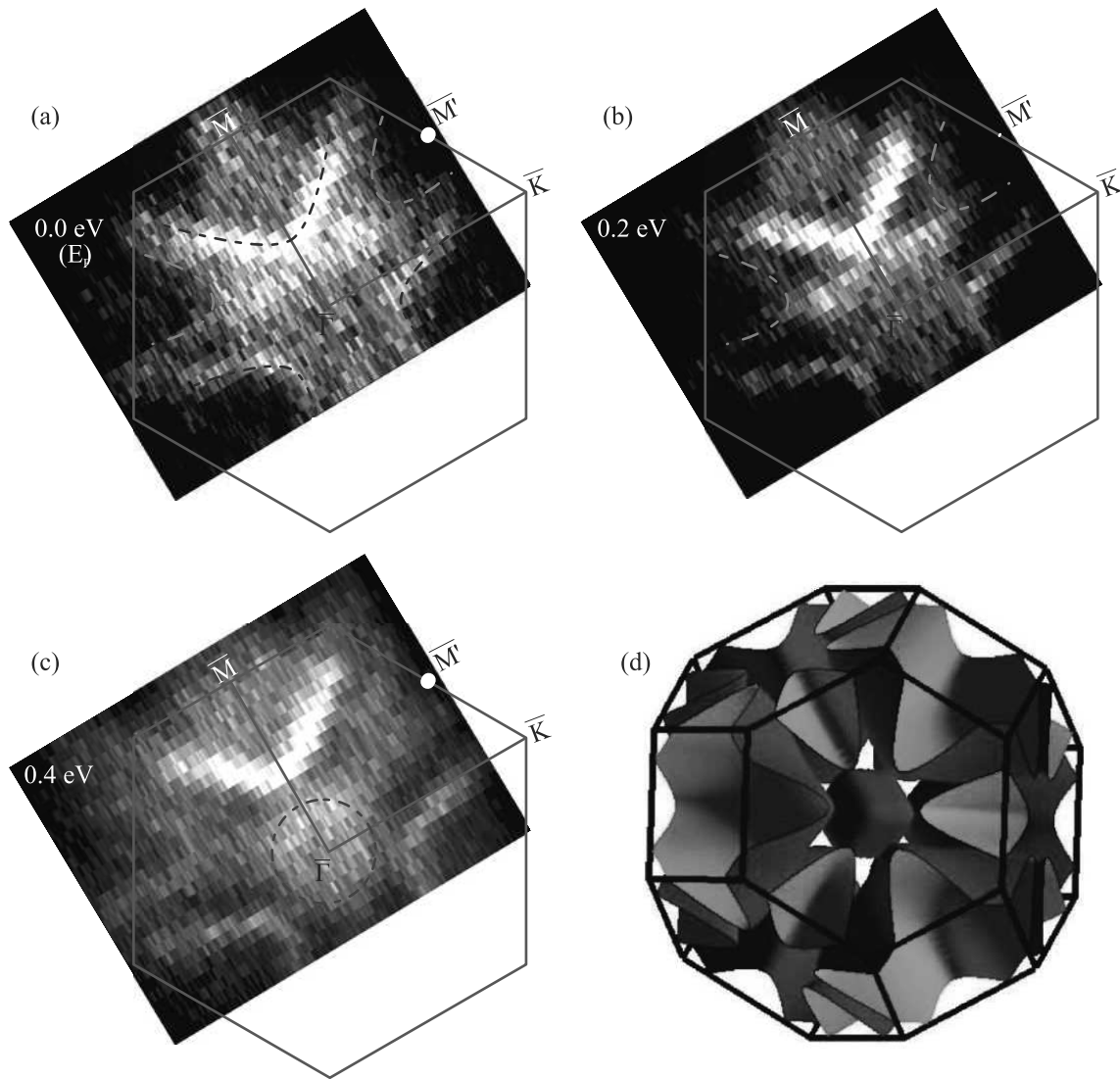


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a)–(c) – Изоэнергетические сечения ARPES спектров, полученных на монокристаллах SnAs и (d) – рассчитанная поверхность Ферми данного соединения из работы [21]. Сечения соответствуют энергиям связи электронов $E_b = 0.0, 0.2$ и 0.4 эВ (указаны на соответствующих рисунках)

помещены внутри шестиугольника, который является проекцией зоны Бриллюэна на плоскость (111). На рисунках 2a–c показаны высокосимметричные направления $\bar{\Gamma} - \bar{K}$, $\bar{\Gamma} - \bar{M}$ и $\bar{\Gamma} - \bar{M}'$.

Проекция поверхности Ферми, полученная методом ARPES (см. рис. 2a) для E_b 0.0 эВ (соответствует E_F), представляет собой три ярко выраженных дуги (отмечены синими штриховыми линиями) и две менее яркие дуги (отмечены оранжевыми линиями). Из сравнения с теоретическими расчетами поверхности Ферми [2, 6, 7, 21] видно, что в данной проекции всего должно быть 6 дуг (см. рис. 2d, где показан вид смоделированной поверхности Ферми [21] со стороны шестиугольной грани зоны Бриллюэна). Видно, что

шестая дуга, которая ожидается исходя из соображений симметрии, выходит за область ARPES измерений. Стоит отметить, что в отличие от расчетных данных, на экспериментальных спектрах на рис. 2a и b в направлении $\bar{\Gamma} - \bar{M}$ наблюдается дополнительное пятно рядом с одной из дуг вблизи $\bar{M}$ -точки. Исходя из рассчитанной поверхности Ферми [21], такой особенности не следовало ожидать. Однако в зонных расчетах для плоскости (111), учитывающих границу образца и проведенных для направления $\bar{M} - \bar{\Gamma} - \bar{M}'$, возникают относящиеся к поверхности дополнительные зоны, которые пересекают уровень Ферми [6]. Именно они формируют данную особенность на экспериментально измеренных спектрах.

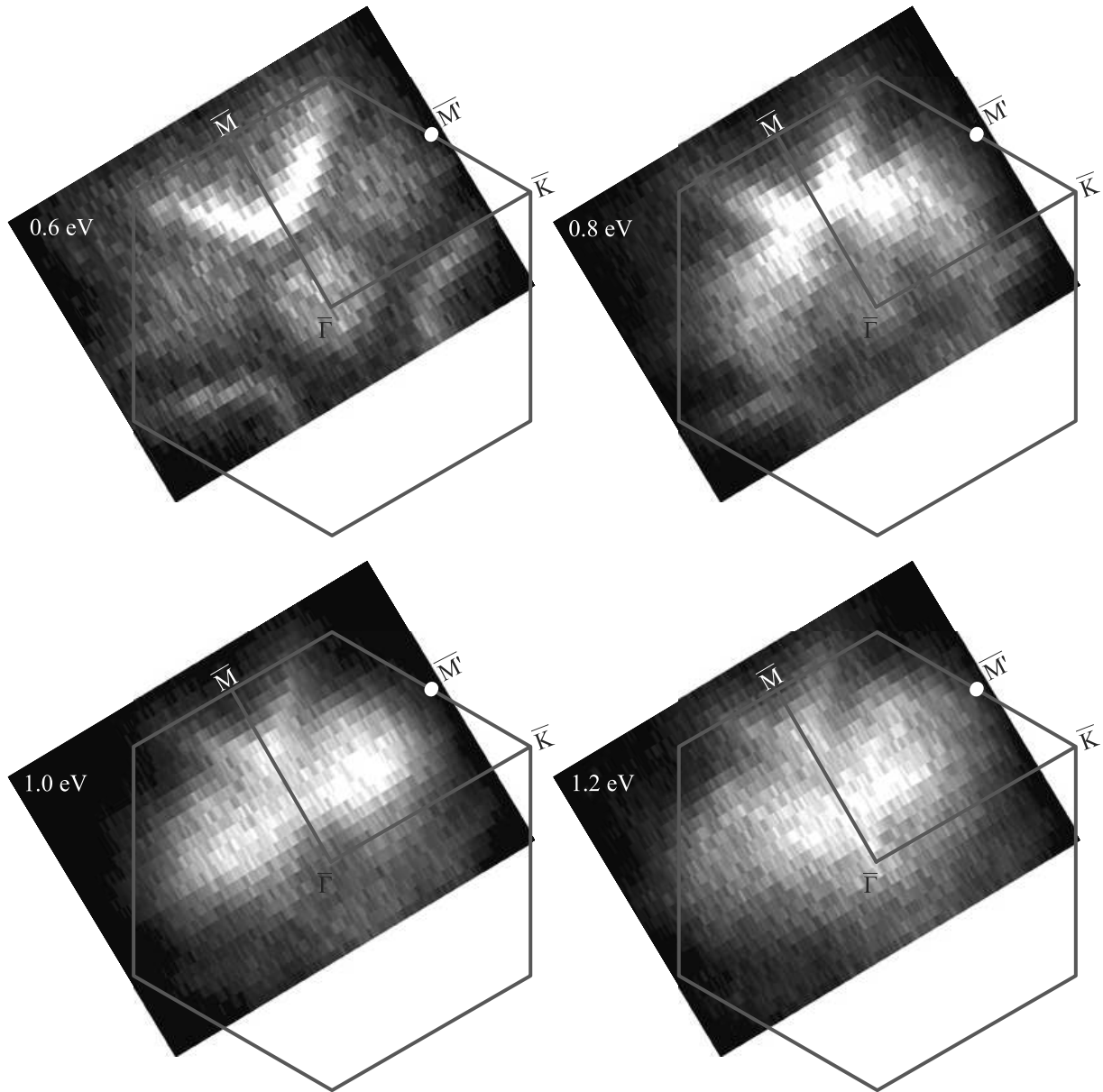


Рис. 3. (Цветной онлайн) Изоэнергетические сечения ARPES спектров, полученных на монокристаллах SnAs. Сечения соответствуют энергиям связи электронов $E_b = 0.6, 0.8, 1.0$ и 1.2 эВ (указаны на соответствующих рисунках)

Обратимся к состояниям немного ниже уровня Ферми. Сечение при $E_b = 0.2$ эВ (рис. 2b) практически не отличается от сечения при $E_b = 0.0$ эВ (рис. 2a). Тем не менее, две дуги, которые были отмечены на предыдущем изоэнергетическом срезе оранжевым цветом, видны здесь отчетливее (тоже отмечены оранжевым цветом). На изоэнергетическом сечении $E_b = 0.4$ эВ (рис. 2c), дополнительно к дугам, которые видны на поверхностях $E_b = 0.0$ и 0.2 эВ, здесь также видно яркое пятно в окрестности $\bar{\Gamma}$ -точки (отмечено бордовым цветом). На рассчитанной поверхности Ферми в центре зоны Бриллюэна

действительно есть элемент, который, возможно, отвечает этому пятну (на рис. 2d).

Таким образом, результаты измерений изоэнергетических поверхностей, отвечающих энергии Ферми и близким к ней энергиям, подтверждают теоретически рассчитанную поверхность Ферми для SnAs. Это дает основание использования микроскопических оценок длины когерентности ξ и лондоновской глубины проникновения λ . Из этих оценок в работах [1, 6] определялось значение параметра Гинзбурга–Ландау $\kappa = 0.05–0.4$, свидетельствующее о том, что SnAs является сверхпроводником I рода.

Расхождения в оценках параметра Гинзбурга–Ландау с теми, которые сделаны из магнитных измерений [7], могут быть связаны с тем, что из кристалла SnAs с ГЦК решеткой трудно изготовить образцы требуемой формы в виде эллипсоидов, так как материал является твердым и колется только по плоскости (111). Использование образцов иной формы может оказывать существенное влияние на результаты магнитных измерений.

Уровни энергии ниже E_F и расщепление за счет СОВ. В работе [7] отмечалось, что в рассчитанных спектрах в Γ -точке, в диапазоне энергий связи 0.6–1.2 эВ может наблюдаться сильное расщепление зон за счет спин-орбитального взаимодействия. С целью проверки этого, на рис. 3 представлены изоэнергетические сечения для указанного диапазона энергий. Видно, что при энергиях связи $E_b = 0.6$ и 0.8 эВ в $\bar{\Gamma}$ -точке наблюдается пятно, которое исчезает при 1 эВ и далее заполненная зона снова появляется при $E_b = 1.2$ эВ. Наличие щели ~ 0.2 эВ под уровнем Ферми в спектре в $\bar{\Gamma}$ -точке согласуется с результатами зонных расчетов [7], проведенных с учетом спин-орбитального взаимодействия.

Интересно провести сравнение изоэнергетических поверхностей SnTe [22] с данными для SnAs. Согласно теоретическим данным, их зонные структуры схожи, за исключением того, что уровни Ферми сдвинуты друг относительно друга примерно на 1 эВ. Другими словами, трехмерная изоэнергетическая поверхность для SnTe, соответствующая энергии связи 1 эВ [22], весьма похожа на рассчитанную поверхность Ферми для SnAs. Из наших результатов (рис. 2 и 3) и сравнения их с рассчитанными изоэнергетическими поверхностями для SnTe [22], можно сделать вывод, что изоэнергетические поверхности обоих соединений действительно похожи, с учетом сдвига на 1 эВ. В случае SnTe на поверхности Ферми возникают топологически нетривиальные состояния [22], тогда как для SnAs эти состояния предполагаются в L-точке в районе 1 эВ выше уровня Ферми [2, 7] и связаны с инверсией зон As-4p и Sn-5p. Однако, для экспериментальной проверки этого требуется проведение измерений на поверхности кристалла, отличной от (111), и использования метода ARPES с разрешением по времени.

Заключение. В данной работе проведен анализ изоэнергетических сечений ARPES спектров, измеренных на монокристаллах SnAs (в том числе сечение, отвечающее энергии Ферми). Измерения проведены для плоскости скола (111). Данный анализ подтверждает вид теоретически рассчитанной поверхности Ферми. Это, в свою очередь, дает ос-

нование для микроскопической оценки параметра Гинзбурга–Ландау κ , базирующейся на виде рассчитанной поверхности Ферми; из таких оценок следует что SnAs является сверхпроводником I рода. Наши данные также подтверждают расщепление низколежащих уровней в точке Γ за счет спин-орбитального взаимодействия.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 21-52-12043.

1. Y. Wang, H. Sato, Y. Toda, S. Ueda, H. Hiramatsu, and H. Hosono, *Chem. Mater.* **26**, 7209 (2014).
2. I. Hase, K. Yasutomi, T. Yanagisawa, K. Odagiri, and T. Nishio, *Phys. C Supercond. its Appl.* **527**, 85 (2016).
3. J. Wang, T. Ying, J. Deng, C. Pei, T. Yu, X. Chen, Y. Wan, M. Yang, W. Dai, D. Yang, Y. Li, S. Li, S. Iimura, S. Du, H. Hosono, Y. Qi, and J. G. Guo, *Angew. Chemie* **135**, e202216086 (2023).
4. H. M. Tütüncü and G. P. Srivastava, *Solid State Commun.* **221**, 24 (2015).
5. П. И. Безотосный, К. А. Дмитриева, С. Ю. Гаврилкин, К. С. Перваков, А. Ю. Цветков, В. П. Мартовичский, А. Г. Рыбкин, О. Ю. Вилков, В. М. Пудалов, *Письма в ЖЭТФ* **106**(8), 493 (2017) [P. I. Bezotosnyi, K. A. Dmitrieva, S. Yu. Gavrilkin, K. S. Pervakov, A. Yu. Tsvetkov, V. P. Martovitski, A. G. Rybkin, O. Yu. Vilkov, and V. M. Pudalov, *JETP Lett.* **106**, 514 (2017)].
6. P. I. Bezotosnyi, K. A. Dmitrieva, A. V. Sadakov, K. S. Pervakov, A. V. Muratov, A. S. Usoltsev, A. Y. Tsvetkov, S. Y. Gavrilkin, N. S. Pavlov, A. A. Slobodchikov, O. Y. Vilkov, A. G. Rybkin, I. A. Nekrasov, and V. M. Pudalov, *Phys. Rev. B* **100**, 184514 (2019).
7. M. M. Sharma, N. K. Karn, P. Sharma, G. Gurjar, S. Patnaik, and V. P. S. Awana, *Solid State Commun.* **340**, 114531 (2021).
8. M. M. Sharma and V. P. S. Awana, *J. Phys. Condens. Matter* **34**, 255702 (2022).
9. S. Howlader, N. S. Mehta, M. M. Sharma, V. P. S. Awana, and G. Sheet, *J. Supercond. Nov. Magn.* **35**, 1839 (2022).
10. V. T. T. Vi, C. Q. Nguyen, B. D. Hoi, H. V. Phuc, C. V. Nguyen, and N. N. Hieu, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55**, 505302 (2022).
11. P. H. Nha, C. Q. Nguyen, and C. V. Nguyen, *Phys. B Condens. Matter* **671**, 415392 (2023).
12. S. Geller and G. W. Hull, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 127 (1964).
13. M. M. Sharma, P. Sharma, N. K. Karn, and V. P. S. Awana, *Supercond. Sci. Technol.* **35**, 83003 (2022).
14. L. L. Zhao, S. Lausberg, H. Kim, M. A. Tanatar, M. Brando, R. Prozorov, and E. Morosan, *Phys. Rev. B* **85**, 214526 (2012).

15. S. Yonezawa and Y. Maeno, Phys. Rev. B **72**, 180504 (2005).
16. S. Sun, K. Liu, and H. Lei, J. Phys. Condens. Matter **28**, 85701 (2016).
17. Y. Yamaguchi, S. Waki, and K. Mitsugi, J. Phys. Soc. Japan **56**, 419 (1987).
18. V. K. Anand, A. D. Hillier, D. T. Adroja, A. M. Strydom, H. Michor, K. A. McEwen, and B. D. Rainford, Phys. Rev. B **83**, 64522 (2011).
19. V. H. Tran, Z. Bukowski, P. Wisniewski, L. M. Tran, and A. J. Zaleski, J. Phys. Condens. Matter **25**, 155701 (2013).
20. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, изд. 2-е, испр. и доп., МЦНМО, М. (2000), 402 с. [V. V. Schmidt and P. Müller, *The physics of superconductors: Introduction to fundamentals and applications*, Springer Science & Business Media, Berlin (1997)].
21. P. V. S. Reddy, V. Kanchana, T. E. Millichamp, G. Vaitheeswaran, and S. B. Dugdale, Phys. B Condens. Matter **505**, 33 (2017).
22. P. B. Littlewood, B. Mihaila, R. K. Schulze, D. J. Safarik, J. E. Gubernatis, A. Bostwick, E. Rotenberg, C. P. Opeil, T. Durakiewicz, J. L. Smith, and J. C. Lashley, Phys. Rev. Lett. **105**, 86404 (2010).

Локальный квенч в технике Келдыша¹⁾

А. А. Радовская^{+ 2)}, А. Г. Семенов^{+*}

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

^{*}Сколковский институт науки и технологий, 121205 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 октября 2023 г.

После переработки 3 ноября 2023 г.

Принята к публикации 14 ноября 2023 г.

В работе исследована задача о квантовой эволюции скалярного поля после мгновенного локального возмущения (квенча). В рамках техники Келдыша разработан подход к описанию квенча из произвольного начального состояния. Этот подход не использует процедуру аналитического продолжения, которая может быть неоднозначной в ряде случаев. Для простого примера вычислена эволюция плотности энергии после квенча, проанализирована зависимость от ширины области взаимодействия и начальных условий.

DOI: 10.31857/S1234567823240096, EDN: nmcmnx

1. Введение. Исследования физических явлений, возникающих при квантовой эволюции систем с большим числом степеней свободы, интересны как сами по себе так и в приложении к различным областям современной физики, таким как физика конденсированного состояния вещества, космология, столкновения тяжелых ионов и др. Например, в экспериментах с ультрахолодными атомами есть возможность изменять конфигурацию ловушки и/или длину рассеяния, что приводит систему в неравновесное состояние. Это, в свою очередь, позволяет напрямую наблюдать квантовую эволюцию многочастичной системы [1].

В общем виде начальное состояние квантовой системы задается матрицей плотности $\hat{\rho}(t_0) = \hat{\rho}_0$. В частности, в состоянии теплового равновесия $\hat{\rho}_0 \sim e^{-\hat{H}/T}$, где $\hat{H}$ – это гамильтониан системы, а T – температура. После унитарной эволюции происходит измерение наблюдаемой, которой соответствует самосопряженный оператор $\hat{O}$. Среднее значение оператора в момент времени t определяется как след с матрицей плотности $\langle \hat{O} \rangle_t = \text{tr}(\hat{O}\hat{\rho}(t))$.

Не всегда матрица плотности в начальный момент времени $\hat{\rho}_0$ известна в явном виде. Другим способом задать начальное состояние системы можно описав корреляции, присутствующие в начальный момент времени. Другими словами, определив всевозможные средние $\langle \hat{A}_1 \dots \hat{A}_n \rangle_{t_0} = \text{tr}(\hat{A}_1 \dots \hat{A}_n \hat{\rho}_0)$ от полного набора операторов $\{\hat{A}_i\}$.

Кроме того, начальное состояние квантовой системы может быть создано путем контролируемого возмущения известного равновесного состояния. В этом случае такое начальное состояние определяется протоколом его приготовления. Пусть исследуемая система приведена в состоянии равновесия с окружением, после чего в ней скачком меняются какие-либо параметры, например, константа взаимодействия или масса. С точки зрения нового Гамильтониана исходное состояние является неравновесным, и система начинает эволюционировать к новому равновесию. Такой процесс скачкообразного изменения параметров всей системы называется глобальным квенчем (global quench) [2–9]. Если система возмущается в окрестности некоторой точки $\mathbf{x}_q$ путем действия оператора $\hat{Q}(\mathbf{x}_q)$, то такой процесс в литературе называется локальным квенчем (local quench) [10–13]. Интересно, что в ряде случаев он эквивалентен геометрическому квенчу, описывающему процесс слияния двух подсистем в теории поля [4, 14]. После возмущения матрица плотности системы имеет вид

$$\hat{\rho}(t_0 + 0) = \frac{\hat{Q}(\mathbf{x}_q)\hat{\rho}_0\hat{Q}^\dagger(\mathbf{x}_q)}{\text{tr}(\hat{Q}^\dagger(\mathbf{x}_q)\hat{Q}(\mathbf{x}_q)\hat{\rho}_0)}.$$

В частности, оператор вида $\hat{Q}(\mathbf{x}_q) = e^{i\hat{V}(\mathbf{x}_q)}$ с самосопряженным $\hat{V}(\mathbf{x}_q)$ может быть проинтерпретирован как результат влияния мгновенной добавки $\delta H(t) = -\delta(t - t_0)\hat{V}(\mathbf{x}_q)$ к исходному Гамильтониану.

В недавних работах [10, 12, 13] исследовался локальный квенч в свободной скалярной теории поля. В этих работах использовалась процедура аналити-

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

²⁾e-mail: gaan@lpi.ru

ческого продолжения из мнимого времени, которая не всегда является прозрачной и имеет ряд ограничений на исследуемые начальные состояния.

В настоящей работе описывается подход к решению задачи о локальном квенче в реальном времени с использованием техники Келдыша. Этот подход позволяет изучать более широкий класс начальных состояний. Кроме того, такой подход довольно просто обобщить на случай взаимодействующих теорий.

План статьи следующий: во втором разделе кратко описывается техника Келдыша и квазиклассическое приближение в ее рамках. В третьем разделе дана постановка задачи о локальном квенче и получено ее общее решение в рамках описанного выше подхода, а также рассмотрен пример квадратичного квенча для различных начальных условий. В оставшихся двух разделах обсуждаются полученные результаты и возможности для дальнейших исследований.

2. Квазиклассическое приближение в технике Келдыша. Неравновесные квантово-полевые системы удобно изучать, используя технику Келдыша [1, 15–17]. В этом подходе среднее от оператора вычисляется как след с матрицей плотности. Поскольку эволюция матрицы плотности со временем определяется двумя операторами эволюции, в теории происходит удвоение степеней свободы. Это можно представить как эволюцию полей вперед φ_F и назад по времени φ_B на контуре Келдыша [18].

Удобно перейти от базиса полей φ_F, φ_B к базису так называемых “классических” φ_{cl} и “квантовых” φ_q полей:

$$\begin{aligned}\varphi_{cl}(x) &= \frac{1}{2}(\varphi_F(x) + \varphi_B(x)), \\ \hbar\varphi_q(x) &= \varphi_F(x) - \varphi_B(x).\end{aligned}\quad (1)$$

Такой переход удобен при изучении квазиклассического разложения теории. Кроме того, вершины в новом базисе выглядят проще. Тогда среднее оператора в момент времени t выглядит как [20]:

$$\begin{aligned}\langle O[\hat{\varphi}(\mathbf{x})] \rangle_t &= \int \mathfrak{D}\Pi(\mathbf{x}) \mathfrak{D}\Phi(\mathbf{x}) \mathcal{W}[\Phi(\mathbf{x}), \Pi(\mathbf{x})] \times \\ &\times \int_{i.c.} \mathcal{D}\varphi_{cl}(t, \mathbf{x}) \int \mathcal{D}\varphi_q(t, \mathbf{x}) O[\varphi_{cl}(t, \mathbf{x})] e^{\frac{i}{\hbar} S_K[\varphi_{cl}, \varphi_q]}.\end{aligned}\quad (2)$$

Действие на контуре Келдыша определяется как разница действий на верхней и нижней части контура $S_K[\varphi_F, \varphi_B] = S[\varphi_F] - S[\varphi_B]$. Интеграл с обозначением i.c. означает интегрирование по полям φ_{cl} с заданными начальными условиями $\varphi_{cl}(t_0, \mathbf{x}) = \Phi(\mathbf{x})$, $\partial_t \varphi_{cl}(t_0, \mathbf{x}) = \Pi(\mathbf{x})$. Начальные условия для интегрирования по φ_q не заданы.

Функционал Вигнера выражается через матрицу плотности системы в начальном состоянии, тем самым определяя все свойства в начальный момент времени t_0 :

$$\begin{aligned}W[\Phi(\mathbf{x}), \Pi(\mathbf{x})] &= \int \mathfrak{D}\beta(\mathbf{x}) e^{i \int d^{d-1} \mathbf{x} \beta(\mathbf{x}) \Pi(\mathbf{x})} \times \\ &\times \langle \Phi(\mathbf{x}) + \frac{\hbar}{2} \beta(\mathbf{x}) | \hat{\rho}(t_0) | \Phi(\mathbf{x}) - \frac{\hbar}{2} \beta(\mathbf{x}) \rangle.\end{aligned}\quad (3)$$

Для скалярной теории поля с действием

$$S = \frac{1}{2} \int d^d x \left(\partial_\mu \varphi(x) \partial^\mu \varphi(x) - m^2 \varphi^2(x) - \frac{g}{2} \varphi^4(x) \right)$$

действие Келдыша выглядит как

$$\begin{aligned}S_K[\varphi_{cl}, \varphi_q] &= -\hbar \int_{t_0}^{\infty} dt \int d^{d-1} \mathbf{x} \left(\varphi_q A[\varphi_{cl}] + \frac{g\hbar^2}{4} \varphi_{cl} \varphi_q^3 \right), \\ A[\varphi_{cl}] &= (\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \varphi_{cl} + g\varphi_{cl}^3.\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь условие $A[\varphi_{cl}] = 0$ является уравнением движения для скалярного поля и выделяет поля на классической траектории. Легко видеть, что квазиклассическое приближение можно сделать, разложив последнее слагаемое $\frac{g\hbar^2}{4} \varphi_{cl} \varphi_q^3$ в формуле (4)

$$\begin{aligned}&e^{-i \frac{g\hbar^2}{4} \int_{t_0}^{\infty} dt \int d^{d-1} \mathbf{x} \varphi_{cl} \varphi_q^3} = \\ &= 1 - i \frac{g\hbar^2}{4} \int_{t_0}^{\infty} dt \int d^{d-1} \mathbf{x} \varphi_{cl} \varphi_q^3 + \dots\end{aligned}\quad (5)$$

Лидирующий вклад такого разложения известен как Классическое Статистическое Приближение или Квазиклассический метод. С учетом только первого вклада интегралы по полям φ_q и φ_c могут быть взяты и конечный ответ получится [19]:

$$\begin{aligned}\langle O[\hat{\varphi}(\mathbf{x})] \rangle_t &= \\ &= \int \mathfrak{D}\Phi(\mathbf{x}) \mathfrak{D}\Pi(\mathbf{x}) W[\Phi(\mathbf{x}), \Pi(\mathbf{x})] O[\phi_c(t, \mathbf{x})],\end{aligned}\quad (6)$$

где ϕ_c – это решение классических уравнения движения

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi_c + g\phi_c^3 = 0 \quad (7)$$

с начальными условиями

$$\phi_c(t_0, \mathbf{x}) = \Phi(\mathbf{x}), \quad \partial_t \phi_c(t_0, \mathbf{x}) = \Pi(\mathbf{x}). \quad (8)$$

Другими словами, для того чтобы найти среднее от оператора, нужно взять его значение на классической траектории и усреднить по всем начальным

условиям с весом в виде функционала Вигнера. Для такого усреднения удобно ввести обозначение

$$\int \mathfrak{D}\Phi(\mathbf{x})\mathfrak{D}\Pi(\mathbf{x})W[\Phi(\mathbf{x}),\Pi(\mathbf{x})](\dots) \equiv \langle \dots \rangle_{\text{i.c.}}, \quad (9)$$

тогда среднее (6) запишется как

$$\langle O[\hat{\varphi}(\mathbf{x})] \rangle_t = \langle O[\phi_c(t, \mathbf{x})] \rangle_{\text{i.c.}}. \quad (10)$$

Легко увидеть, что квазиклассическое разложение в технике Келдыша построено по параметру $\hbar^2 g$, поэтому для невзаимодействующей системы классическое приближение дает точный ответ. Поскольку в данной работе исследуется квенч во невзаимодействующей системе, то именно формула (6), (10) будет использована в дальнейшем. Однако вышеприведенные выкладки показывают как можно естественным образом включить взаимодействие в исследование квенча.

3. Локальный квенч. Рассмотрим локальное возмущение системы в точке $\mathbf{x}_q$ в момент времени t_q или, другими словами, локальный квенч с оператором

$$\hat{Q}(\mathbf{x}_q) = e^{-i\frac{\alpha}{\hbar}V(\hat{\varphi}_s(\mathbf{x}_q))}. \quad (11)$$

Здесь функция $V(\hat{\varphi}(\mathbf{x}_q))$ зависит только от значения поля в некоторой окрестности точки $\mathbf{x}_q$, таким образом, что поле $\hat{\varphi}_s(\mathbf{x}_q) = \int d^{d-1}\mathbf{x}\eta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_q)\hat{\varphi}(\mathbf{x})$ не определено в одной точке, а “размыто” (“smeared”) в окрестности этой точки. Здесь α это размерный параметр, описывающий величину возмущения, а $\eta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_q)$ – гладкая функция, не равная нулю лишь в малой окрестности точки $\mathbf{x}_q$. Поскольку произведения операторов поля в совпадающих точках не всегда хорошо определены, то будем предполагать, что функция “размытия” $\eta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_q)$ всегда имеет конечную ширину. Таким образом, оператор $\hat{Q}(\mathbf{x}_q)$ возбуждает систему в некоторой малой окрестности точки $\mathbf{x}_q$. Заметим, что такое возмущение можно реализовать, добавив к исходному гамильтониану дельтообразное по времени возмущение $\delta\hat{H}(t) = \alpha\delta(t - t_q)V(\hat{\varphi}_s(\mathbf{x}_q))$. Отсюда видно, что, например, возмущение с $\alpha V(\hat{\varphi}_s(\mathbf{x}_q)) = g\hat{\varphi}_s^4(\mathbf{x}_q)$ соответствует мгновенному появлению взаимодействия в системе в точке $\mathbf{x}_q$.

За эволюцию системы после такого возмущения отвечает матрица плотности

$$\hat{\rho}(t_0) \rightarrow \hat{\rho}_Q(t_q, \mathbf{x}_q) = \hat{Q}(\mathbf{x}_q)\hat{\rho}(t_q)\hat{Q}^\dagger(\mathbf{x}_q). \quad (12)$$

Ниже будем считать, что квенч произошел в начальный момент времени $t_q = t_0 = 0$. Тогда, согласно

формуле (3), функционал Вигнера после локального квенча будет выглядеть как

$$W_Q[\Phi(\mathbf{x}), \Pi(\mathbf{x})] = \int \mathfrak{D}\beta(\mathbf{x})e^{i\int d^{d-1}\mathbf{x}\beta(\mathbf{x})\Pi(\mathbf{x})} \times \langle \Phi(\mathbf{x}) + \frac{\hbar}{2}\beta(\mathbf{x})|\hat{Q}(\mathbf{x}_q)\hat{\rho}(t_0)\hat{Q}^\dagger(\mathbf{x}_q)|\Phi(\mathbf{x}) - \frac{\hbar}{2}\beta(\mathbf{x}) \rangle. \quad (13)$$

Заметим, что

$$-i\frac{\delta}{\delta\Pi(\mathbf{y})}e^{i\int d^{d-1}\mathbf{x}\beta(\mathbf{x})\Pi(\mathbf{x})} = \beta(\mathbf{y})e^{i\int d^{d-1}\mathbf{x}\beta(\mathbf{x})\Pi(\mathbf{x})}. \quad (14)$$

Тогда функционал Вигнера после квенча может быть переписан как

$$W_Q[\Phi(\mathbf{x}), \Pi(\mathbf{x})] = Q\left(\Phi_s, \frac{\delta}{\delta\Pi_s}\right)W[\Phi(\mathbf{x}), \Pi(\mathbf{x})], \quad (15)$$

где мы ввели обозначения

$$Q\left(\Phi_s, \frac{\delta}{\delta\Pi_s}\right) = e^{-i\frac{\alpha}{\hbar}\left(V\left(\Phi_s - i\frac{\hbar}{2}\frac{\delta}{\delta\Pi_s}\right) - V\left(\Phi_s + i\frac{\hbar}{2}\frac{\delta}{\delta\Pi_s}\right)\right)}, \quad (16)$$

$$\Phi_s = \int d^{d-1}\mathbf{x}\eta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_q)\Phi(\mathbf{x}), \quad (17)$$

$$\frac{\delta}{\delta\Pi_s} = \int d^{d-1}\mathbf{x}\eta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_q)\frac{\delta}{\delta\Pi(\mathbf{x})}. \quad (18)$$

В этих выражениях зависимость от точки квенча $\mathbf{x}_q$ входит неявно через функцию “размытия” $\eta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_q)$.

Тогда, после функционального интегрирования по частям, среднее от оператора запишется как

$$\langle \hat{O} \rangle_t^Q = \int \mathfrak{D}\Phi(\mathbf{x})\mathfrak{D}\Pi(\mathbf{x})W[\Phi(\mathbf{x}), \Pi(\mathbf{x})] \times \times Q\left(\Phi_s, -\frac{\delta}{\delta\Pi_s}\right)O[\phi_c(t, \Phi(\mathbf{x}), \Pi(\mathbf{x}))]. \quad (19)$$

Видно, что, для того чтобы найти среднее от оператора после квенча, нужно провести суммирование по начальным условиям с прежним функционалом Вигнера, но от модифицированной наблюдаемой. Поскольку чаще всего рассматриваются полиномиальные наблюдаемые, такие как плотность энергии или корреляционные функции полей, то, в отсутствии взаимодействия, лишь конечное число вариационных производных $\frac{\delta}{\delta\Pi_s}$ для них будет ненулевым. Это означает, что данный метод дает точный ответ даже для неквадратичных возмущений $V(\hat{\varphi}_s)$.

Формула (20) выражает главный результат этой статьи. Далее мы проиллюстрируем ее применение.

3.1. Квенч $V(\hat{\varphi}) = \hat{\varphi}^2$. Для простоты проведем вычисления в 1+1D теории поля. Рассмотрим локальное возмущение вида

$$\hat{Q}(x_q) = e^{-i\frac{\alpha}{\hbar}\hat{\varphi}_s^2(x_q)}. \quad (21)$$

Если считать, что в малой области Δx вблизи точки x_q на короткое время Δt масса поля поменялась с m на M , то $\alpha \approx \frac{M^2 - m^2}{2} \Delta t \Delta x$.

Согласно формуле (17):

$$Q\left(\Phi_s, -\frac{\delta}{\delta \Pi_s}\right) = e^{2\alpha \Phi_s \cdot \frac{\delta}{\delta \Pi_s}}. \quad (22)$$

В качестве наблюдаемой выберем плотность энергии системы

$$\varepsilon(t, x) = \frac{1}{2}(\partial_t \varphi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_x \varphi)^2 + \frac{1}{2}m^2 \varphi^2. \quad (23)$$

Последний ингредиент, который необходим для того чтобы воспользоваться формулой (20) и посчитать среднюю плотность энергии после действия локального квенча, это решение классического уравнения движения (7). Нетрудно показать, что без взаимодействия оно равно:

$$\begin{aligned} \phi_c(t, x) = \\ = - \int dy \left(\partial_t G_R(t, x - y) \Phi(y) + G_R(t, x - y) \Pi(y) \right), \end{aligned} \quad (24)$$

где запаздывающая функция Грина определяется из запаздывающего решения уравнения

$$(\partial_t^2 - \partial_x^2 + m^2)G_R(t, x - x') = -\delta(t)\delta(x - x'), \quad (25)$$

и равна

$$\begin{aligned} G_R(t, x - x') = -\theta(t) \int \frac{dp}{2\pi} \frac{\sin(\omega_p t)}{\omega_p} e^{-ip(x-x')}, \\ \omega_p = \sqrt{p^2 + m^2}. \end{aligned} \quad (26)$$

Теперь можно посчитать среднюю плотность энергии после квенча. Для краткости выпишем выражение для $\phi_c^2(t, x)$. Слагаемые с производными вычисляются аналогично. Поскольку классическое решение является линейной функцией начальных условий, то экспоненту в выражении (22) достаточно разложить до второго порядка. Все высшие вариационные производные обращаются в ноль. Таким образом, с учетом формул (22), (24), получим:

$$\begin{aligned} Q\left(\Phi_s, -\frac{\delta}{\delta \Pi_s}\right) \phi_c^2(t, x) = \phi_c^2(t, x) - \\ - 4\alpha \phi_c(t, x) \Phi_s \cdot G_R^s(t, x) + 4\alpha^2 \Phi_s^2 \cdot \left(G_R^s(t, x)\right)^2. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь мы ввели обозначение для “размытой” запаздывающей функции Грина

$$G_R^s(t, x) = \int dy \eta(y - x_q) G_R(t, x - y). \quad (28)$$

Далее необходимо провести усреднение по начальным условиям с функционалом Вигнера. Функционал нормирован на единицу, запаздывающая функция Грина не зависит от начальных условий, а среднее от классических решений равно Келдышевской функции Грина [20]:

$$\begin{aligned} iG_K(t - t', x - x') = \\ = \int \mathfrak{D}\Phi(x) \mathfrak{D}\Pi(x) W[\Phi(x), \Pi(x)] \phi_c(t, x) \phi_c(t', x'), \end{aligned} \quad (29)$$

которая стандартным образом определяется через след с начальной матрицей плотности

$$iG_K(t - t', x - x') = \frac{1}{2} \text{tr}(\hat{\rho}(t_0) \{ \hat{\varphi}(t, x), \hat{\varphi}(t', x') \}).$$

С учетом обозначения интегрирования по начальным условиям (9), введем “размытую” Келдышевскую функцию Грина $G_K^s(t, x)$ и постоянную $\langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c.}$:

$$\begin{aligned} \langle \phi_c(t, x) \Phi_s \rangle_{i.c.} = iG_K^s(t, x) \equiv \\ \equiv \int dy \eta(y - x_q) iG_K(t, x - y), \\ \langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c.} \equiv \int dy dz \eta(y - x_q) \eta(z - x_q) iG_K(0, y - z). \end{aligned} \quad (30)$$

Тогда для плотности энергии после квенча (21) получим

$$\begin{aligned} \langle \hat{\varepsilon} \rangle_t^Q = \langle \hat{\varepsilon} \rangle_t - 2i\alpha \left(m^2 G_K^s(t, x) G_R^s(t, x) + \right. \\ \left. + \partial_t G_K^s(t, x) \partial_t G_R^s(t, x) + \partial_x G_K^s(t, x) \partial_x G_R^s(t, x) \right) + \\ + 2\alpha^2 \langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c.} \left(m^2 (G_R^s(t, x))^2 + (\partial_t G_R^s(t, x))^2 + \right. \\ \left. + (\partial_x G_R^s(t, x))^2 \right). \end{aligned} \quad (31)$$

Плотность энергии (31) является действительной величиной. Мнимая единица входит в определение Келдышевской функции Грина (32). Келдышевская функция Грина в совпадающих точках и временах сингулярна. Однако $\langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c.}$ регуляризована при помощи функций “размытия” $\eta(x - x_q)$. Для устранения подобных расходимостей эта функция и была введена в определении квенча (11). Ее физический смысл в том, что энергия выделяется не точно в точке x_q , а в некоторой окрестности, задаваемой функцией “размытия”. Таким образом, конечный ответ будет зависеть от этой функции и расходиться при ее стремлении к дельта-функции.

Явный вид Келдышевской функции Грина зависит от начальных условий задачи, и в случае, когда

они характеризуются одночастичной функцией распределения f_p , для свободной теории равен:

$$iG_K(t, x-x') = \hbar \int \frac{dp}{2\pi} \frac{\cos(\omega_p t)}{2\omega_p} (2f_p + 1) e^{-ip(x-x')}. \quad (32)$$

Используя явный вид функций Грина легко посчитать полную энергию, которую система получила в результате действия квенча:

$$\delta E = \int dx (\langle \hat{\epsilon} \rangle_t^Q - \langle \hat{\epsilon} \rangle_t) = 2\alpha^2 \langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c} \int dy \eta^2(y). \quad (33)$$

Заметим, что выражение (31) содержит три вклада. Первый вклад представляет собой плотность энергии системы до квенча. Этот вклад может расходиться, как это бывает с вакуумной энергией в квантовой теории поля. Эта расходимость не имеет отношения к рассматриваемой нами проблеме и может быть устранена стандартными методами [21]. Второй вклад (пропорциональный α) отвечает линейному отклику системы на локальное возмущение. Как следует из формулы Кубо, данное слагаемое описывает перераспределение энергии между различными частями системы и не дает вклада в энергию, поглощаемую системой (33). Вся энергия, поглощенная системой в результате квенча, описывается третьим слагаемым выражения (21).

Полная энергия (33) существенно зависит от функции размытия $\eta(x - x_q)$. В случае локального квенча эта функция отлична от нуля только в малой окрестности точки x_q размера ϵ и стремится к $\delta(x - x_q)$ при $\epsilon \rightarrow 0$. Функция размытия входит в выражение для $\langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c}$. Келдышевская функция Грина в совпадающих точках расходится стандартным для квантовой теории поля образом и требует регуляризации. Поэтому при $\epsilon = 0$ средний квадрат поля $\langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c}$ зависит от ультрафиолетового масштаба Λ . В $1+1$ мерной скалярной теории поля эта зависимость логарифмическая $\langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c} \sim \log \frac{\Lambda}{m}$. Если ϵ конечно, то $\langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c}$ сходится и в случае $\epsilon \Lambda \gg 1$ ультрафиолетовое поведение теории становится несущественным. Кроме того, полная поглощенная системой энергия (33) содержит в явном виде интеграл от $\eta^2(x)$. Простые размерные оценки (или явное вычисление с гауссовой функцией размытия) дают $\int dx \eta^2(x) \sim \frac{1}{\epsilon}$. Таким образом, наиболее сингулярный вклад в полную энергию равен

$$\delta E \sim \frac{1}{\epsilon} \log \left(\frac{\min(\Lambda, \epsilon^{-1})}{m} \right). \quad (34)$$

Заметим, что подход, используемый в работе, можно применять для любого начального состояния

системы. На рис. 1а, с показана плотность энергии системы после квенча (31) для вакуумного начального состояния ($f_p = 0$), а на рис. 1b, d – для случая, когда система в начальный момент времени находилась при температуре $T \gtrsim m$ с бозевской функцией распределения $f_p = (e^{\hbar\omega_p/T} - 1)^{-1}$. Видно, что чем выше температура, тем среда сильнее возбуждается при действии локального возмущения. Этот эффект является прямым проявлением бозевской статистики рассматриваемой задачи. Локальный квенч для систем, в начальный момент времени находящихся при конечной температуре, также был рассмотрен в [13].

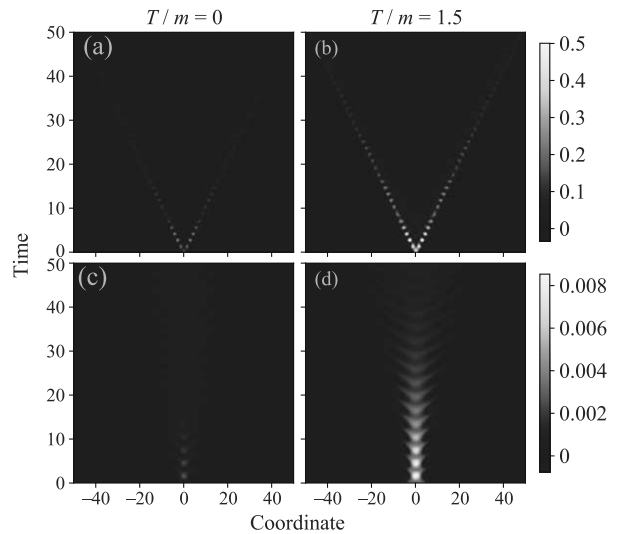


Рис. 1. (Цветной онлайн) Распределение плотности энергии в пространстве в зависимости от времени после локального квенча в точке $x_q = 0$. В качестве начального состояния системы выбрано тепловое с температурами $T = 0$ (a), (c) и $T = 1.5m$ (b), (d). Функция размытия предполагается гауссовой с шириной $\epsilon m = 0.25$ (a), (b) и $\epsilon m = 2$ (c), (d). Координата и время измеряются в единицах обратной массы

Верхние и нижние картинки на рис. 1 отличаются величиной ширины функции размытия ϵ . Эта величина определяет максимальный импульс рождаемых при квенче частиц $p_{\max} \sim \frac{1}{\epsilon}$. Это позволяет оценить характерную скорость распространения фронта возмущения плотности энергии как максимальную групповую скорость частиц $v_{\max}$:

$$v_{\max} = \frac{\partial \omega_p}{\partial p} \sim \frac{p_{\max}}{\sqrt{p_{\max}^2 + m^2}} \sim \frac{1}{\sqrt{1 + m^2 \epsilon^2}}. \quad (35)$$

Если область возмущения мала ($\epsilon \ll m^{-1}$), то возмущение распространяется со скоростью света $v_{\max} \sim 1$ (рис. 1a, b). В обратном случае ($\epsilon \gg m^{-1}$) групповая скорость мала $v_{\max} \sim \frac{1}{m\epsilon}$ и фронт рас-

пространяется медленнее (рис. 1с, d). Подобная смена режима наблюдалась в работе [10] для квенча $\hat{Q} \sim \hat{\varphi}$. Судя по всему, такое поведение является универсальным и не зависит от начального состояния и конкретного вида оператора квенча.

4. Обсуждение. В предыдущем разделе мы подробно рассмотрели эволюцию плотности энергии после квенча вида $\hat{Q}(x_q) = e^{-i\frac{\alpha}{\hbar}\hat{\varphi}_s^2(x_q)}$. Можно показать, что для более общего вида оператора квенча $\hat{Q}(x_q) = e^{-i\frac{\alpha}{\hbar}V(\hat{\varphi}_s(x_q))}$ с произвольным $V(\hat{\varphi}_s(x_q))$ плотность энергии после квенча дается выражением:

$$\begin{aligned} \langle \hat{\varepsilon} \rangle_t^Q &= \langle \hat{\varepsilon} \rangle_t - \alpha \left(m^2 G_R^s(t, x) \langle \phi_c(t, x) V'(\Phi_s) \rangle_{i.c.} + \right. \\ &\quad + \partial_t G_R^s(t, x) \langle \partial_t \phi_c(t, x) V'(\Phi_s) \rangle_{i.c.} + \\ &\quad + \partial_x G_R^s(t, x) \langle \partial_x \phi_c(t, x) V'(\Phi_s) \rangle_{i.c.} \Big) + \\ &\quad + \frac{1}{2} \alpha^2 \langle V'(\Phi_s) V'(\Phi_s) \rangle_{i.c.} \left(m^2 (G_R^s(t, x))^2 + \right. \\ &\quad \left. + (\partial_t G_R^s(t, x))^2 + (\partial_x G_R^s(t, x))^2 \right). \end{aligned} \quad (36)$$

Входящие в это выражение средние по начальным условиям $\langle \dots \rangle_{i.c.}$ могут не быть простыми парными корреляторами как в рассмотренном выше примере. В этом случае характерное поведение плотности энергии будет напрямую зависеть от корреляций присутствовавших в системе в начальный момент времени.

Выражение (36) позволяет провести сравнение с результатами, полученными ранее в конформной теории поля. В рамках конформной теории может быть эффективно рассмотрен случай, когда $\hat{Q}(x)$ – это примарное поле. В качестве такого примера мы рассмотрим вершинный оператор $\hat{Q}(x) = \hat{V}_\alpha(x) =: e^{i\alpha\hat{\varphi}(x)} :$ с конформными размерностями $h = \bar{h} = \alpha^2/(8\pi)$ [22]. Здесь при помощи $:$... $:$ обозначено нормальное упорядочение. На языке техники Келдыша мы должны рассмотреть случай потенциала $V(\varphi) = -\varphi$ и вакуумного начального состояния $T = 0$ ($f_p = 0$). Кроме того, необходимо выбрать функцию “размытия” в виде:

$$\eta(x) = \int \frac{dp}{2\pi} e^{ipx - \epsilon\omega_p} = \frac{m\epsilon}{\pi\sqrt{x^2 + \epsilon^2}} K_1 \left(m\sqrt{x^2 + \epsilon^2} \right), \quad (37)$$

где $K_\nu(z)$ – функция Макдональда, ϵ – малый параметр (ширина функции “размытия”). Доказательство этого утверждения выходит за рамки формата писем, поэтому мы поместили его в дополнительные материалы (см. дополнительные материалы). Кроме того, в дополнительных материалах мы рассмотрели оператор квенча вида $\hat{Q}(x) = \hat{\varphi}(x)$, который не является примарным, но был подробно рассмотрен в работе [10].

Для потенциала вида $V(\varphi) = -\varphi$ выражение (36) сводится к следующему:

$$\begin{aligned} \langle \hat{\varepsilon} \rangle_t^Q &= \langle \hat{\varepsilon} \rangle_t + \frac{1}{2} \alpha^2 \left(m^2 (G_R^s(t, x))^2 \right. \\ &\quad \left. + (\partial_t G_R^s(t, x))^2 + (\partial_x G_R^s(t, x))^2 \right). \end{aligned} \quad (38)$$

Для функции “размытия” (37) все интегралы могут быть вычислены точно. В частности, “размытая” запаздывающая функция Грина имеет вид

$$\begin{aligned} G_R^s(t, x) &= \int dy \eta(y - x_q) G_R(t, x - y) \\ &= -\theta(t) \int \frac{dp}{2\pi} \frac{\sin(\omega_p t)}{\omega_p} e^{-ip(x - x_q) - \epsilon\omega_p} \\ &= \frac{i}{2\pi} \theta(t) \left(K_0 \left(m\sqrt{(x - x_q)^2 + (\epsilon - it)^2} \right) \right. \\ &\quad \left. - K_0 \left(m\sqrt{(x - x_q)^2 + (\epsilon + it)^2} \right) \right). \end{aligned} \quad (39)$$

Особенно просто ответ выглядит в случае безмассового поля $m \rightarrow 0$ (которое описывается конформной теорией с центральным зарядом $c = 1$), когда

$$G_R^s(t, x) = \frac{i}{4\pi} \log \left(\frac{(x - x_q)^2 + (\epsilon + it)^2}{(x - x_q)^2 + (\epsilon - it)^2} \right), \quad (40)$$

а значит плотность энергии после квенча равна:

$$\begin{aligned} \langle \hat{\varepsilon} \rangle_t^Q &= \langle \hat{\varepsilon} \rangle_t + \frac{\alpha^2}{4\pi^2} \left(\frac{\epsilon^2}{((x - x_q - t)^2 + \epsilon^2)^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\epsilon^2}{((x - x_q + t)^2 + \epsilon^2)^2} \right). \end{aligned} \quad (41)$$

Этот ответ полностью совпадает с результатами работы [24] (формула (34)) и работы [10] (формулы (2.7), (2.9)) с учетом выбора нормировки поля и определения плотности энергии.

Далее рассмотрим вопрос о расходимостях, которые могут возникнуть при вычислении плотности энергии после локального квенча вида $\hat{Q}(x_q) = e^{-i\frac{\alpha}{\hbar}V(\hat{\varphi}_s(x_q))}$. При конечной величине ширины функции “размытия” ϵ входящие в выражение (36) “размытые” запаздывающие функции Грина $G_R^s(t, x)$ не содержат особенностей на действительной оси (см., например, выражения (39), (40)), поэтому все возможные расходимости могут возникать только при вычислении средних по начальным условиям. В общем случае эти средние определяются формой Вигнеровского функционала, что требует отдельного детального исследования. Однако для гауссовых начальных условий анализ расходимостей может быть проведен при помощи теоремы Вика. В этом случае возникают два типа спариваний $\langle \Phi_s^2 \rangle_{i.c.}$

и $G_K^s = \langle \phi_c \Phi_s \rangle_{i.c.}$. Можно показать, что для конечной ϵ интегралы, входящие в выражения (30) также будут сходящимися. Таким образом, для гауссовых начальных условий итоговый ответ для плотности энергии после рассматриваемого квенча будет конечным, по крайней мере, для полиномиальных $V(\hat{\phi}_s)$. Заметим, что при анализе расходимостей важно различать ширину функции размытия ϵ и параметр ультрафиолетового обрезания теории λ (34). При $\epsilon \gg \Lambda^{-1}$ после квенча не возбуждаются степени свободы с энергией $\sim \Lambda$, а значит итоговый ответ не чувствителен к ультрафиолетовому поведению теории.

5. Заключение. В работе предложен новый подход к описанию локального возмущения (квенча) в скалярной теории поля с использованием техники Келдыша. В рамках данного подхода не используется процедура аналитического продолжения, которая в ряде случаев может быть неоднозначной [10]. Кроме того, представленный в работе метод позволяет рассматривать системы, находящиеся в исходный момент времени в произвольном начальном состоянии.

Для квенча $\hat{Q}(x_q) = e^{-i\frac{\epsilon}{\hbar}\hat{\phi}_s^2(x_q)}$ вычислена эволюция плотности энергии как для вакуумного начального состояния, так и для состояния с произвольной начальной функцией распределения f_p . Описаны два режима распространения фронта возмущения, зависящие от величины области локального возмущения (ширины функции “размытия” ϵ).

Подход к описанию динамики системы после мгновенного локального возмущения, полученный в данной работе, может быть обобщен на случай ненулевого взаимодействия, по крайней мере, в квазиклассическом приближении в технике Келдыша. Это является темой для дальнейших исследований.

1. J. Berges, arXiv:1503.02907.
2. P. Ruggiero, P. Calabrese, T. Giamarchi, and L. Foini, SciPost Phys. **13**, 111 (2022).
3. P. Calabrese and J. Cardy, J. Stat. Mech. **2007**, P06008 (2007).

4. P. Calabrese and J. Cardy, J. Stat. Mech. **2016**, 064003 (2016).
5. S. Sotiriadis, P. Calabrese, and J. Cardy, Europhys. Lett. **87**, 20002 (2009).
6. S. Sotiriadis and J. Cardy, Phys. Rev. B **81**, 134305 (2010).
7. S.R. Das, D.A. Galante, and R.C. Myers, J. High Energ. Phys. **2015**, 73 (2015).
8. S.R. Das, D.A. Galante, and R.C. Myers, J. High Energ. Phys. **2016**, 164 (2016).
9. D. Szász-Schagrin, I. Lovas, and G. Takács, Phys. Rev. B **105**, 014305 (2022).
10. D.S. Ageev, A.I. Belokon, and V.V. Pushkarev, J. High Energ. Phys. **2023**, 188 (2023).
11. D. Horvath, S. Sotiriadis, M. Kormos, and G. Takacs, SciPost Phys. **12**, 144 (2022).
12. M. Nozaki, T. Numasawa, and T. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. **112**, 111602 (2014).
13. P. Caputa, J. Simón, A. Štikonas, and T. Takayanagi, J. High Energ. Phys. **2015**, 102 (2015).
14. P. Calabrese and J. Cardy, J. Stat. Mech. **2007**, P10004 (2007).
15. L.V. Keldysh, ZhETF **47**, 1515 (1964) [Sov. Phys. JETP **20**, 1018 (1965)].
16. J. Schwinger, J. Math. Phys. **3**, 2 (1961).
17. П.И. Арсеев, Успехи физических наук **185**, 1271 (2015).
18. A.V. Leonidov and A.A. Radovskaya, Pis'ma v ZhETF **101**, 235 (2015).
19. A.V. Leonidov and A.A. Radovskaya, Eur. Phys. J. C **79**, 55 (2019).
20. A.A. Radovskaya and A.G. Semenov, Eur. Phys. J. C **81**, 704 (2021).
21. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков, *Квантовые поля*, 5-е изд., Физматлит, М. (2005) [N.N. Bogoliubov and D.V. Shirkov, *Quantum Fields*, Addison-Wesley, London (1983)].
22. G. Mussardo, *Statistical field theory: an introduction to exactly solved models in statistical physics*, Oxford University Press, USA (2010).
23. G. Delfino and M. Sorba, Nucl. Phys. B **974**, 115643 (2022).
24. P. Caputa, M. Nozaki, and T. Takayanagi, Prog. Theor. Exp. Phys. **2014**, 093B06 (2014).

Восстановление по требованию волновой формы мессбауэровского гамма-фотона посредством задержанной акустически индуцированной прозрачности

И. Р. Хайрулин¹⁾, Е. В. Радионичев

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 9 октября 2023 г.

После переработки 5 ноября 2023 г.

Принята к публикации 10 ноября 2023 г.

Предложен метод восстановления в произвольный момент времени спектрально-временных характеристик однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ, излучаемого радиоактивным источником ^{57}Co и резонансно поглощаемого в среде ядер ^{57}Fe . Метод основан на частотном разделении излучаемого источником поля и индуцируемой этим полем резонансной ядерной поляризации посредством задержанной акустически индуцированной прозрачности поглотителя, возникающей после включения колебаний поглотителя с соответствующими частотой и амплитудой. Предложенный метод сопоставляется с известными методами квантово-оптической памяти и методами управления ядерной поляризацией в гамма-диапазоне. Предложены экспериментальные условия реализации метода. Показано, что данный метод открывает возможность реализации мессбауэровской диагностики различных сред с временным разрешением.

DOI: 10.31857/S1234567823240102, EDN: nldsxd

1. Введение. Одним из основных требований диагностики веществ с временным разрешением, а также передачи и обработки квантовой информации является детерминированность моментов появления фотонов в определенных точках пространства, включая возможность управления этими моментами. Указанное требование может быть реализовано посредством линий задержки за счет изменения длины пути или скорости распространения фотонов в прозрачной среде, а также посредством квантовой памяти, а именно, локализации энергии электромагнитного поля в квантовом состоянии среды и последующего обратного преобразования по требованию этого состояния в определенное состояние электромагнитного поля.

В оптическом диапазоне предложено и реализовано большое число методов задержки фотонов, основанных на уменьшении скорости их распространения в прозрачной среде (см. [1–16] и ссылки в них). Электромагнитно индуцированная прозрачность (ЭИП) [17, 18] является одной из преобладающих концепций в этом направлении. Аналогично ЭИП, для замедления фотонов в большинстве методов используют временную [1–11] или пространственную [12–16] дисперсию среды, создавая резкую зависимость показателя преломления от частоты или волнового

вектора внутри индуцированного спектрального окна прозрачности среды, перекрывающего спектр падающего импульса. Помимо реализации ЭИП в различных средах, оптическая прозрачность создавалась посредством когерентных колебаний населенностей [6, 7], расщепления Аутлера–Таунса [10, 11], а также в структурированных оптико-механических схемах [8, 9], оптических волноводах [13, 14] и метаструктурах [15, 16].

ЭИП и связанные с ней вышеупомянутые методы замедления фотонов используются также для реализации квантовой памяти, основным достоинством которой является возможность динамического управления длительностью задержки фотонов [19–22]. Следует также отметить перспективность целого ряда реализованных методов квантово-оптической памяти для единичных фотонов на основе нерезонансного (рамановского) комбинационного рассеяния [23–25], атомной частотной гребенки (Atomic Frequency Comb) [26–28] и различных вариантов фотонного эха [29–35].

Поиск возможностей замедления и хранения фотонов жесткого рентгеновского или мягкого гамма-диапазона (с энергией от единиц до нескольких десятков кэВ) в ядрах атомов является перспективным направлением квантовой оптики благодаря ряду уникальных свойств как фотонов указанного диапазона, так и резонансных ядерных переходов [36, 37].

¹⁾e-mail: khairulinir@ipfran.ru

Однако вышеуказанные методы задержки и квантовой памяти для оптических фотонов оказываются неэффективными или нереализуемыми в гамма/рентгеновском диапазоне, поскольку большинство из них предполагает наличие достаточно интенсивных когерентных управляющих полей, которые пока недоступны в этом диапазоне.

В гамма/рентгеновском диапазоне продемонстрированы альтернативные методы задержки фотонов, основанные на уменьшении скорости их распространения в ядерной среде в условиях эффекта Мессбауэра. Эффект, аналогичный ЭИП, сопровождающийся замедлением фотонов с энергией 14.4 кэВ, наблюдался в кристалле FeCO_3 за счет сближения энергетических подуровней возбужденного состояния ядер ^{57}Fe , при температуре кристалла 30 К [38]. Уменьшение скорости распространения фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых радиоактивным источником ^{57}Co , наблюдалось при комнатной температуре в ряде химических соединений, строение которых обуславливало дублетную структуру и резкую дисперсию резонансного квантового перехода у входящих в их состав ядер ^{57}Fe [39]. Управляемая задержка спектрально узких рентгеновских импульсов с энергией фотонов 14.4 кэВ при их распространении в резонаторе, содержащем наноразмерный слой ядер ^{57}Fe , наблюдалась в работе [40]. В работах [37, 41, 42] показана возможность управляемого уменьшения скорости распространения фотонов с энергией 14.4 кэВ в поглотителе ^{57}Fe за счет акустически индуцированной прозрачности (АИП), возникающей при коллективных колебаниях атомных ядер с определенной амплитудой и частотой.

Кроме этого, в гамма-диапазоне были продемонстрированы возможности локализации однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ в среде ядер ^{57}Fe с последующим когерентным извлечением по требованию части резонансно поглощенного ядрами ^{57}Fe поля в виде коротких импульсов [43–49]. В экспериментах с радиоактивным источником ^{57}Co короткий импульс возникал при резком смещении источника [43, 44] либо поглотителя ^{57}Fe [45, 46] на величину порядка длины волны фотона за счет возникающей при таком смещении конструктивной интерференции падающего и когерентно рассеянного ядрами поля. Эффект получил название гамма-эха. Аналогично гамма-излучение кристалла $^{57}\text{FeBO}_3$, возникающее после прохождения через него синхротронного импульса, подавлялось посредством резкой смены направления намагниченности, вызывающей деструктивную интерференцию спектральных компонент поляризации ядер ^{57}Fe . По-

следующее по требованию восстановление исходного направления намагниченности вызывало короткий всплеск излучения подобно гамма-эху [47]. Короткие всплески на фоне постепенно затухающей интенсивности однофотонного волнового пакета наблюдались на выходе из осциллирующего поглотителя ^{57}Fe после прохождения через него излучения от синхротронного источника [48, 49], а также от радиоактивного источника ^{57}Co [36, 50] за счет доплеровского преобразования синглетной спектральной линии поглотителя в фазированную гребенку спектральных линий аналогично атомной частотной гребенке в оптическом диапазоне.

В работе [51] теоретически предложен метод реализации ядерной квантовой памяти для фотонов с энергией 14.4 кэВ, использующий последовательность нескольких резонансных поглотителей ^{57}Fe , движущихся с разными постоянными скоростями вдоль направления распространения спектрально узкого синхротронного импульса. Вследствие эффекта Доплера спектральные линии поглощения движущихся поглотителей смещаются друг относительно друга, создавая спектральную гребенку аналогично атомной частотной гребенке. При этом частоты зубьев гребенки определяются величинами и направлением скоростей поглотителей подобно методу градиентного фотонного эха, позволяя по требованию воспроизводить исходный рентгеновский импульс.

Следует отметить, что как при распространении фотонов в среде, так и при их локализации независимо от частотного диапазона имеет место уничтожение фотона, взаимодействующего с атомом (ядром), и последующее рождение другого фотона, излучаемого этим или другим атомом (ядром). При этом характеристики прошедшего фотона определяются характеристиками падающих фотонов и частиц среды, а также условиями их взаимодействия.

В данной статье мы на примере гамма-фотонов с энергией 14.4 кэВ, испускаемых радионуклидом ^{57}Co , предлагаем метод, который позволяет по требованию восстановить произвольную часть исходного однофотонного волнового пакета, поглощенного ядрами ^{57}Fe . В отличие от описанных выше методов дисперсионной задержки гамма/рентгеновских фотонов и извлечения по требованию части поглощенного средой гамма/рентгеновского излучения, данный метод позволяет восстановить с задержкой исходные спектрально-временные характеристики однофотонного волнового пакета с лоренцевым спектром путем управления пропусканием резонансно поглощающей среды за счет АИП. Предложены экспериментальные условия реализации этого метода.

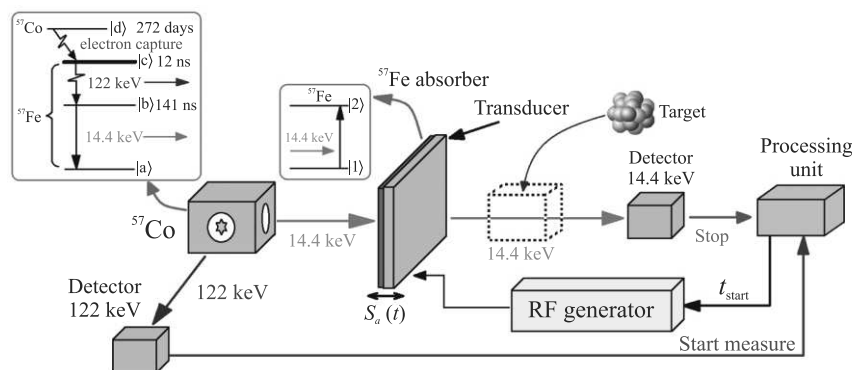


Рис. 1. (Цветной онлайн) Общая схема задержанных совпадений, подсчитывающая число последовательно детектированных фотонов с энергией 122 и 14.4 кэВ. Интервал между сигналами “Start measure” (генерируемого детектором 122 кэВ) и “Stop” (генерируемого детектором 14.4 кэВ), измеренный много раз, дает частоту подсчета совпадений как функцию задержки фотона с энергией 14.4 кэВ относительно фотона с энергией 122 кэВ, пропорциональную временной зависимости вероятности обнаружения фотона с энергией 14.4 кэВ или, эквивалентно, волновой форме фотона. На вставках изображены энергетические диаграммы источника ^{57}Co (левее) и поглотителя ^{57}Fe (правее) фотонов с энергией 14.4 кэВ. В предлагаемом нами методе частота квантового перехода источника настраивается в резонанс с частотой квантового перехода поглотителя – фольги нержавеющей стали, содержащей мессбауэровский нуклид ^{57}Fe . Фольга прикреплена к пьезопреобразователю, который в определенный момент t_{start} после детектирования фотона с энергией 122 кэВ начинает совершать гармонические колебания. Для проведения мессбауэровской спектроскопии с временным разрешением в изображенный пунктиром бокс помещается исследуемое вещество “Target”, содержащее мессбауэровский нуклид ^{57}Fe

Обсуждается физический механизм эффекта и его соответствие механизму квантовой памяти, а также возможность впервые реализовать мессбауэровскую спектроскопию веществ с временным разрешением.

2. Однофотонный волновой пакет. Волновая форма фотона с энергией 14.4 кэВ обычно измеряется методом задержанных совпадений (рис. 1), который состоит в следующем. Вначале регистрируется момент детектирования фотона с энергией 122 кэВ, который извещает о переходе одного из ядер источника ^{57}Co на возбужденный энергетический уровень $|b\rangle$ (вставка слева на рис. 1) и возникновении возможности испускания фотона с энергией 14.4 кэВ. Детектор 122 кэВ сигналом “Start measure” включает блок регистрации фотона с энергией 14.4 кэВ. Затем измеряется интервал времени до момента детектирования фотона с энергией 14.4 кэВ. Другими словами, в этом методе измеряется интервал времени, прошедший с момента возникновения возможности испускания ядром фотона с энергией 14.4 кэВ до момента его детектирования. Эта процедура многократно повторяется. В результате формируется зависимость числа детектированных фотонов с энергией 14.4 кэВ от времени, прошедшего с момента возникновения возможности испускания каждого фотона источником. Она пропорциональна зависимости вероятности детектирования одного фотона с энергией 14.4 кэВ от времени, прошедшего с момента возникновения воз-

можности его испускания источником. Вся совокупность моментов детектирования фотонов с энергией 14.4 кэВ формирует однофотонный волновой пакет или однофотонный гамма-импульс. Указанная временная зависимость вероятности детектирования фотона пропорциональна интенсивности однофотонного гамма-импульса и называется также волновой формой фотона, а момент регистрации фотона с энергией 122 кэВ определяет начало однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ.

В лабораторной системе отсчета регистрируемый детектором 14.4 кэВ однофотонный волновой пакет от источника ^{57}Co можно представить в виде плоской квазимонохроматической волны, электрическое поле которой в месте детектирования описывается выражением [36–47]:

$$E_{in}(t) = E_0 \theta(t) \exp(-\gamma t - i\omega_S t), \quad (1)$$

где ω_S – несущая частота однофотонного волнового пакета, E_0 – его амплитуда, $\gamma \approx 3.6 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ – полуширина спектральной линии соответствующего квантового перехода ядер ^{57}Co . Однофотонный гамма-импульс (1) имеет одиночную спектральную линию лоренцевой формы.

3. Преобразование однофотонного волнового пакета в мессбауэровском поглотителе в режиме АИП. В предлагаемом нами эксперименте фотоны с энергией 14.4 кэВ проходят через месс-

бауэровский поглотитель ^{57}Fe , представляющий собой тонкую фольгу нержавеющей стали, содержащей мессбауэровский нуклид ^{57}Fe (рис. 1). В определенный момент t_{start} , отсчитываемый от момента детектирования фотона с энергией 122 кэВ, поглотитель начинает совершать гармонические колебания вдоль направления распространения фотонов с энергией 14.4 кэВ с постоянными и одинаковыми для всех ядер амплитудой и частотой:

$$S_a(t) = R\theta(t - t_{\text{start}})\{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}, \quad (2)$$

где R и Ω – амплитуда и частота колебаний поглотителя, $\theta(t)$ – функция Хевисайда. В выражениях (1) и (2) время наблюдения отсчитывается от момента детектирования фотона 122 кэВ.

Описание преобразования однофотонного волнового пакета в движущемся резонансном поглотителе удобно проводить в системе отсчета, связанной с поглотителем. В этом случае из-за эффекта Доплера волновой пакет (1) становится частотно модулированным, и его электрическое поле определяется выражением [36, 37, 41, 52–54]:

$$E'_{\text{in}}(t) = E_0\theta(t)\exp(-\gamma t - i\omega_S t + ip\theta(t - t_{\text{start}})) \times \{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}, \quad (3)$$

где $p = 2\pi R/\lambda_S$ – индекс модуляции, $\lambda_S = 0.86 \text{ \AA}$ – длина волны фотона с энергией 14.4 кэВ.

Электрическое поле однофотонного волнового пакета на выходе из покоящегося в сопровождающей системе отсчета поглотителя можно получить, вычисляя интеграл свертки между падающим волновым пакетом (3) с функцией временного отклика поглотителя $R(t)$ [43, 44, 55]:

$$E'_{\text{out}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(t - \tau)E'_{\text{in}}(\tau)d\tau, \quad (4)$$

где

$$R(t) = \delta(t) - \frac{T_a\gamma}{2}\theta(t)e^{-(i\omega_a + \gamma)t}\frac{J_1(2\sqrt{T_a\gamma t/2})}{\sqrt{T_a\gamma t/2}}, \quad (5)$$

$\delta(t)$ – дельта функция Дирака, $J_n(p)$ – функция Бесселя первого рода порядка n , ω_a и T_a – частота резонансного перехода и мессбауэровская (оптическая) толщина поглотителя, а также полагается, что источник и поглотитель обладают одинаковой шириной спектральных линий $\gamma_a = \gamma$. Кроме этого, в (5) нерезонансное поглощение поля вследствие фотоэффекта не учитывается, поскольку оно не измеряется в предлагаемом эксперименте.

Подставляя (3) и (5) в (4) с учетом условия резонанса между покоящимися источником и поглотителем, $\omega_S = \omega_a = \omega_{\text{res}}$, получим:

$$E'_{\text{out}}(t) = E_0\theta(t)e^{-(i\omega_{\text{res}} + \gamma)t} \times \left[e^{ip\theta(t - t_{\text{start}})\{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}} - \frac{T_a\gamma}{2} \times \int_0^t \frac{J_1(2\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2})}{\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2}} \times e^{ip\theta(\tau - t_{\text{start}})\{1 + \sin[\Omega(\tau - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}} d\tau \right]. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что поле на выходе из поглотителя в любой момент времени можно представить в виде суммы поля на входе в поглотитель (первое слагаемое в (6)) и когерентно рассеянного вперед поля (второе слагаемое в (6)), соответствующего индуцированной ядерной поляризации [43, 44, 55]. При $0 \leq t \leq t_{\text{start}}$, когда поглотитель покоится, интерференция этих полей приводит к разрушению падающего на поглотитель однофотонного импульса. В результате на выходе из поглотителя поле однофотонного волнового пакета, согласно (6), принимает вид

$$E'_{\text{out}}(t) = E_0\theta(t)J_0(\sqrt{2T_a\gamma t})e^{-(i\omega_{\text{res}} + \gamma)t}. \quad (7)$$

После включения акустических колебаний при $t \geq t_{\text{start}}$, поле может быть записано как

$$E'_{\text{out}}(t) = E_0\theta(t)(e^{-i\omega_{\text{res}} + \gamma)t} \times \left[e^{ip\theta(t - t_{\text{start}})\{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}} - \frac{T_a\gamma}{2} \times \int_0^{t_{\text{start}}} \frac{J_1(2\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2})}{\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2}} d\tau - \frac{T_a\gamma}{2} \times \int_{t_{\text{start}}}^t \frac{J_1(2\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2})}{\sqrt{T_a\gamma(t - \tau)/2}} e^{ip\sin[\Omega(\tau - t_{\text{start}}) - \pi/2]} d\tau \right]. \quad (8)$$

Рассмотрим случай, когда поглотитель осциллирует в режиме АИП [37, 41, 42], а именно, выполнены условия

$$J_0(p) = 0, \quad T_a\gamma/\Omega \ll 1, \quad (9)$$

первое из которых реализуется, например, при амплитуде осцилляций поглотителя $R \approx 0.38\lambda_S$, соответствующей индексу модуляции $p \approx 2.4$. В этом

случае интегралы в выражении (8) имеют аналитическое представление, и электрическое поле однофотонного волнового пакета на выходе из поглотителя в сопровождающей системе отсчета приводится к виду:

$$E'_{\text{out}}(t) = E_0 \theta(t) e^{-(i\omega_{\text{res}} + \gamma)t} \times \quad (10)$$

$$\times \begin{cases} J_0(\sqrt{2T_a \gamma} t), & t \leq t_{\text{start}}, \\ e^{ip\{1 + \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]\}} + [J_0(\sqrt{2T_a \gamma} t) - J_0(\sqrt{2T_a \gamma}(t - t_{\text{start}}))], & t \geq t_{\text{start}}. \end{cases}$$

Переход в лабораторную систему отсчета осуществляется умножением (10) на $\exp[-i2\pi S_a(t)/\lambda_S]$ [36, 37, 41, 52–54]:

$$E_{\text{out}}(t) = E_0 \theta(t) e^{-(i\omega_{\text{res}} + \gamma)t} \times \quad (11)$$

$$\times \begin{cases} J_0(\sqrt{2T_a \gamma} t), & t \leq t_{\text{start}}, \\ 1 + [J_0(\sqrt{2T_a \gamma} t) - J_0(\sqrt{2T_a \gamma}(t - t_{\text{start}}))] \times \\ \times e^{-ip \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(p) e^{-in\Omega(t - t_{\text{start}}) + in\pi/2}} & t \geq t_{\text{start}}, \end{cases}$$

где использовано соотношение Якоби–Ангера $e^{\pm ip \sin \phi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(p) e^{\pm in\phi}$, и согласно условию (9), $J_0(p) = 0$.

4. Восстановление по требованию части однофотонного импульса. Из выражения (11) следует, что в интервале времени $0 \leq t \leq t_{\text{start}}$, когда поглотитель покоится относительно источника, испущенный источником ^{57}Co однофотонный волновой пакет испытывает резонансное поглощение в среде ядер ^{57}Fe . Вследствие этого его огибающая перестает иметь исходную экспоненциальную форму, а спектральная линия – лоренцеву форму. Но спектральная линия остается одиночной.

После включения осцилляций поглотителя в режиме АИП (9) при $t \geq t_{\text{start}}$ однофотонный волновой пакет на выходе из среды становится многокомпонентным, т.е. состоящим из нескольких спектральных линий. А именно, согласно второму слагаемому в нижней строке выражения (11), в спектре выходного поля появляются спектральные линии на частотах $\omega_{\text{res}} + n\Omega$, отстоящие от спектральной линии падающего поля на целое число частот колебаний поглотителя с амплитудами $J_n(p) [J_0(\sqrt{2T_a \gamma} t) - J_0(\sqrt{2T_a \gamma}(t - t_{\text{start}}))]$ и соответствующими фазами (рис. 2а). Согласно (9), интервал между спектральными линиями намного превышает ширину спектра исходного однофотонного импульса.

Вместе с тем, согласно (9), при $t \geq t_{\text{start}}$ выходное поле в окрестности несущей частоты исходного однофотонного волнового пакета описывается

лишь первым слагаемым в нижней строке выражения (11). Иными словами, после включения осцилляций поглотителя в произвольный момент времени t_{start} , поле прошедшего сквозь поглотитель фотона с несущей частотой ω_{res} принимает вид $E_{\text{out}}(t) = E_0 \theta(t) e^{-(i\omega_{\text{res}} + \gamma)t}$ ($t > t_{\text{start}}$). Таким образом, имеет место восстановление как экспоненциальной формы огибающей, так и соответствующего лоренцевого контура спектральной линии исходного однофотонного импульса. Уменьшается лишь пиковая амплитуда импульса, определяемая моментом t_{start} , $E_{\text{out}}^{\text{max}}(t) = E_0 e^{-\gamma t_{\text{start}}}$. При этом, согласно (11), интенсивность однофотонного импульса $I_{\text{out}}(t) = c|E_{\text{out}}(t)|^2/(8\pi)$, измеренная с помощью относительно узкополосного детектора с шириной спектральной линии детектирования $\gamma \ll \Delta\omega_{\text{det}} \ll \Omega$, будет иметь вид (рис. 2б, в):

$$I_{\text{out}}(t) \Big|_{\gamma \ll \Delta\omega_{\text{det}} \ll \Omega} = I_0 \theta(t) e^{-2\gamma t} \begin{cases} J_0^2(\sqrt{2T_a \gamma} t), & t \leq t_{\text{start}}, \\ 1, & t \geq t_{\text{start}}, \end{cases} \quad (12)$$

где $I_0 = cE_0^2/(8\pi)$.

5. Восстановление части однофотонного импульса и квантовая память. Рассмотренный процесс резонансного преобразования энергии однофотонного волнового пакета в поляризацию ядер, разрушение исходного однофотонного волнового пакета и локализация электромагнитного поля в поглотителе при $0 \leq t \leq t_{\text{start}}$ объясняется возбуждением противофазной ядерной поляризации поглотителя на частотах падающего поля (синяя кривая на рис. 2а), которая деструктивно интерферирует с возбуждающим эту поляризацию полем (черная кривая на рис. 2а). Включаемые в момент t_{start} колебания поглотителя, удовлетворяющие условиям АИП (9), приводят к тому, что поляризация ядер поглотителя начинает эволюционировать на частотах, существенно отличных от частот возбуждавшего ее поля, а на частотах спектральной линии падающего поля индуцированная прежде поляризация исчезает. При этом резонансный поглотитель становится прозрачным, т.е. поляризация на частотах поля перестает возбуждаться и подавлять распространяющееся поле. В результате при $t \geq t_{\text{start}}$ на выходе из поглотителя появляется поле с исходными спектрально-временными характеристиками, а также когерентно рассеянное поле на частотах, далеких от спектральной линии падающего поля. Иными словами, происходит спектральное разделение падающего поля и поляризации поглотителя, приводящее к восстановлению части однофотонного импульса, соответствующей времени $t \geq t_{\text{start}}$. Таким образом, восстанов-

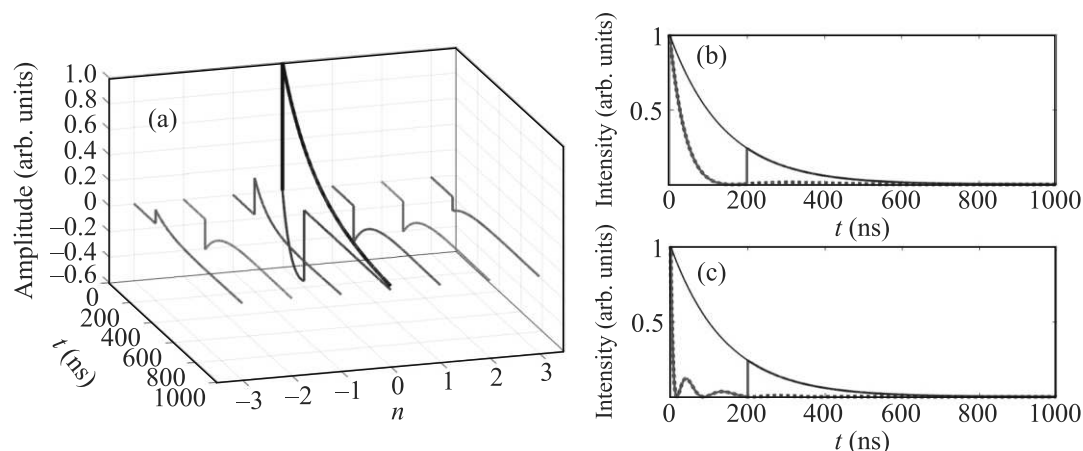


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Временная зависимость амплитуды падающего поля (1) (черная линия) на несущей частоте ω_{res} и частотных компонент когерентно рассеянного поля (11) на частотах $\omega_{\text{res}} + n\Omega$ с учетом знака $J_n(p)$ (синяя, красные, зеленые и фиолетовые линии) на выходе из резонансного ядерного поглотителя с оптической толщиной $T_a = 5$, который начинает осциллировать по закону (2) в режиме АИП ($p = 2.41$, $\Omega/(2\pi) = 100$ МГц) в момент времени $t_{\text{start}} = 200$ нс. На панелях (b), (c) красная сплошная линия изображает волновую форму фотона с энергией 14.4 кэВ на выходе из поглотителя (12), движущегося по закону (2), которую регистрирует относительно узкополосный детектор, а также “увидит” мишень “Target” на рис. 1. Оптическая толщина поглотителя $T_a = 5$ для (b) и $T_a = 50$ для (c). Черная сплошная тонкая линия на панелях (b), (c) изображает волновую форму фотона на входе в поглотитель, синяя пунктирная линия – волновую форму фотона на выходе из покоящегося поглотителя с той же оптической толщиной

ление по требованию части однофотонного импульса происходит посредством управляемого пропускания резонансного поглотителя.

Можно заметить, что, согласно (11), (12), в случае источника ^{57}Co с лоренцевой формой спектральной линии, восстановленная часть однофотонного волнового пакета (1) отличается от исходного волнового пакета лишь пиковой амплитудой, определяемой произвольным моментом времени t_{start} . В свою очередь, момент времени t_{start} может быть существенно больше характерной длительности на полувысоте однофотонного импульса $\tau = \ln 2/(2\gamma) \approx 98$ нс (на рис. 2b, $t_{\text{start}} = 200$ нс). Таким образом, восстановленная посредством данного метода часть однофотонного импульса с лоренцевым контуром формально удовлетворяет критериям задержки фотона посредством квантово-оптической памяти [19–35, 51].

Вместе с тем, физический механизм предлагаемого метода принципиально отличается от механизма вышеперечисленных методов квантово-оптической памяти [19–35, 51]. Методы квантовой памяти основаны на трансформации электромагнитного поля в определенное квантовое состояние атомов или ядер среды, характеризующее когерентностью (или поляризацией в случае разрешенных квантовых переходов). Возбужденная падающим импульсом когерентность (поляризация) эволюционирует в течение определенного времени после того, как элек-

тромагнитное поле импульса перестает существовать в среде. Иными словами, имеет место временное разделение поля и возбужденной им когерентности среды. Благодаря этому, большинство методов квантово-оптической памяти позволяют задерживать импульс на время, превышающее его полную длительность, измеренную от момента возникновения импульса до момента его исчезновения. Вместе с тем, спектрально-временные характеристики поля после обратной трансформации в него атомной (ядерной) когерентности (поляризации) определяются свойствами соответствующих квантовых переходов атомов (ядер), характером взаимодействия поля со средой и процедурой извлечения поля из среды [19–35, 51].

Предлагаемый нами метод основан на разнесении спектральных линий падающего поля и поляризации ядер поглотителя так, чтобы исключить их перекрытие. Такое спектральное разделение в момент t_{start} приводит к прекращению взаимодействия поля со средой. В результате отсутствия взаимодействия ядерная поляризация больше не возбуждается на частотах падающего поля, поэтому часть исходного однофотонного импульса, соответствующая времени $t \geq t_{\text{start}}$, проходит через поглотитель без изменения своих характеристик. Иными словами, восстановление части исходного волнового пакета происходит за счет “отрезания” от него передней части вследствие

резонансного поглощения в среде и неизмененного прохождения оставшейся части, которая не взаимодействует со средой. Такой метод позволяет “задерживать” часть однофотонного импульса только на время, не превышающее его полной длительности, измеренной от момента возникновения импульса до момента его исчезновения. Кроме этого, фронт задержанной части импульсов с нелоренцевым спектром будет отличаться от огибающей исходного импульса.

Данный метод “задержанного пропускания” части однофотонного волнового пакета с лоренцевым спектром имеет сходство с эффектами на основе гамма-эха [43–46], поскольку также основан на управлении интерференционным взаимодействием между исходным полем и поляризацией поглотителя. Однако в случае гамма-эха быстрое смещение поглотителя относительно источника изменяет разность фаз между падающим и когерентно рассеянным полями без изменения их частот. В нашем случае после включения колебаний поглотителя ядерная поляризация исчезает для всех частот в пределах спектрального контура падающего поля и появляется на частотах, далеких от спектрального контура падающего поля. В этом смысле данный метод можно рассматривать как комбинацию акустически индуцированной прозрачности [41, 54] и гамма-эха [43–46].

6. Мессбауэровская спектроскопия с временным разрешением. Описанный метод восстановления по требованию однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ, испущенного радиоактивным источником ^{57}Co , может существенно расширить возможности известных методов мессбауэровской ядерной спектроскопии [56], позволив проводить спектроскопические измерения с временным разрешением. Действительно, если после поглотителя поместить исследуемую среду-мишень, допированную ядрами ^{57}Fe , то благодаря осцилляциям поглотителя только восстановленная в момент времени t_{start} часть однофотонного импульса будет эффективно взаимодействовать с ядрами ^{57}Fe мишени (рис. 1). Иными словами, в данном случае взаимодействие фотонов с энергией 14.4 кэВ с ядрами ^{57}Fe мишени будет задержано на время t_{start} . При этом подразумевается, что начало исследуемого динамического процесса в мишени привязано к моменту детектирования фотона с энергией 122 кэВ. Таким образом, если в тестируемой среде происходят процессы, приводящие к изменению состояний ядер ^{57}Fe , то как волновая форма фотона, так и его спектр на выходе из мишени будут зависеть от времени задержки t_{start} , отображая динамику внутренних процессов в среде.

Интересно отметить, что идея задержанного однофотонного импульса, лежащая в основе предлагаемого метода зондирования динамики состояния ядер мишени с временным разрешением, может быть реализована также в отсутствие поглотителя, формирующего двухимпульсную волновую форму фотона с энергией 14.4 кэВ. Для этого в каждом акте измерения момент детектирования фотона с энергией 122 кэВ будет определять момент t_{start} относительно момента возникновения динамического процесса в мишени, который в данном случае определяет начало отсчета времени $t = 0$. В то же время момент последующего детектирования фотона с энергией 14.4 кэВ методом задержанных совпадений будет формировать соответствующий однофотонный импульс, задержанный на время t_{start} относительно начала исследуемого динамического процесса в мишени. В результате многократного повторения этой процедуры будет сформирована совокупность волновых форм фотона с энергией 14.4 кэВ, зависящих от времени t_{start} , прошедшего с момента возникновения динамического процесса в мишени. Более детальное обсуждение и сопоставление этих методов мессбауэровской диагностики динамических процессов с временным разрешением выходит за рамки данной статьи и будет проведено в последующих публикациях.

7. Интерференция ядерной поляризации и падающего поля. Рассмотрим эксперимент, в котором регистрация фотонов 14.4 кэВ осуществляется широкополосным детектором, охватывающим весь диапазон частот, генерируемых осциллирующим поглотителем, а тестовая среда отсутствует. В этом случае после включения осцилляций поглотителя при $t \geq t_{\text{start}}$ детектор зарегистрирует интерференцию поля восстановленного однофотонного импульса с многокомпонентным полем индуцированной ядерной поляризации, имеющую вид повторяющихся всплесков (рис. 3). Согласно (11), регистрируемая интенсивность прошедшего сквозь поглотитель однофотонного импульса имеет вид

$$I_{\text{out}}(t) = I_0 \theta(t) e^{-2\gamma t} \times \quad (13)$$

$$\times \begin{cases} J_0^2(\sqrt{2T_a\gamma}t), & t \leq t_{\text{start}}, \\ 1 + \left[J_0(\sqrt{2T_a\gamma}t) - J_0(\sqrt{2T_a\gamma}(t - t_{\text{start}})) \right]^2 + \\ + 2 \left[J_0(\sqrt{2T_a\gamma}t) - J_0(\sqrt{2T_a\gamma}(t - t_{\text{start}})) \right] \times \\ \times \cos[p + p \sin[\Omega(t - t_{\text{start}}) - \pi/2]], & t \geq t_{\text{start}}, \end{cases}$$

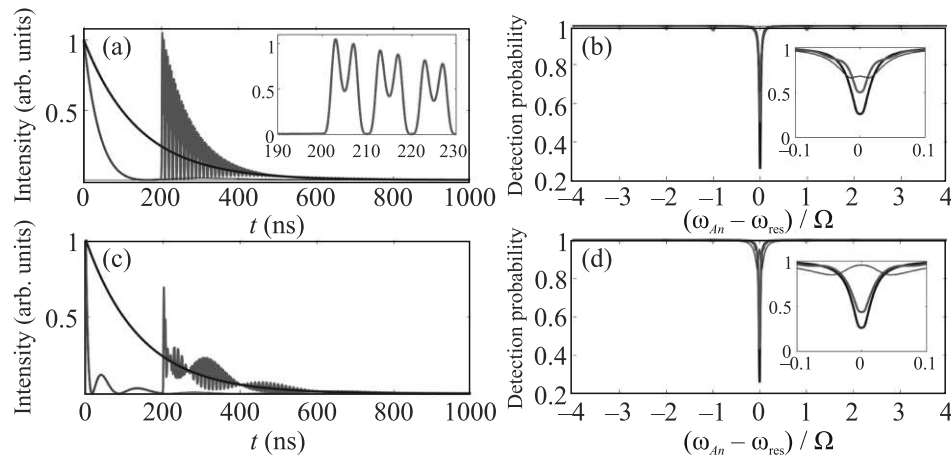


Рис. 3. (Цветной онлайн) Волновая форма фотона с энергией 14.4 кэВ, согласно (13), на выходе из поглотителя с $T_a = 5$ (a) и $T_a = 50$ (c), который начинает осциллировать по закону (2) в режиме АИП ($p = 2.41$, $\Omega/(2\pi) = 100$ МГц) в момент времени $t_{\text{start}} = 200$ нс (красная линия), а также на входе в среду (черная линия) и на выходе из этого же покоящегося поглотителя (синяя тонкая линия). На панелях (b) и (d) изображены соответствующие спектральные зависимости вероятности детектирования фотона с энергией 14.4 кэВ, прошедшего через движущийся по закону (2) поглотитель (красная линия), а также в отсутствие поглотителя (черная линия) и в случае покоящегося поглотителя (синяя тонкая линия). Кривые на панелях (b) и (d) моделируют измерения спектра прошедшего через поглотитель фотона с энергией 14.4 кэВ методом, описанным в [57], с помощью поглотителя-анализатора с оптической толщиной $T_a^{(An)} = 5$

где интерференционные всплески при $t \geq t_{\text{start}}$ описываются последним слагаемым суммы.

Как следует из (13) и видно на рис. 3, ядерная поляризация, будучи в момент t_{start} спектрально отделена от падающего поля, перестает подавлять его. Но в отличие от случая узкополосного детектирования, регистрирующего лишь фотоны в окрестности спектральной линии падающего однофотонного импульса, регистрация фотонов всех частот когерентно рассеянного поля выявляет зависящую от времени интерференцию полей многокомпонентной ядерной поляризации и падающего однофотонного импульса. С увеличением оптической толщины поглотителя изменение волновой формы прошедшего фотона связано с большим резонансным поглощением когерентно рассеянного поля на частотах его спектральных компонент (рис. 3c). При этом как временной профиль интенсивности (рис. 2b, c), так и форма спектра прошедшего через поглотитель поля в окрестности спектральной линии падающего однофотонного импульса почти не претерпевает изменений (рис. 3b, d). Незначительные уширение и искажение формы спектрального контура однофотонного импульса на выходе из поглотителя при увеличении оптической толщины поглотителя (красная линия на рис. 3d по сравнению с рис. 3b) происходит вследствие более сильного затухания поля до включения осцилляций, тогда как после включения осцилляций резонансный поглотитель

в обоих случаях становится прозрачным вследствие выполнения условия АИП (9).

Аналогично рассмотренному выше режиму детектирования фотонов узкополосным детектором, изображенные на рис. 3 волновые формы фотона также могут быть использованы для спектроскопических измерений с временным разрешением, поскольку в обоих случаях взаимодействие однофотонного импульса с тестируемой средой изменяет лишь ту часть однофотонного волнового пакета, которая соответствует исходному однофотонному импульсу. При этом детерминированные осцилляции интенсивности, вызванные индуцированной ядерной поляризацией на сильно разнесенных частотах, могут увеличить информативность метода в случаях, когда эти частоты приближаются к частотам каких-либо квантовых переходов ядер тестируемой среды. В случае отсутствия в среде резонансов на частотах индуцированной ядерной поляризации соответствующие ей осцилляции интенсивности однофотонного волнового пакета могут быть отфильтрованы при обработке результатов измерений.

8. Выводы. Таким образом, в данной статье предложен метод восстановления по требованию однофотонного волнового пакета с лоренцевым спектром с энергией фотонов 14.4 кэВ, резонансно поглощаемого в среде ядер ^{57}Fe . Метод основан на частотной дискриминации распространяющегося в погло-

тителе поля и индуцируемой этим полем резонансной ядерной поляризации в условиях задержанной акустически индуцированной прозрачности (АИП) поглотителя. Частотная дискриминация реализуется за счет эффекта Доплера путем включения в произвольный момент времени акустических колебаний поглотителя с определенной частотой и амплитудой, при которых реализуются условия АИП. Выявлены сходства и различия предложенного метода с известными методами квантово-оптической памяти и методами управления ядерной поляризацией в гамма-диапазоне. Показано, что данный метод открывает возможность реализации мессбауэровской спектроскопии различных сред с временным разрешением.

Исследование выполнено в рамках реализации Программы НЦМУ “Центр фотоники” при финансовой поддержке Минобрнауки, соглашение # 075-15-2022-316.

Авторы выражают благодарность О. А. Коcharовской за продуктивное обсуждение статьи.

1. A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2447 (1995).
2. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999).
3. D. Budker, D. Kimball, S. Rochester, and V. Yashchuk, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999).
4. M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
5. A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar, J. A. Musser, B. S. Ham, and P. R. Hemmer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 023602 (2002).
6. M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 113903 (2003).
7. M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, *Science* **301**, 200 (2003).
8. 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).
9. H. Xiong and Y. Wu, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031305 (2018).
10. E. Saglamyurek, T. Hrushevskiy, A. Rastogi, K. Heshami, and L. J. LeBlanc, *Nat. Photonics* **12**, 774 (2018).
11. A. Rastogi, E. Saglamyurek, T. Hrushevskiy, S. Hubele, and L. J. LeBlanc, *Phys. Rev. A* **100**, 012314 (2019).
12. M. F. Yanik, W. Suh, Zh. Wang, and Sh. Fan, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 233903 (2004).
13. Y. Okawachi, M. A. Foster, J. E. Sharping, A. L. Gaeta, Q. Xu, and M. Lipson, *Opt. Express* **14**, 2317 (2006).
14. T. Wang, Y.-Q. Hu, Ch.-G. Du, and G.-L. Long, *Opt. Express* **27**, 7344 (2019).
15. R. Y. M. Manjappa, Y. K. Srivastava, and R. Singh, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 021101 (2017).
16. Zh. Zhao, H. Zhao, R. T. Ako, J. Zhang, H. Zhao, and Sh. Sriram, *Opt. Express* **27**, 26459 (2019).
17. O. Kocharovskaya and Ya. I. Khanin, *Sov. Phys. JETP* **63**, 945 (1986).
18. K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991).
19. A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, *Nat. Photonics* **3**, 706 (2009).
20. M. Afzelius, N. Gisin, and H. de Riedmatten, *Phys. Today* **68**(12), 42 (2015).
21. T. Chanelière, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich, *Nature* **438**, 833 (2005).
22. J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars, and N. B. Manson, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 63601 (2005).
23. K. F. Reim, J. Nunn, V. O. Lorenz, B. J. Sussman, K. C. Lee, N. K. Langford, D. Jaksch, and I. A. Walmsley, *Nat. Photonics* **4**, 218 (2010).
24. K. F. Reim, P. Michelberger, K. C. Lee, J. Nunn, N. K. Langford, and I. A. Walmsley, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 053603 (2011).
25. K. Reim, J. Nunn, X.-M. Jin, P. Michelberger, T. Champion, D. England, K. Lee, W. Kolthammer, N. Langford, and I. Walmsley, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 263602 (2012).
26. M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Phys. Rev. A* **79**, 052329 (2009).
27. C. Clausen, I. Usmani, F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Nature* **469**, 508 (2011).
28. E. Saglamyurek, N. Sinclair, J. Jin, J. Slater, D. Oblak, F. Bussières, M. George, R. Ricken, W. Sohler, and W. Tittel, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 083602 (2012).
29. M. K. Kim and R. Kachru, *Opt. Lett.* **14**, 423 (1989).
30. D. L. McAuslan, P. M. Ledingham, W. R. Naylor, S. E. Beavan, M. P. Hedges, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, *Phys. Rev. A* **84**, 022309 (2011).
31. V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chanelière, and J.-L. Le Gouet, *New J. Phys.* **13**, 093031 (2011).
32. S. A. Moiseev and S. Kroll, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 173601 (2001).
33. G. Hetet, M. Hosseini, B. M. Sparkes, D. Oblak, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Opt. Lett.* **33**, 2323 (2008).
34. G. Hetet, J. J. Longdell, A. L. Alexander, P. K. Lam, and M. J. Sellars, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 23601 (2008).
35. G. Hetet, M. Hosseini, B. M. Sparkes, D. Oblak, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Opt. Lett.* **33**, 2323 (2008).
36. F. Vagizov, V. Antonov, Y. V. Radeonychev, R. N. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, *Nature* **508**, 80 (2014).

37. I. R. Khairulin, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *Sci. Rep.* **12**, 20270 (2022).
38. R. Coussement, 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).
39. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, J. Odeurs, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **80**, 063805 (2009).
40. K. P. Heeg, J. Haber, D. Schumacher, L. Bocklage, H.-C. Wille, K. S. Schulze, R. Loetzsch, I. Uschmann, G. G. Paulus, R. Ruffer, R. Rohlsberger, and J. Evers, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 203601 (2015).
41. Y. V. Radeonychev, I. R. Khairulin, and F. G. Vagizov, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 163602 (2020).
42. Y. V. Radeonychev, I. R. Khairulin, and O. Kocharovskaya, *JETP Lett.* **114**(12), 729 (2021).
43. P. Helisto, I. Tittonen, M. Lippmaa, and T. Katila, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2037 (1991).
44. I. Tittonen, M. Lippmaa, P. Helisto, and T. Katila, *Phys. Rev. B* **47**, 7840 (1993).
45. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **84**, 043820 (2011).
46. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **87**, 013807 (2013).
47. Yu. V. Shvyd'ko, T. Hertrich, U. van Bürck, E. Gerdau, O. Leupold, J. Metge, H. D. Ruter, S. Schwendy, G. V. Smirnov, W. Potzel, and P. Schindelmann, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3232 (1996).
48. 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).
49. G. V. Smirnov and W. Potzel, *Hyperfine Interact.* **123/124**, 633 (1999).
50. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 023836 (2015).
51. X. Zhang, W.-T. Liao, A. Kalachev, R. N. Shakhmuratov, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 250504 (2019).
52. V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 023841 (2015).
53. I. R. Khairulin, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **98**, 043860 (2018).
54. I. R. Khairulin, Y. V. Radeonychev, V. A. Antonov, and O. Kocharovskaya, *Sci. Rep.* **11**, 7930 (2021).
55. G. V. Smirnov, *Hyperfine Interact.* **123–124**, 31 (1999).
56. *Mössbauer Spectroscopy*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2013); DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-32220-4>.
57. Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.124.163602>.

Tensor train optimization of parameterized quantum circuits

G. Paradezhenko^{*1)}, A. Pervishko^{*+}, D. Yudin^{*+}

^{*}Skolkovo Institute of Science and Technology, 121205 Moscow, Russia

⁺Laboratory of Spin-Orbitronics, Institute of High Technologies and Advanced Materials,
Far Eastern Federal University, 690950 Vladivostok, Russia

Submitted 6 October 2023

Resubmitted 8 November 2023

Accepted 9 November 2023

DOI: 10.31857/S1234567823240114, EDN: nmjzhr

Significant progress towards stable operation of multi-qubit quantum systems with relatively short decoherence times allows nowadays to address simple optimization tasks [1–4]. The wider use of these noisy intermediate-scale quantum processors is hampered by the noise inevitably present in quantum gates, which severely limits the possible depth of a quantum circuit. The problem can nevertheless be partially relaxed in the approach of variational quantum computing, widely accepted as the most viable way to achieve quantum supremacy [5, 6].

As a rule, in most variational quantum algorithms, with the variational quantum eigensolver (VQE) being the most notable example, one looks for the ground state of a given interacting quantum system [7]. In this case, a quantum processor is used to prepare a family of probe states as implemented by a parametrized quantum circuit, as well as to estimate the energy for that family of state representing thus a multi-parameter cost function. By virtue of standard optimization methods on a classical computer one minimizes the cost function to determine the optimal parameters of the quantum circuit that approximate the ground state of a given Hamiltonian. The main advantage of this methodology is in the fact that one does not need to design a deep quantum circuit [8–10].

It is believed that derivative-free methodology to optimization to be more noise-resilient, including but not limited to Nelder–Mead algorithm and Powell’s conjugate direction method. We herein propose a derivative-free optimization technique based on tensor train optimizer (TTOpt) [11]. Particularly, we are to make use of the transverse field Ising model (TFIM) with open boundary conditions as the VQE algorithm in this case faces the convergence issues when utilizing shallow circuits [12]. In our analysis, we rely on the use of both

the hardware efficient ansatz (HEA) [9] and the Hamiltonian variational ansatz (HVA) [12]. We also address the effect of the depolarizing error channel that represents a completely positive trace-preserving map and transforms a given quantum state into the linear combination of this state and maximally mixed state.

Our numerical findings are shown in Fig. 1 for TFIM of $n = 4, 6$, and 8 qubits. A close inspection of Fig. 1a reveals that the HVA optimization with Broyden–Fletcher–Goldfarb–Shanno algorithm (BFGS) steadily improves with the circuit depth L providing a proper approximation to the ground state starting from $L = 4$ –8 layers. However, for extremely shallow circuits down to $L = 2$ layers, it is not robust to random initialization of variational parameters. As opposed, the TTOpt outperforms the BFGS optimizer for $L = 2$ –4 layers. In the presence of the depolarizing noise specified the BFGS optimizer completely fails in achieving convergence. On the contrary, the results of TTOpt do not change much with noise providing a reasonable accuracy in comparison to the BFGS optimizer. Thus, the TTOpt seems to be noise-resilient at least for the case of shallow circuits. Finally, if we switch to the HEA-type ansatz the results of TTOpt are even more impressive as illustrated in Fig. 1b. The TTOpt outperforms the BFGS optimizer in the range of $L = 1$ –3 layers for both pure and noisy simulations. Meanwhile, the larger number of qubits to be involved the deeper circuits have to be utilized, making TTOpt more computationally demanding.

Georgii Paradezhenko and Dmitry Yudin acknowledge the support from the Russian Science Foundation Project 22-11-00074. Anastasia Pervishko thanks the Russian Ministry of Science and Higher Education for state support of scientific research conducted under the supervision of leading scientists in Russian institutions of higher education, scientific foundations, and state research centers (Project # 075-15-2021-607).

¹⁾e-mail: g.paradezhenko@skoltech.ru

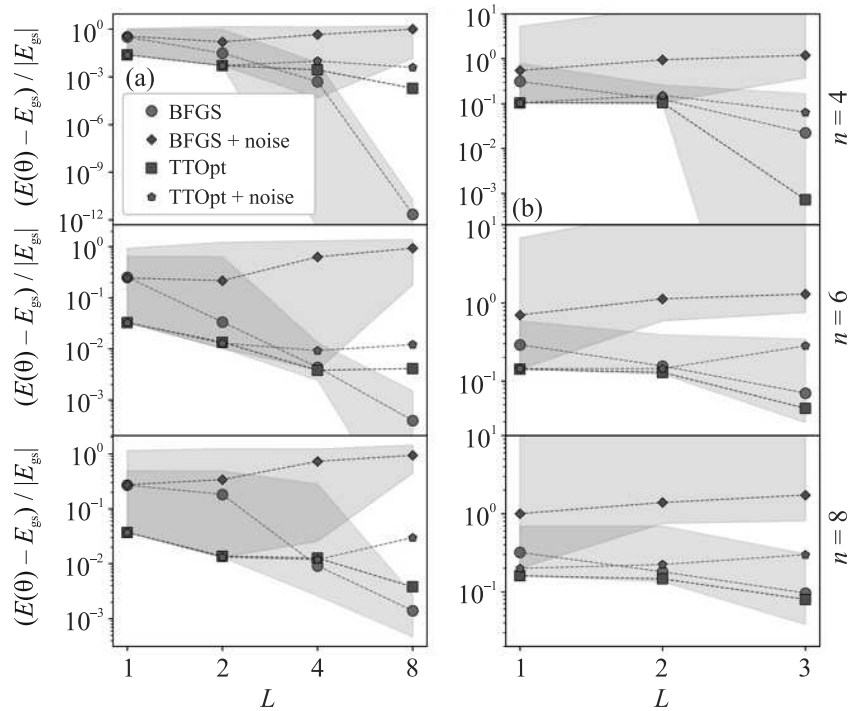


Fig. 1. (Color online) Optimized cost function for TFIM $E(\theta)$ relative to its exact ground-state energy E_{gs} plotted versus the ansatz depth L , where the optimization is performed as based on the BFGS and TTOpt optimizers. The VQE simulations are implemented for TFIM of $n = 4, 6$, and 8 qubits under open boundary conditions with: (a) – HVA and (b) – HEA being used as variational quantum circuits. The BFGS results are averaged over 100 random initial guesses for the variational parameters θ . The green and blue shaded areas depict the standard deviation of the optimized values for $E(\theta)$. The results with noise are obtained by applying the depolarizing quantum channel for one- and two-qubit gates in quantum circuits, with the depolarizing parameter being equal to 0.005

This is an excerpt of the article “Tensor train optimization of parameterized quantum circuits”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364023603056

1. M. P. Harrigan, K. J. Sung, M. Neeley et al. (Collaboration), *Nat. Phys.* **17**, 332 (2021).
2. S. Ebadi, A. Keesling, M. Cain et al. (Collaboration), *Science* **376**, 1209 (2022).
3. S. Yarkoni, E. Raponi, T. Bäck, and S. Schmitt, *Rep. Prog. Phys.* **85**, 104001 (2022).
4. M.-T. Nguyen, J.-G. Liu, J. Wurtz, M. D. Lukin, S.-T. Wang, and H. Pichler, *PRX Quantum* **4**, 010316 (2023).
5. J. R. McClean, J. Romero, R. Babbush, and A. Aspuru-Guzik, *New J. Phys.* **18**, 023023 (2016).

6. R. Babbush, D. W. Berry, I. D. Kivlichan, A. Y. Wei, P. J. Love, and A. Aspuru-Guzik, *New J. Phys.* **18**, 033032 (2016).
7. A. Peruzzo, J. McClean, P. Shadbolt, M.-H. Yung, X.-Q. Zhou, P. J. Love, A. Aspuru-Guzik, and J. L. O’Brien, *Nat. Commun.* **5**, 4213 (2014).
8. P. J. J. O’Malley, R. Babbush, I. D. Kivlichan et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **6**, 031007 (2016).
9. A. Kandala, A. Mezzacapo, K. Temme, M. Takita, M. Brink, J. M. Chow, and J. M. Gambetta, *Nature* **549**, 242 (2017).
10. J. R. McClean, S. Boixo, V. N. Smelyanskiy, R. Babbush, and H. Neven, *Nat. Commun.* **9**, 4812 (2018).
11. K. Sozykin, A. Chertkov, R. Schutski, A.-H. Phan, A. Cichocki, and I. Oseledets, *arXiv:2205.00293* (2022).
12. M. Larocca, N. Ju, D. García-Martín, P. J. Coles, and M. Cerezo, *arXiv:2109.11676* (2021).

Поздравление

EDN: nlbrsq

От имени редакционной коллегии и читателей журнала поздравляем **Алексея Ивановича Екимова** с присуждением ему (вместе с проф. Mounji G. Bawendi и проф. Louis E. Brus) Нобелевской премии по химии 2023 года за “Открытие и исследования квантовых точек, крошечных наночастиц, размер которых определяет их свойства. Эти мельчайшие компоненты современной нанотехнологии в настоящее время излучают свет в телевизорах и светодиодных лампах, направляют хирургов при удалении опухолевой ткани, а также находят множество других применений” (цитировано по тексту официального пресс-релиза).

Мы гордимся тем, что среди основных работ А. И. Екимова 13 статей были опубликованы им с соавторами в нашем журнале “Письма в ЖЭТФ” в период 1970–1992 гг. На портале JETP Letters размещен специальный декабрьский выпуск (Volume 118, Supplement 1) с полными текстами перечисленных статей на английском языке.

- Акципетров О.А., Екимов А.И., Никулин А.А., Генерация отраженной второй гармоники в полупроводниковых квантовых точках (quantum dots) **55**(8), 427 (1992)
- Вандышев Ю.В., Днепровский В.С., Екимов А.И., Огороков Д.К., Попова Л.Б., Эфрос Ал.Л., Нелинейные оптические свойства полупроводниковых микрокристаллов **46**(10), 393 (1987)
- Екимов А.И., Онущенко А.А., Эфрос Ал.Л., Квантование энергетического спектра дырок в адиабатическом потенциале электрона **43**(6), 292 (1986)
- Екимов А.И., Онущенко А.А., Размерное квантование энергетического спектра электронов в микрокристаллах полупроводников **40**(8), 337 (1984)
- Екимов А.И., Онущенко А.А., Квантовый размерный эффект в трехмерных микрокристаллах полупроводников **34**(6), 363 (1981)
- Волков А.С., Екимов А.И., Никишин С.А., Сафаров В.И., Царенков Б.В., Царенков Г.В., Осцилляции поляризации рекомбинационного излучения варизонного полупроводника в магнитном поле **25**(12), 560 (1977)
- Екимов А.И., Сафаров В.И., Оптический электронно-ядерный резонанс в полупроводниках **15**(8), 453 (1972)
- Екимов А.И., Сафаров В.И., Оптическое детектирование динамической поляризации ядер в полупроводниках **15**(5), 257 (1972)
- Гросс Е.Ф., Екимов А.И., Разбирин Б.С., Сафаров В.И., Оптическая ориентация свободных и связанных экситонов в гексагональных кристаллах **14**(2), 108 (1971)
- Екимов А.И., Сафаров В.И., Влияние спиновой релаксации “горячих” электронов на эффективность оптической ориентации в полупроводниках **13**(12), 700 (1971)
- Екимов А.И., Сафаров В.И., Наблюдение оптической ориентации равновесных электронов в полупроводниках типа **13**(5), 251 (1971)
- Гарбузов Д.З., Екимов А.И., Сафаров В.И., Измерение времени жизни и времени спиновой релаксации электронов в полупроводниках методом оптической ориентации **13**(1), 36 (1971)
- Екимов А.И., Сафаров В.И., Оптическая ориентация носителей при межзонных переходах в полупроводниках **12**(6), 293 (1970)

Редколлегия журнала “Письма в ЖЭТФ”

Данные статьи будут опубликованы издательством Springer в спецвыпуске JETP Letters 118, Supplement 1 (25 December 2023), который будет размещен в открытом доступе на сайте издателя, на сайте журнала JETP Letters <https://www.springer.com/journal/11448>

Авторский указатель томов 117-118 за 2023 г.

EDN: nmtehz

- Abbasov T.** Surface-electrode ion trap development. Abbasov T., Zibrov S., Sherstov I. - 118/3/212
- Abdulov N. A.** On x -independence of $R^Q = F_L^Q/F_2^Q$ ratio at low x . Abdulov N.A., Kotikov A.V., Lipatov A.V. - 117/6/399
- Linearly polarized gluon density in the rescaling model. Abdulov N.A., Chen X., Kotikov A.V., Lipatov A.V. - 118/10/723
- Afashokov Yu. Z.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Anisimov V. I.** Formal valence, charge distribution and chemical bond in a compound with a high oxidation state: KMnO_4 . Anisimov V.I., Oganov A.R., Mazannikova M.A., Novoselov D.Y., Korotin D.M. - 117/5/385
- (см. Skornyakov S. L.) - 117/8/596
- (см. Belozerov A. S.) - 117/11/863
- Arsenyev N. N.** Spreading widths of giant monopole resonance in the lead region: Random matrix approach. Arsenyev N.N., Severyukhin A.P., Nazmitdinov R.G. - 118/10/721
- Astafiev A. A.** Size-dependent one- and two-photon fluorescence of acetonitrile-derived carbon dots. Astafiev A.A., Shakhov A.M., Nadochenko V.A. - 118/9/637
- Atalikov K.** Gauge equivalence between $1 + 1$ rational Calogero–Moser field theory and higher rank Landau–Lifshitz equation. Atalikov K., Zotov A. - 117/8/632
- Barash Yu. S.** (см. Esin V. D.) - 118/11/846
- Basharin A.** (см. Cojocari M.) - 118/5/367
- Behera D.** Insight to structural, electronic, optical and thermoelectric properties of NaCaSb and KCaSb half Heusler compounds: a DFT approach. Behera D., Mukherjee S.K. - 117/9/695
- Belavin A.** Review on special geometry and mirror symmetry for Calabi–Yau manifolds (Mini-review). Belavin A., Eremin B., Parkhomenko S. - 118/10/711
- Belonovskii A. V.** Strong coupling of exciton in organic material and plasmonic WGM localized on the surface of silver nanoparticles. Belonovskii A.V., Evtikhiev V.P., Mitrofanov M.I., Nikolaev V.V. - 118/1/14
- Belozerov A. S.** Electron correlation effects in paramagnetic cobalt. Belozerov A.S., Anisimov V.I. - 117/11/863
- Boroun G. R.** One-to-One correspondence of soft and hard Pomeron with the CDP of the gluon density at low x . Boroun G.R. - 117/4/253
- Chen M.-N.** Emergent long-lived Zitterbewegung in Su–Schrieffer–Heeger lattice with third-nearest-neighbor hopping. Chen M.-N., Yu X.-J., Li Z. - 117/10/794
- Chen X.** (см. Abdulov N. A.) - 118/10/723
- Cojocari M.** Meta-bolometer based on toroidal response. Cojocari M., Merenkov A., Kovalev F., Shitov S., Basharin A. - 118/5/367
- Deviatov E. V.** (см. Esin V. D.) - 118/11/846
- Donchenko G. V.** Elastic neutrino-atom scattering as a probe of neutrino millicharge and magnetic moment. Donchenko G.V., Kouzakov K.A., Studenikin A.I. - 117/12/885
- Dzaparova I. M.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Dzhappuev D. D.** Upper limits on the isotropic diffuse flux of cosmic PeV photons from Carpet-2 observations. Dzhappuev D.D., Afashokov Yu.Z., Dzaparova I.M., Dzhatdoev T.A., Gorbacheva E.A., Karpikov I.S., Khadzhiev M.M., Klimenko N.F., Kudzhaev A.U., Kurennya A.N., Lidvansky A.S., Mikhailova O.I., Petkov V.B., Podlesnyi E.I., Pozdnukhov N.A., Romanenko V.S., Rubtsov G.I., Troitsky S.V., Unatlokov I.B., Vaiman I.A., Yanin A.F., Zhuravleva K.V. - 117/3/191
- Dzhatdoev T. A.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Elfimova V. Y.** (см. Taran L. S.) - 117/8/612
- Eremin B.** (см. Belavin A.) - 118/10/711
- Eryzhenkov A. V.** (см. Gogina A. A.) - 117/2/145
- Esin V. D.** Reentrant proximity-induced superconductivity for GeTe semimetal. Esin V.D., Kazmin D.Yu., Barash Yu.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 118/11/846
- Evtikhiev V. P.** (см. Belonovskii A. V.) - 118/1/14
- Filianina M.** (см. Gogina A. A.) - 117/2/145
- Fitkevich M.** (см. Salnikov D.) - 117/12/892
- Gabdrakhmanov I. R.** Bjorken sum rule with analytic coupling at low Q^2 values. Gabdrakhmanov I.R., Gramotkov N.A., Kotikov A.V., Volkova D.A., Zemlyakov I.A. - 118/7/491
- Gogina A. A.** Adsorption of Na monolayer on graphene covered Pt(111) substrate. Gogina A.A., Tarasov A.V., Eryzhenkov A.V., Rybkin A.G., Shikin A.M., Filianina M., Klimovskikh I.I. - 117/2/145
- Gorbacheva E. A.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Gramotkov N. A.** (см. Gabdrakhmanov I. R.) - 118/7/491
- Irkhin V. Yu.** Hubbard bands, Mott transition and deconfinement in strongly correlated systems. Irkhin V.Yu. - 117/1/55
- Magnetism, non-Fermi-liquid behavior and deconfinement in Kondo lattices. Irkhin V.Yu. - 118/1/37
- (см. Pchelkina Z. V.) - 118/10/733
- Karpikov I. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Kazmin D. Yu.** (см. Esin V. D.) - 118/11/846
- Khadzhiev M. M.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Kharlanov O. G.** Effects of quantum recoil forces in resistive switching in memristors. Kharlanov O.G. - 117/5/387

- Kirpichnikov D. V.** (см. Salnikov D.) - 117/12/892
- Klimenko N. F.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Klimovskikh I. I.** (см. Gogina A. A.) - 117/2/145
- Kolesnikov N. N.** (см. Esin V. D.) - 118/11/846
- Komleva E. V.** (см. Pchelkina Z. V.) - 118/10/733
- Korotin D. M.** (см. Anisimov V. I.) - 117/5/385
- Kotikov A. V.** (см. Abdulov N. A.) - 117/6/399
(см. Gabdrakhmanov I. R.) - 118/7/491
(см. Abdulov N. A.) - 118/10/723
- Kouzakov K. A.** (см. Donchenko G. V.) - 117/12/885
- Kovalev F.** (см. Cojocari M.) - 118/5/367
- Kudzhaev A. U.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Kurenja A. N.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Lebed A. G.** A method to reveal and investigate almost 2D Fermi surfaces in layered conductors: Universal resistivity in a parallel magnetic field. Lebed A.G. - 118/2/102
- Leonidov A. V.** Interconnected evolution of epidemic and public vaccination opinion. Leonidov A.V., Vasilyev S.B., Vasilyeva E.E. - 117/1/89
- Lidvansky A. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- LiMing W.** (см. Wang M.) - 118/11/834
- Lipatov A. V.** (см. Abdulov N. A.) - 117/6/399
(см. Abdulov N. A.) - 118/10/723
- Liu J.** (см. Liu X. -Q.) - 117/11/865
- Liu X. -Q.** Robust and fast quantum state transfer on superconducting circuits. Liu X.-Q., Liu J., Xue Z.-Y. - 117/11/865
- Li Z.** (см. Chen M.-N.) - 117/10/794
- Long Y.** (см. Pchelkina Z. V.) - 118/10/733
- Mazannikova M. A.** (см. Anisimov V. I.) - 117/5/385
- Merenkov A.** (см. Cojocari M.) - 118/5/367
- Mikhailova O. I.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Mitrofanov M. I.** (см. Belonovskii A. V.) - 118/1/14
- Mukherjee S. K.** (см. Behera D.) - 117/9/695
- Nadtochenko V. A.** (см. Astafiev A. A.) - 118/9/637
- Nazmitdinov R. G.** (см. Arsenyev N. N.) - 118/10/721
- Nekrasov I. A.** (см. Pavlov N. S.) - 118/9/707
- Nikolaev V. V.** (см. Belonovskii A. V.) - 118/1/14
- Novoselov D. Y.** (см. Anisimov V. I.) - 117/5/385
- Oganov A. R.** (см. Anisimov V. I.) - 117/5/385
- Paradezhenko G.** Tensor train optimization of parameterized quantum circuits. Paradezhenko G., Pervishko A., Yudin D. - 118/12/938
- Parkhomenko S.** (см. Belavin A.) - 118/10/711
- Pavlov N. S.** Anatomy of the band structure of the newest apparent near-ambient superconductor $\text{LuH}_{3-x}\text{N}_x$. Pavlov N.S., Shein I.R., Pervakov K.S., Pudalov V.M., Nekrasov I.A. - 118/9/707
- Pchelkina Z. V.** Rattling phonon modes in quadruple perovskites. Pchelkina Z.V., Komleva E.V., Irkhin V.Yu., Long Y., Streltsov S.V. - 118/10/733
- Pervakov K. S.** (см. Pavlov N. S.) - 118/9/707
- Pervishko A.** (см. Paradezhenko G.) - 118/12/938
- Petkov V. B.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Podlesnyi E. I.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Pozdnukhov N. A.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Pudalov V. M.** (см. Pavlov N. S.) - 118/9/707
- Romanenko V. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Rubtsov G. I.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Rybkin A. G.** (см. Gogina A. A.) - 117/2/145
- Salnikov D.** Light-shining-through-wall cavity setups for probing ALPs. Salnikov D., Satunin P., Fitkevich M., Kirpichnikov D.V. - 117/12/892
- Satunin P.** (см. Salnikov D.) - 117/12/892
- Severyukhin A. P.** (см. Arsenyev N. N.) - 118/10/721
- Shakhov A. M.** (см. Astafiev A. A.) - 118/9/637
- Shein I. R.** (см. Pavlov N. S.) - 118/9/707
- Sherstov I.** (см. Abbasov T.) - 118/3/212
- Shikin A. M.** (см. Gogina A. A.) - 117/2/145
- Shitov S.** (см. Cojocari M.) - 118/5/367
- Skorniyakov S. L.** Coulomb correlations and electronic structure of CuCo_2S_4 : a DFT + DMFT study. Skorniyakov S.L., Trifonov I.O., Anisimov V.I. - 117/8/596
- Streltsov S. V.** (см. Taran L. S.) - 117/8/612
(см. Pchelkina Z. V.) - 118/10/733
- Studenikin A. I.** (см. Donchenko G. V.) - 117/12/885
- Taran L. S.** Magnetic anisotropy of single-ion magnet $(\text{PPh}_4)_2[\text{ReF}_6] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Taran L.S., Elfimova V.Y., Streltsov S.V. - 117/8/612
- Tarasov A. V.** (см. Gogina A. A.) - 117/2/145
- Timonina A. V.** (см. Esin V. D.) - 118/11/846
- Trifonov I. O.** (см. Skorniyakov S. L.) - 117/8/596
- Troitsky S. V.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Unatlokov I. B.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Vaiman I. A.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Vasilyeva E. E.** (см. Leonidov A. V.) - 117/1/89
- Vasilyev S. B.** (см. Leonidov A. V.) - 117/1/89
- Volkova D. A.** (см. Gabdrakhmanov I. R.) - 118/7/491
- Volovik G. E.** Acoustic metric and Planck constants. Volovik G.E. - 117/7/556
- Volovik G. E.** Dimensionless physics: Planck constant as an element of Minkowski metric. Volovik G.E. - 117/3/248
On the global temperature of the Schwarzschild-de Sitter spacetime. Volovik G.E. - 118/1/
Analog Sommerfeld law in quantum vacuum. Volovik G.E. - 118/4/280
Gravity through the prism of condensed matter physics. Volovik G.E. - 118/7/546
- Wang M.** Nodal line topological superconducting state in quasi-one-dimensional $\text{A}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ ($\text{A} = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$) superconductors. Wang M., LiMing W., Zhou T. - 118/11/834
- Xue Z. -Y.** (см. Liu X. -Q.) - 117/11/865
- Yanin A. F.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Yudin D.** (см. Paradezhenko G.) - 118/12/938
- Yu X.-J.** (см. Chen M.-N.) - 117/10/794
- Zakharov B. G.** Jet quenching in mini-quark-gluon plasma: Medium modification factor I_{pA} for photon-tagged jets. Zakharov B.G. - 118/1/3
- Zemlyakov I. A.** (см. Gabdrakhmanov I. R.) - 118/7/491

- Zhou T.** (см. Wang M.) - 118/11/834
- Zhuravleva K. V.** (см. Dzhappuev D. D.) - 117/3/191
- Zibrov S.** (см. Abbasov T.) - 118/3/212
- Zotov A.** (см. Atalikov K.) - 117/8/632
- Абдуллаев Н. А.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361
(см. Зверев В. Н.) - 118/12/902
- Аверкиев Н. С.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
- Агеев А. И.** Стекание ручейка неньютоновской жидкости по наклонной супергидрофобной поверхности. Агеев А.И., Осипцов А.Н. - 118/3/171
- Акрамов Д. Ф.** (см. Пискунов Ю. В.) - 117/1/57
- Аксенов С. В.** (см. Каган М. Ю.) - 117/10/754
- Аксенов С. Н.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 117/2/132
(см. Гаврилюк А. Г.) - 118/10/735
- Аксентьев А. Е.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
(см. Мельников А. А.) - 118/10/713
- Алексеев И. Г.** Исследование влияния метеорологических параметров на поток космических мюонов с использованием метода эффективного уровня генерации на основе данных детектора DANSS. Алексеев И.Г., Белов В.В., Данилов М.В., Житников И.В., Зинатулина Д.Р., Казарцев С.В., Кобякин А.С., Кузнецов А.С., Мачихильян И.В., Медведев Д.В., Нестеров В.М., Пономарев Д.В., Розова И.Е., Румянцева Н.С., Русинов В.Ю., Самигуллин Э.И., Свирида Д.Н., Скробова Н.А., Тарковский Е.И., Философов Д.В., Фомина М.В., Шевчик Е.А., Ширченко М.В., Шитов Ю.А., Яковлева А.Е., Якушев Е.А. - 118/3/159
- Алексеев П. С.** (см. Денисов К. С.) - 118/2/110
- Алешкин В. Я.** (см. Миньков Г. М.) - 117/12/912
(см. Бовкун Л. С.) - 118/11/860
(см. Якунин М. В.) - 118/12/896
- Алиев В. Ш.** (см. Воронковский В. А.) - 117/7/550
- Алиев З. С.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361
(см. Зверев В. Н.) - 118/12/902
- Алисултанов З. З.** Наклон и анизотропия дираковского спектра, вызванные перекрытием блоховских функций. Алисултанов З.З., Демиров Н.А. - 117/10/777
- Алоджанц А. П.** (см. Баженов А. Ю.) - 117/11/819
- Амерканов Д. А.** Эксперимент по высокоэффективному отклонению протонного пучка с энергией 1 ГэВ изогнутым кристаллом на синхротроне ПИЯФ. Амерканов Д.А., Вайшнине Л.А., Гавриков Ю.А., Горшков Б.Л., Денисов А.С., Иванов Е.М., Иванова П.Ю., Иванов Ю.М., Кознов М.А., Мурзин В.И., Щипунов Л.А. - 118/8/551
- Аминев Д. Ф.** (см. Кривобок В. С.) - 117/5/350
- Амирасланов И. Р.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361
(см. Зверев В. Н.) - 118/12/902
- Андреев В. Ф.** (см. Днестровский Ю. Н.) - 118/4/252
- Андреев Г. И.** Взаимодействие пучков тяжелых ионов с электронами плазмы: роль процессов многоэлектронной ионизации. Андреев Г.И., Бычков В.Л., Шевелько В.П. - 117/6/428
- Андрюшков В. А.** (см. Раднатаров Д. А.) - 117/7/504
- Анисимов В. А.** (см. Мазанникова М. А.) - 118/9/664
- Антонов В. А.** (см. Хайрулин И. Р.) - 117/9/658
- Антонов Е. С.** Измерение $Br(H \rightarrow Z\gamma)$ при энергии 250 ГэВ на ИЛС. Антонов Е.С., Друцкой А.Г. - 117/3/183
Возможный метод поиска майорановских нейтрино на будущих лептонных коллайдерах. Антонов Е.С., Друцкой А.Г., Дубинин М.Н. - 118/7/473
- Апостолов Д. А.** (см. Майдыковский А. И.) - 117/1/37
- Аринин В. А.** (см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Аристов Д. Н.** (см. Тимофеев В. Е.) - 117/9/684
(см. Ниязов Р. А.) - 118/5/376
(см. Тимофеев В. Е.) - 118/6/455
(см. Тимофеев В. Е.) - 118/12/908
- Арсеев П. И.** (см. Макрушин М. А.) - 117/6/450
- Артамкин А. И.** (см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
- Архипова А. А.** Наблюдение пространственно-временной самокомпрессии импульсов в одномерных массивах волноводов, изготовленных методом лазерной записи. Архипова А.А., Журавицкий С.А., Скрябин Н.Н., Дьяконов И.В., Калинин А.А., Кулик С.П., Чекалин С.В., Карташов Я.В., Задков В.Н., Компанец В.О. - 117/5/344
- Архипов М. В.** (см. Архипов Р. М.) - 117/1/10
(см. Архипов Р. М.) - 117/8/580
(см. Розанов Н. Н.) - 118/8/620
- Архипов Р. М.** Униполярные и субциклоновые предельно короткие импульсы: последние результаты и перспективы (Миниобзор). Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Образцов П.А., Розанов Н.Н. - 117/1/10
Излучение уединенного импульса поляризации, движущегося со скоростью света. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Дьячкова О.О., Розанов Н.Н. - 117/8/580
(см. Розанов Н. Н.) - 118/8/620
- Асеев С. А.** Сверхтонкий кристалл теллурида германия в сильном фемтосекундном лазерном поле: проявление квантоворазмерного эффекта. Асеев С.А., Миронов Б.Н., Кочкиков И.В., Лотин А.А., Ищенко А.А., Рябов Е.А. - 117/11/814
- Афанасьев А. Е.** (см. Быкова Д. В.) - 118/1/7
- Ахматов З. А.** Зонная структура двухслойного графена, интеркалированного атомами калия. Расчеты из первых принципов. Ахматов З.А., Ахматов З.А. - 117/5/363
- Ачасов Н. Н.** Оценки абсолютных долей распадов $f_0(1710)$ и радиационных переходов $\psi(2S) \rightarrow \gamma f_0(1710)$ и $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma f_0(1710)$. Ачасов Н.Н., Шестаков Г.Н. - 118/6/387
- Ашитков С. И.** (см. Иногамов Н. А.) - 117/2/107
- Бабенко П. Ю.** Потенциал взаимодействия протонов и атомов водорода с металлами. Бабенко П.Ю., Михайлов В.С., Зиновьев А.Н. - 117/10/723
- Бабунц Р. А.** Обнаружение спектров ЭПР оптически индуцированных носителей со свойствами эффективной массы в дихалькогениде переходного

- металла WS_2 . Бабунц Р.А., Батуева А.В., Гурин А.С., Лихачев К.В., Единач Е.В., Баранов П.Г. - 117/9/697
- Идентификация оптически активных квартетных спиновых центров на основе вакансии кремния в SiC , перспективных для квантовых технологий. Бабунц Р.А., Успенская Ю.А., Бундакова А.П., Мамин Г.В., Мохов Е.Н., Баранов П.Г. - 118/9/639
- Багаев С. Н.** (см. Юдин В. И.) - 117/6/406
- Баженов А. Ю.** Случайный лазер на основе материалов в виде сложных сетевых структур. Баженов А.Ю., Никитина М.М., Царёв Д.В., Алоджанц А.П. - 117/11/819
- Баитова В. А.** Эволюция люминесцентных свойств одиночных нанокристаллов перовскита $CsPbBr_3$ в процессе фотодеградации. Баитова В.А., Князева М.А., Муканов И.А., Тарасевич А.О., Наумов А.В., Сон А.Г., Козюхин С.А., Еремчев И.Ю. - 118/8/570
- Байдышев В. С.** (см. Токсумаков А. Н.) - 117/6/434
- Байрамуков В. Ю.** (см. Яшина Е. Г.) - 118/10/776
- Бакаров А. К.** (см. Похабов Д. А.) - 117/4/299
- Бакланова К. Д.** Последовательность трехмерных (3D), двумерных (2D) и одномерных (1D) структур, образующихся из холестерического жидкого кристалла при изменении хиральности. Бакланова К.Д., Долганов В.К., Кац Е.И., Долганов П.В. - 117/7/537
(см. Долганов П. В.) - 118/2/118
- Бакшеев Д. Г.** (см. Ткаченко О. А.) - 117/3/228
- Балыкин В. И.** (см. Быкова Д. В.) - 118/1/7
- Балякин И. А.** Структурная наследственность жидкость- кристалл в потенциалах машинного обучения для сетевых систем. Балякин И.А., Рыльцев Р.Е., Щелкачев Н.М. - 117/5/377
- Банников М. И.** (см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
- Барабанов А. Л.** (см. Воробьев А. С.) - 117/8/561
- Барамыгина Ю. В.** (см. Тимофеев В. Е.) - 118/12/908
- Баранов Н. В.** (см. Пискунов Ю. В.) - 117/1/57
- Баранов П. Г.** (см. Бабунц Р. А.) - 117/9/697
(см. Бабунц Р. А.) - 118/9/639
- Баранов П. Ф.** (см. Минин О. В.) - 117/10/727
- Барышникова К. Б.** (см. Дмитриев А. А.) - 117/11/808
- Барышников К. А.** (см. Денисов К. С.) - 118/2/110
- Басалаев М. Ю.** (см. Юдин В. И.) - 117/6/406
(см. Раднатаров Д. А.) - 117/7/504
- Батов И. Е.** (см. Лакунов И. С.) - 118/9/656
- Батуева А. В.** (см. Бабунц Р. А.) - 117/9/697
- Бахарева О. А.** О формировании плазменного облака при испарении макрочастицы в высокотемпературной замагниченной тороидальной плазме. Бахарева О.А., Сергеев В.Ю., Шаров И.А. - 117/3/213
- Влияние облака вторичной плазмы на испарение макрочастиц в установках с магнитным удержанием. Бахарева О.А., Сергеев В.Ю., Шаров И.А. - 118/10/725
- Бибенин Н. Г.** Спиновая диффузия и колебания намагниченности при высокочастотной спиновой инжекции. Бибенин Н.Г. - 118/5/338
- Бедин С. А.** (см. Ковалец Н. П.) - 118/4/245
- Безотосный П. И.** (см. Дмитриева К. А.) - 118/12/915
- Белинский А. В.** Фантомная волоконно-оптическая 3D- эндоскопия. Белинский А.В., Гостев П.П., Магницкий С.А., Чиркин А.С. - 117/3/207
- Белобородов Н.** (см. Закирова З.) - 118/2/131
- Белов В. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Белоновский А. В.** Квазистационарные поляритонные состояния в мезорезонаторах. Белоновский А.В., Николаев В.В., Гиршова Е.И. - 117/2/102
- Белотелов В. И.** (см. Князев Г. А.) - 118/8/615
- Беспалов А. А.** (см. Путилов А. В.) - 117/11/832
- Бизяев Д. А.** Термоиндуцированное переключение намагниченности субмикронных Ni частиц, сформированных на монокристаллическом триборате лития. Бизяев Д.А., Чукланов А.П., Нургазизов Н.И., Бухараев А.А. - 118/8/602
- Бликов А. О.** (см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Блинов И. А.** (см. Огородников В. А.) - 117/10/746
- Бобин С. Б.** Гигантский планарный эффект Холла в ультратонком монокристаллическом образце селенида ртути. Бобин С.Б., Лончаков А.Т. - 118/7/506
- Бовкун Л. С.** Одновременное наблюдение циклотронного резонанса дырок и электронов в двойной квантовой яме $HgTe/CdHgTe$ в условиях эффекта "оптического затвора". Бовкун Л.С., Криштопенко С.С., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Тепп Ф., Орлита М., Гавриленко В.И., Иконников А.В. - 118/11/860
- Богацкая А. В.** К вопросу об электрической площади электромагнитного импульса. Богацкая А.В., Попов А.М. - 118/4/291
- Богач А. В.** (см. Красиков К. М.) - 117/7/530
- Божьев И. В.** (см. Гончар К. А.) - 117/2/115
- Больгинов В. В.** (см. Ионин А. С.) - 118/10/761
- Бондарева Ю. В.** (см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Борняков В. Г.** Декомпозиция статического потенциала в $SU(3)$ глюодинамике. Борняков В.Г., Кудров И.Е. - 117/5/332
- Брагута В. В.** Изучение уравнения состояния вращающейся глюонной плазмы с помощью решеточного моделирования. Брагута В.В., Кудров И.Е., Роевко А.А., Сычев Д.А., Чернодуб М.Н. - 117/9/644
- Бражкин В. В.** Тайны воды и других аномальных жидкостей: "медленный" звук, релаксирующие сжимаемость и теплоемкость (Миниобзор). Бражкин В.В., Данилов И.В., Циок О.Б. - 117/11/840
- Бражников Д. В.** (см. Макаров А. О.) - 117/7/509
- Бритвич Г. И.** Формирование пучка частиц высокой энергии с помощью фокусирующих кристаллических устройств. Бритвич Г.И., Костин М.Ю., Питалев В.И., Полуэктов И.В., Сандомирский Ю.Е.,

- Чесноков М.Ю., Чесноков Ю.А., Янович А.А. - 117/9/639
- Бронин С. Я.** Влияние магнитного поля на формирование ультрахолодной плазмы. Бронин С.Я., Вихров Е.В., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В. - 117/2/121
- Бугаев А. С.** (см. Николаев С. Н.) - 118/7/519
- Бузулуцков А. Ф.** Пересмотр электролюминесценции в благородных жидкостях за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах. Бузулуцков А.Ф., Фролов Е.А. - 118/3/166
- Бундакова А. П.** (см. Бабунц Р. А.) - 118/9/639
- Буньков Ю. М.** Инверсный “фолдовер” резонанс в пленке железо-иттриевого граната. Буньков Ю.М., Ветошко П.М., Сафин Т.Р., Тагиров М.С. - 117/4/314
(см. Князев Г. А.) - 118/8/615
- Бурмистров И. С.** (см. Люблинская А. А.) - 118/7/538
- Буровский Е. А.** (см. Каган М. Ю.) - 117/10/754
- Бутенко А. В.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Бухараев А. А.** (см. Бизяев Д. А.) - 118/8/602
- Буш А. А.** (см. Таланов М. В.) - 118/9/697
- Быкова Д. В.** Острая фокусировка атомного пучка с использованием доплеровского и суб-доплеровского механизмов лазерного охлаждения в двумерной магнито-оптической ловушке. Быкова Д.В., Афанасьев А.Е., Балькин В.И. - 118/1/7
- Быченков В. Ю.** (см. Вайс О. Е.) - 118/12/871
- Бычков В. Л.** (см. Андреев Г. И.) - 117/6/428
- Вайс О. Е.** Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности. Вайс О.Е., Лобок М.Г., Соловьев А.А., Миронов С.Ю., Хазанов Е.А., Быченков В.Ю. - 118/12/871
- Вайшнине Л. А.** (см. Воробьев А. С.) - 117/8/561
(см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Вальков А. Ю.** (см. Жаворонков Ю. А.) - 117/5/389
- Вальков В. В.** Взаимосвязь магнетизма и топологии в MnBi_2Te_4 . Вальков В.В., Злотников А.О., Гамов А. - 118/5/330
- Вамбольд Н. О.** Взаимосвязь между электронными корреляциями, магнитным состоянием и структурным ограничением в сверхтонких пленках LaNiO_3 . Вамбольд Н.О., Сажаяев Г.А., Леонов И.В. - 118/12/882
- Ваньков А. Б.** Характер смешивания уровней Ландау и функция распределения электронов в режиме квантового эффекта Холла. Ваньков А.Б. - 117/5/356
(см. Кулик Л. В.) - 118/6/462
- Варфоломеева Е. Ю.** (см. Яшина Е. Г.) - 118/10/776
- Василишин Б. И.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Васильев А. Л.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
- Васильев Е. В.** (см. Шленов С. А.) - 117/5/337
- Ватник И. Д.** Поляризационная динамика узких спектральных мод волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. Ватник И.Д., Горбунов О.А., Чуркин Д.В. - 118/5/317
- Вахитов Р. М.** (см. Магадеев Е. Б.) - 118/6/449
- Вдовин Е. Е.** (см. Ханин Ю. Н.) - 118/6/438
- Веденеев С. И.** Регистрация излучения, вызванного движением джозефсоновских вихрей в монокристалле $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ в высоких магнитных полях, непосредственно внутри образца. Веденеев С.И. - 118/2/125
- Вергелес С. С.** (см. Тумачев Д. Д.) - 118/6/430
- Ветошко П. М.** (см. Буньков Ю. М.) - 117/4/314
(см. Князев Г. А.) - 118/8/615
- Вилков О. Ю.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
- Винник Д. А.** (см. Шайхулов Т. А.) - 117/8/620
- Виноградов С. В.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Вихров Е. В.** (см. Бронин С. Я.) - 117/2/121
- Власенко В. А.** (см. Таланов Ю. И.) - 117/6/464
(см. Кузьмичева Т. Е.) - 118/7/526
(см. Дегтяренко А. Ю.) - 118/11/848
- Водолазов Д. Ю.** Сенсор на нелинейной кинетической индуктивности. Водолазов Д.Ю. - 118/10/769
- Волков В. С.** (см. Губин М. Ю.) - 117/4/273
- Волков М. К.** Распады τ -лептона с рождением странных скалярных мезонов $K_0^*(700)$ и $K_0^*(1430)$ в расширенной модели НИЛ. Волков М.К., Нурлан К. - 117/5/325
- Воробьев А. С.** Измерение сечения деления ядер ^{238}U нейтронами с энергиями 0.3–500 МэВ. Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А., Вайшнине Л.А., Барабанов А.Л. - 117/8/561
- Воронин А. А.** (см. Савицкий И. В.) - 118/7/493
- Воронковский В. А.** Эффект резистивного переключения в мемристорах $\text{TaN}/\text{HfO}_x/\text{Ni}$ с филаментом, сформированным под действием локальной электронно-лучевой кристаллизации. Воронковский В.А., Герасимова А.К., Алиев В.Ш. - 117/7/550
- Воропаев Д. М.** (см. Фролов А. В.) - 117/2/171
- Врублевская Н. Р.** Нелинейный отклик разреженных газов на ультрафиолетовый фемтосекундный импульс. Врублевская Н.Р., Шипило Д.Е., Николаева И.А., Панов Н.А., Косарева О.Г. - 117/6/400
- Гавриков Ю. А.** (см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Гавриленко В. И.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
(см. Бовкун Л. С.) - 118/11/860
- Гаврилин С. Ю.** (см. Дегтяренко П. Н.) - 118/8/590
(см. Дегтяренко А. Ю.) - 118/11/848
- Гаврилов С. С.** Спиновый хаос экситонных поляритонов в магнитном поле. Гаврилов С.С., Ипатов Н.Н., Кулаковский В.Д. - 118/9/649
- Гаврилюк А. Г.** Электронные и магнитные свойства фазы железа ϵ -Fe при высоких давлениях до 241 ГПа в области температур 4–300 К. Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксенов С.Н., Миронович А.А., Троян И.А., Иванова А.Г., Любутин И.С. - 117/2/132

- Синтез и сверхпроводящие свойства некоторых фаз полигидридов железа при высоких давлениях. Гаврилюк А.Г., Троян И.А., Стружкин В.В., Трунов Д.Н., Аксенов С.Н., Миронович А.А., Иванова А.Г., Любутин И.С. - 118/10/735
- Гагарский А. М.** (см. Воробьев А. С.) - 117/8/561
- Газизов А. Р.** Оптомеханические эффекты нагрева и охлаждения при гигантском комбинационном рассеянии света в среде с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. Газизов А.Р., Салахов М.Х., Харинцев С.С. - 117/9/670
- Галактионов А. В.** Джозефсоновская динамика при высоких прозрачностях: пределы заданного тока и заданного напряжения. Галактионов А.В., Заикин А.Д. - 118/9/671
- Галахов В. Р.** Спиновые состояния ионов кобальта в объеме и на поверхности LaCoO_3 по рентгеновским абсорбционным, эмиссионным и фотоэлектронным спектрам. Галахов В.Р., Удинцева М.С., Смирнов Д.А., Макарова А.А., Кюппер К. - 118/3/185
- Галеева А. В.** (см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
- Гамов А.** (см. Вальков В. В.) - 118/5/330
- Ганьшина Е. А.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
- Гарасёв М. А.** (см. Нечаев А. А.) - 117/3/220
- Гаушштейн В. В.** Измерение T_{20} -компоненты тензорной анализирующей способности реакции некогерентного фоторождения π^- -мезона на дейтроне. Гаушштейн В.В., Василишин Б.И., Дарвиш Э., Зеваков С.А., Кузин М.Я., Кузьменко А.С., Левчук М.И., Логинов А.Ю., Николенко Д.М., Рачек И.А., Топорков Д.К., Юрченко А.В., Фикс А.И., Шестаков Ю.В. - 117/11/803
- Георгиевская А. Б.** (см. Огородников В. А.) - 117/10/746
- Герасимова А. К.** (см. Воронковский В. А.) - 117/7/550
- Герасимов К. И.** (см. Миннегалиев М. М.) - 117/11/867
- Герашенко А. П.** (см. Пискунов Ю. В.) - 117/1/57
- Гимазов И. И.** (см. Таланов Ю. И.) - 117/6/464
- Гиршова Е. И.** (см. Белоновский А. В.) - 117/2/102
- Глушков А. В.** Мюоны в ШАЛ с $E_0 = 10^{19}$ эВ по данным Якутской установки. Глушков А.В., Лебедев К.Г., Сабуров А.В. - 117/4/254
- Загадка мюонов в ШАЛ сверхвысоких энергий по данным Якутской установки и эксперимента Ожэ. Глушков А.В., Сабуров А.В., Ксенофонтов Л.Т., Лебедев К.Г. - 117/9/651
- Гобелко И. Е.** Переход металл-диэлектрик и другие электронные свойства двухслойного АВ-графена на ферромагнитной подложке. Гобелко И.Е., Рожков А.В., Дресвянкин Д.Н. - 118/9/689
- Гогина А. А.** (см. Рыбкин А. Г.) - 117/8/626
- Голикова Т. Е.** (см. Лакунов И. С.) - 118/9/656
- Гончар К. А.** Оптические свойства кремниевых нанонитей, полученных методом металл-стимулированного химического травления с использованием золотых наночастиц. Гончар К.А., Божьев И.В., Шалыгина О.А., Осминкина Л.А. - 117/2/115
- Гончаров А. Н.** (см. Макаров А. О.) - 117/7/509
- Горбацевич А. А.** (см. Шубин Н. М.) - 118/6/403
- Горбунов О. А.** (см. Ватник И. Д.) - 118/5/317
- Горев Р. В.** (см. Скороходов Е. В.) - 117/2/165
- Горин А. М.** Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в π^+A -взаимодействиях, в эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70. Горин А.М., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Полищук Б.В., Романишин К.А., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангараев А.А. - 118/9/629
- Городничев Е. Е.** Слабая локализация света в магнитоактивной среде. Городничев Е.Е., Рогозкин Д.Б. - 118/1/30
- Горшкова Ю. Е.** (см. Яшина Е. Г.) - 118/10/776
- Горшков Б. Л.** (см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Горшунов Б. П.** (см. Таланов М. В.) - 118/9/697
- Гостев П. П.** (см. Белинский А. В.) - 117/3/207
- Грановский А. Б.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
- (см. Николаев С. Н.) - 118/7/519
- Грешняков В. А.** Гексагональный алмаз: теоретическое исследование способов получения и экспериментальной идентификации. Грешняков В.А. - 117/4/306
- Григорьев П. Д.** (см. Могилук Т. И.) - 118/12/877
- Григорьев С. В.** (см. Яшина Е. Г.) - 118/10/776
- Гришаков К. С.** Устойчивость твердых атомарных фаз азота при нормальном давлении. Гришаков К.С., Дегтяренко Н.Н. - 117/9/676
- Гришина М.** (см. Гурушанкар К.) - 117/10/783
- Грузинцев А. Н.** Зависимость резонансного обращения волнового фронта света на поляритонах от интенсивности оптической накачки в пленках оксида цинка. Грузинцев А.Н. - 118/1/23
- Губин М. Ю.** О лазерной генерации двумерных материалов с накачкой на квазизапертых модах. Губин М.Ю., Шестериков А.В., Волков В.С., Прохоров А.В. - 117/4/273
- Гудин С. А.** (см. Могилук Т. И.) - 118/12/877
- Гурин А. С.** (см. Бабунц Р. А.) - 117/9/697
- Гурушанкар К.** Теория функционала плотности, молекулярная динамика и AlteQ для исследования баймантуолуоамида А и баймантуолуоамида В и выявления потенциальных ингибиторов белков $\text{Mr}^{\text{го}}$ – новой мишени для лечения SARS COVID-19. Гурушанкар К., Джеясилан С.К., Гришина М., Сисванто И., Тивар Р., Пуспангингсх Н.Н.Т. - 117/10/783
- Гурылева И. Л.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Гусихин П. А.** (см. Муравьев В. М.) - 118/6/445
- Дагесян С. А.** (см. Майдыковский А. И.) - 117/1/37
- Данилов И. В.** (см. Бражкин В. В.) - 117/11/840
- Данилов М. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Дарвиш Э.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803

- Дворецкий С. А.** (см. Миньков Г. М.) - 117/12/912
(см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
(см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
(см. Бовкун Л. С.) - 118/11/860
(см. Якунин М. В.) - 118/12/896
- Двуреченский А. В.** (см. Якимов А. И.) - 118/4/240
- Дегтяренко А. Ю.** (см. Дегтяренко П. Н.) - 118/8/590
Анизотропия критического тока и пиннинг вихрей Абрикосова в магнитном сверхпроводнике $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. Дегтяренко А.Ю., Власенко В.А., Кузьмичева Т.Е., Перваков К.С., Гаврилкин С.Ю., Цветков А.Ю., Кузьмичев С.А. - 118/11/848
- Дегтяренко Н. Н.** (см. Гришаков К. С.) - 117/9/676
- Дегтяренко П. Н.** Влияние концентрации Gd на сверхпроводящие свойства в ВТСП лентах 2-го поколения. Дегтяренко П.Н., Садаков А.В., Овчаров А.В., Дегтяренко А.Ю., Гаврилкин С.Ю., Соболевский О.А., Цветков А.Ю., Массалимов Б.И. - 118/8/590
- Дедков Г. В.** Сила трения Казимира–Лифшица и кинетика радиационного теплообмена металлических пластин при относительном движении. Дедков Г.В. - 117/12/950
- Демин В. А.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
- Демиров Н. А.** (см. Алисултанов З. З.) - 117/10/777
- Демура А. В.** (см. Маврин А. А.) - 118/11/816
- Денисов А. С.** (см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Денисов К. С.** Эффекты памяти в магнетосопротивлении двухкомпонентных электронных систем. Денисов К.С., Барышников К.А., Алексеев П.С. - 118/2/110
- Дербин А. В.** Поиск солнечных аксионов с энергией 8.4 кэВ, излучаемых в M1-переходе ядер ^{169}Tm . Дербин А.В., Драчнев И.С., Муратова В.Н., Семенов Д.А., Трушин М.В., Унжаков Е.В. - 118/3/154
- Джахангирли З. А.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361
- Джеясилан С. К.** (см. Гурушанкар К.) - 117/10/783
- Джоу С.** (см. Минин О. В.) - 117/10/727
(см. Минин О. В.) - 118/3/197
- Дмитриев А. А.** О возможности изготовления РТ-симметричных оптических димеров без поглощающего свет материала. Дмитриев А.А., Барышников К.Б., Рыбин М.В. - 117/11/808
- Дмитриева К. А.** О характере сверхпроводимости и топологических свойствах SnAs . Дмитриева К.А., Безотосный П.И., Пудалов В.М. - 118/12/915
- Днестровский Ю. Н.** Поглощение СВЧ-волн при нагреве плазмы на второй гармонике электронно-циклотронного резонанса в токамаках и стеллараторах: линейная теория и эксперимент. Днестровский Ю.Н., Мельников А.В., Андреев В.Ф., Лысенко С.Е., Нурғалиев М.Р., Шалашов А.Г. - 118/4/252
- Долганов В. К.** (см. Бакланова К. Д.) - 117/7/537
(см. Долганов П. В.) - 118/2/118
- Долганов П. В.** (см. Бакланова К. Д.) - 117/7/537
- Каскадное образование топологических дефектов и сателлитных капель при динамической капиллярной неустойчивости в жидких кристаллах. Долганов П.В., Спириденко Н.А., Долганов В.К., Кац Е.И., Бакланова К.Д. - 118/2/118
- Долгова Т. В.** (см. Кирьянов М. А.) - 117/3/201
(см. Новиков И. А.) - 118/8/584
- Долженко Д. Е.** (см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
- Дорожкин С. И.** Необычные состояния дробного квантового эффекта Холла в широкой квантовой яме. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Федоров И.Б., Уманский В., Смет Ю.Х. - 117/1/72
- Гигантское пространственное перераспределение электронов в широкой квантовой яме, индуцированное квантующим магнитным полем. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Федоров И.Б., Уманский В., Смет Ю.Х. - 117/12/935
- Доценко Е.** Совместная система уравнений для супералгебры $\mathfrak{gl}(n|m)$ и интегрируемая модель Калоджеро–Мозера. Доценко Е. - 117/4/319
- Драчнев И. С.** (см. Дербин А. В.) - 118/3/154
- Дремин А. А.** (см. Хисамеева А. Р.) - 117/9/689
- Дресвянкин Д. Н.** (см. Гобелко И. Е.) - 118/9/689
- Друцкой А. Г.** (см. Антонов Е. С.) - 117/3/183
(см. Антонов Е. С.) - 118/7/473
- Дубинин М. Н.** (см. Антонов Е. С.) - 118/7/473
- Дубинов А. А.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
- Дубинский А. Ю.** (см. Резниченко Ю. С.) - 117/6/420
- Дьяконов И. В.** (см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- Дьячкова О. О.** (см. Архипов Р. М.) - 117/8/580
- Евдокимов С. В.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Евлашин С. А.** (см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Егоров С. В.** (см. Лакунов И. С.) - 118/9/656
(см. Ионин А. С.) - 118/10/761
- Единач Е. В.** (см. Бабунц Р. А.) - 117/9/697
- Ежов В. Ф.** Систематические эффекты при измерениях времени жизни нейтрона в магнитных ловушках ультрахолодных нейтронов. Ежов В.Ф., Рябов В.Л. - 117/2/93
- Екимов Е. А.** Влияние эффектов электронного конфайнмента на ширину запрещенной зоны почти монокристаллических слоев EuS_2 . Екимов Е.А., Николаев С.Н., Кондрин М.В., Кривобок В.С. - 118/4/263
- Елфимов С. Е.** (см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Емельянов А. В.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
(см. Мацукатова А. Н.) - 118/5/355
- Емельянец П. С.** Построение структуры одномерного фотонного кристалла по заданному спектру коэффициента отражения. Емельянец П.С., Пышков Н.И., Свяховский С.Е. - 117/11/826
- Еремчев И. Ю.** (см. Баитова В. А.) - 118/8/570
- Еремчев М. Ю.** Генерация второй гармоники как неинвазивный метод исследования молекулярных процессов на поверхности липидных мембран (Миниобзор). Еремчев М.Ю. - 118/4/282
- Ерунов С. В.** (см. Огородников В. А.) - 117/10/746
(см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Ерыженков А. В.** (см. Рыбкин А. Г.) - 117/8/626

- Естюнин Д. А.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
- Ефимов С. П.** Оператор Рунге–Ленца в импульсном пространстве. Ефимов С.П. - 117/9/712
- Жаворонков Ю. А.** Обратное рассеяние инфракрасного излучения многослойной модельной биотканью. Жаворонков Ю.А., Ульянов С.В., Вальков А.Ю., Кузьмин В.Л. - 117/5/389
- Жандун В. С.** (см. Замкова Н. Г.) - 118/5/323
- Жаховский В. В.** (см. Иногамов Н. А.) - 117/2/107
- Жданов В. Л.** (см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Жданов Е. Ю.** (см. Похабов Д. А.) - 117/4/299
- Живулин В. Е.** (см. Шайхулов Т. А.) - 117/8/620
- Жидовцев Н. А.** (см. Румянцев Б. В.) - 118/11/802
- Жидовцев Н. Г.** (см. Румянцев Б. В.) - 117/8/571
- Житников И. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Жолудев М. С.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
- Жукова Е. С.** (см. Макрушин М. А.) - 117/6/450
- Жукова Е. С.** (см. Таланов М. В.) - 118/9/697
- Журавицкий С. А.** (см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- Журавлев А. С.** (см. Кулик Л. В.) - 118/6/462
- Загитова А. А.** (см. Кулик Л. В.) - 118/6/462
- Загороднев И. В.** (см. Родионов Д. А.) - 118/2/90
- Задков В. Н.** (см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- Зазымкина Д. А.** (см. Кривобок В. С.) - 117/5/350
- Заикин А. Д.** (см. Галактионов А. В.) - 118/9/671
- Зайнуллина В. М.** Эволюция электронных свойств твердых растворов $\text{SrFe}_{1-x-y-z}\text{Al}_x\text{Mn}_y\text{Co}_z\text{O}_{f3}$ в зависимости от состава и степени локализации электронных состояний. Зайнуллина В.М., Коротин М.А., Кожевников В.Л. - 118/1/39
- Зайцев А. А.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Зайцев-Зотов С. В.** (см. Зыбцев С. Г.) - 117/2/158
- Закирова З.** рк-дуальность: набор примеров. Закирова З., Лунев В., Белобородов Н. - 118/2/131
- Залесский А. Д.** (см. Мартиросян Д. Ю.) - 117/11/876
- Замкова Н. Г.** Магнитная структура и механизм спин- кроссовера в людвигите Co_3VO_5 . Замкова Н.Г., Жандун В.С., Овчинников С.Г. - 118/5/323
- Замыслов Д. Н.** (см. Огородников В. А.) - 117/10/746
- Занон-Виллетт Т.** (см. Юдин В. И.) - 117/6/406
- Зарезин А. М.** (см. Муравьев В. М.) - 118/6/445
- Зарипов Р. Б.** (см. Таланов Ю. И.) - 117/6/464
Запись двоичного кода микроволновыми импульсами на поперечной намагниченности радикала TCNE. Зарипов Р.Б., Хайрутдинов И.Т. - 118/11/826
- Зверев В. Н.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361
Транспортные свойства семейства магнитных топологических изоляторов $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ ($m = 0, 1, \dots, 6$). Зверев В.Н., Абдуллаев Н.А., Алиев З.С., Амирасланов И.Р., Отроков М.М., Мамедов Н.Т., Чулков Е.В. - 118/12/902
- Зеваков С. А.** (см. Гаузитейн В. В.) - 117/11/803
- Зеленер Б. Б.** (см. Бронин С. Я.) - 117/2/121
- Зеленер Б. В.** (см. Бронин С. Я.) - 117/2/121
- Зинатулина Д. Р.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Зиновьев А. Н.** (см. Бабенко П. Ю.) - 117/10/723
- Злотников А. О.** (см. Вальков В. В.) - 118/5/330
- Зобов В. Е.** Зависимость скорости релаксации когерентных состояний от числа коррелированных спинов и порядка когерентности. Зобов В.Е., Лундин А.А. - 117/12/929
- Зыбцев С. Г.** Плотность заряда и подвижность волн зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике NbS_3 . Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Никонов С.А., Майзлах А.А., Зайцев-Зотов С.В. - 117/2/158 (см. Никитин М. В.) - 118/11/854
- Иванова А. Г.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 117/2/132 (см. Гаврилюк А. Г.) - 118/10/735
- Иванова П. Ю.** (см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Иванов В. Ю.** Обнаружение индуцированной магнитным полем электрической поляризации в ортоферрите тербия. Иванов В.Ю., Кузьменко А.М., Тихановский А.Ю., Пронин А.А., Мухин А.А. - 117/1/43
- Иванов Е. М.** (см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Иванов Ю. М.** (см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Изучеев В. И.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Иконников А. В.** (см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341 (см. Бовкун Л. С.) - 118/11/860
- Илькаев Р. И.** (см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Иногамов Н. А.** Определение важнейших параметров металла, облученного ультракоротким лазерным импульсом. Иногамов Н.А., Хохлов В.А., Ромашевский С.А., Петров Ю.В., Жаховский В.В., Ашитков С.И. - 117/2/107
- Иноуе М.** (см. Кирьянов М. А.) - 117/3/201
- Ионин А. С.** Экспериментальное исследование передаточной функции прототипа сверхпроводящего гаусс-нейрона. Ионин А.С., Карелина Л.Н., Шуровин Н.С., Сидельников М.С., Разоренов Ф.А., Егоров С.В., Больгинов В.В. - 118/10/761
- Ипатов Н. Н.** (см. Гаврилов С. С.) - 118/9/649
- Ихсанов Р. Ш.** (см. Каган М. Ю.) - 117/10/754
- Ищенко А. А.** (см. Асеев С. А.) - 117/11/814
- Йин Л. Х.** (см. Яблуновский А.) - 118/2/82
- Каган М. Ю.** Образование капель параметра порядка и сверхпроводимость в неоднородных Ферми-Бозе смесях (Миниобзор). Каган М.Ю., Аксенов С.В., Турлапов А.В., Ихсанов Р.Ш., Кугель К.И., Мазур Е.А., Кузнецов Е.А., Силкин В.М., Буровский Е.А. - 117/10/754
- Кадыров Л. С.** (см. Макрушин М. А.) - 117/6/450
- Казаков А. С.** (см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
- Казанов Д. Р.** Оптические моды в эллиптических микрорезонаторах для однофотонных источников. Казанов Д.Р., Монахов А.М. - 117/6/414
- Казарцев С. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Кайгородов М. Ю.** (см. Савельев И. М.) - 118/2/77
- Кай Д. А.** (см. Никитин М. В.) - 118/11/854
- Калинина О. Т.** (см. Мартиросян Д. Ю.) - 117/11/876

- Калинкин А. А.** (см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- Камерджиев С. П.** (см. Шитов М. И.) - 117/1/3
- Камзин А. С.** (см. Петров А. В.) - 118/2/104
- Каминский А. С.** (см. Подклетнова А. А.) - 118/4/259
- Кандидов В. П.** (см. Шленов С. А.) - 117/5/337
- Капаев В. В.** (см. Шубин Н. М.) - 118/6/403
- Капустин А. А.** (см. Дорожкин С. И.) - 117/1/72
(см. Дорожкин С. И.) - 117/12/935
- Карелина Л. Н.** (см. Ионин А. С.) - 118/10/761
- Карпешин Ф. Ф.** (см. Криворученко М. И.) - 117/12/887
(см. Криворученко М. И.) - 118/7/483
Измерение энергии 8.3-эВ изомера ^{229}Th с помощью фотоэффекта. Карпешин Ф.Ф. - 118/8/557
- Карташов Я. В.** (см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- Катков В. Л.** Температурная зависимость за-
прещенной зоны полностью фторирован-
ных/гидрированных углеродных нанотрубок:
роль одномерных цепочек. Катков В.Л., Осипов
В.А. - 118/10/748
- Кац Е. И.** (см. Бакланова К. Д.) - 117/7/537
(см. Долганов П. В.) - 118/2/118
- Качоровский В. Ю.** (см. Ниязов Р. А.) - 118/5/376
- Квашнин Д. Г.** (см. Токсумаков А. Н.) - 117/6/434
(см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Квон З. Д.** (см. Рыжков М. С.) - 117/1/50
- Керекелица И. В.** Температурная вращающаяся
волна в тонком слое воды. Керекелица И.В.,
Мартюшев Л.М. - 117/7/523
- Кириенко В. В.** (см. Якимов А. И.) - 118/4/240
- Кирьянов М. А.** Аномальная пикосекундная дина-
мика оптического пропускания гибридной мета-
поверхности Au-Bi:YIG. Кирьянов М.А., Останин
Г.С., Долгова Т.В., Иноуе М., Федянин А.А. -
117/3/201
(см. Новиков И. А.) - 118/8/584
- Кистанов А. А.** (см. Устюжанина С. В.) - 118/9/683
- Китаева Г. Х.** (см. Кузнецов К. А.) - 118/6/397
- Кленов Н. В.** (см. Хисматуллин Г. С.) - 118/3/214
- Климовских И. И.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
- Клоков А. Ю.** (см. Мартовицкий В. П.) - 118/3/191
- Клумов Б. А.** О расслоении монослоя заряженных
микрочастиц в параболическом удерживающем по-
тенциале. Клумов Б.А. - 118/11/810
- Князева М. А.** (см. Баитова В. А.) - 118/8/570
- Князев Г. А.** Взаимодействие магнанных Бозе кон-
денсатов в пленках железо-иттриевого граната че-
рез акустическую связь. Князев Г.А., Кузмичев
А.Н., Петров П.Е., Ветошко П.М., Белотелов В.И.,
Буньков Ю.М. - 118/8/615
- Кобцев С. М.** (см. Раднатаров Д. А.) - 117/7/504
- Кобякин А. С.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Ковалева П. М.** (см. Кузнецов К. А.) - 118/6/397
- Ковалев Р. А.** (см. Яшина Е. Г.) - 118/10/776
- Ковалец Н. П.** Гигантское комбинационное рассея-
ние света на поверхностях из плазмонных металлов
как метод контроля их функциональных и надмо-
лекулярных структурных характеристик. Ковалец
Н.П., Разумовская И.В., Бедин С.А., Наумов А.В.
- 118/4/245
- Кожевников В. Л.** (см. Зайнуллина В. М.) -
118/1/39
- Кожедуб Ю. С.** (см. Савельев И. М.) - 118/2/77
- Козлов В. И.** (см. Таланов М. В.) - 118/9/697
- Козлов Д. А.** (см. Рыжков М. С.) - 117/1/50
- Кознов М. А.** (см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Козюхин С. А.** (см. Баитова В. А.) - 118/8/570
- Колоколов И. В.** Парная корреляционная функция
завихренности внутри когерентного вихря. Колоко-
лов И.В., Лебедев В.В., Тумакова М.М. - 117/2/127
Вероятность высоких интенсивностей световой вол-
ны, распространяющейся в турбулентной атмосфе-
ре. Колоколов И.В., Лебедев В.В. - 118/4/234
- Колокольчиков С. Д.** (см. Мельников А. А.) -
118/10/713
- Колюшенков М. А.** (см. Подклетнова А. А.) -
118/4/259
- Компанец В. О.** (см. Шленов С. А.) - 117/5/337
(см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- Комраков В. А.** (см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Кондратенко А. М.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Кондратенко М. А.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Кондрин М. В.** (см. Екимов Е. А.) - 118/4/263
- Коновалов А. М.** (см. Кузнецов К. А.) - 118/6/397
- Копылов Д. А.** (см. Майдыковский А. И.) - 117/1/37
- Кораблева С. Л.** (см. Шегеда А. М.) - 117/4/264
- Королева А. В.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
- Коротин Дм. М.** (см. Мазанникова М. А.) -
118/9/664
- Коротин М. А.** (см. Зайнуллина В. М.) - 118/1/39
- Косарева О. Г.** (см. Врублевская Н. Р.) - 117/6/400
(см. Пушкарев Д. В.) - 118/7/502
- Костин М. Ю.** (см. Бритвич Г. И.) - 117/9/639
- Костромин С. А.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Кочаровский В. В.** (см. Нечаев А. А.) - 117/3/220
- Кочаровский Вл. В.** (см. Нечаев А. А.) - 117/3/220
- Кочиков И. В.** (см. Асеев С. А.) - 117/11/814
- Кочурин Е. А.** Моделирование волновой турбулент-
ности поверхности жидкости на основе метода ди-
намических конформных преобразований. Кочу-
рин Е.А. - 118/12/889
- Красиков К. М.** (см. Макрушин М. А.) - 117/6/450
3D ($H-\varphi-\theta$) магнитная фазовая диаграмма анти-
ферромагнетика ErV_{12} с динамическими зарядовы-
ми страйпами. Красиков К.М., Богач А.В., Ши-
цевалова Н.Ю., Филиппов В.Б., Случанко Н.Е. -
117/7/530
- Кривобок В. С.** Тонкая структура перехода $^3\text{T}_1(^3\text{H})$
 $\rightarrow ^5\text{E}(^5\text{D})$ иона Fe^{2+} в селениде цинка. Кривобок
В.С., Аминев Д.Ф., Онищенко Е.Е., Ушаков В.В.,
Ченцов С.И., Зазымкина Д.А. - 117/5/350
(см. Екимов Е. А.) - 118/4/263
- Криворученко М. И.** Дальнодействующие многоча-
стичные взаимодействия, индуцируемые обменом

- нейтрино в веществе нейтронных звезд. Криворученко М.И. - 117/2/98
- Энергетический спектр β -электронов в безнейтринном двойном β -распаде с учетом возбуждения электронной оболочки атомов. Криворученко М.И., Тырин К.С., Карпешин Ф.Ф. - 117/12/887
- Возбуждение электронной оболочки атома в двойном β -распаде. Криворученко М.И., Тырин К.С., Карпешин Ф.Ф. - 118/7/483
- Криштопенко С. С.** (см. Бовкун Л. С.) - 118/11/860
- Ксенофонов Л. Т.** (см. Глушков А. В.) - 117/9/651
- Кугель К. И.** (см. Каган М. Ю.) - 117/10/754
- Кудров И. Е.** (см. Борняков В. Г.) - 117/5/332 (см. Брагута В. В.) - 117/9/644
- Кузин М. Я.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Кузмичев А. Н.** (см. Князев Г. А.) - 118/8/615
- Кузнецов А. С.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Кузнецов В. М.** (см. Петров Е. К.) - 117/3/235
- Кузнецов Е. А.** (см. Каган М. Ю.) - 117/10/754
- Кузнецов К. А.** Генерация третьей гармоники терагерцового излучения в топологических изоляторах на основе халькогенидов висмута и сурьмы. Кузнецов К.А., Кузнецов П.И., Фролов А.Д., Коновалов А.М., Ковалева П.М., Китаева Г.Х. - 118/6/397
- Кузнецов П. И.** (см. Кузнецов К. А.) - 118/6/397
- Кузьменко А. М.** (см. Иванов В. Ю.) - 117/1/43
- Кузьменко А. С.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Кузьмин В. Л.** (см. Жаворонков Ю. А.) - 117/5/389
- Кузьмичева Т. Е.** (см. Кузьмичев С. А.) - 117/8/614
- Сравнение целевой структуры сверхпроводящих пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо- и передопированного состава. Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А. - 118/7/526 (см. Дегтяренко А. Ю.) - 118/11/848
- Кузьмичев С. А.** Спектроскопия эффекта многократных андреевских отражений в монокристаллах $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ недодопированного состава. Кузьмичев С.А., Морозов И.В., Шилов А.И., Рахманов Е.О., Кузьмичева Т.Е. - 117/8/614 (см. Кузьмичева Т. Е.) - 118/7/526 (см. Дегтяренко А. Ю.) - 118/11/848
- Кукушкин И. В.** (см. Хисамеева А. Р.) - 117/9/689 (см. Хисамеева А. Р.) - 118/1/55 (см. Муравьев В. М.) - 118/6/445 (см. Кулик Л. В.) - 118/6/462
- Кулаковский В. Д.** (см. Гаврилов С. С.) - 118/9/649
- Кулик Л. В.** Нелинейный оптический отклик возбужденной лафлиновской жидкости $1/3$. Кулик Л.В., Журавлев А.С., Ларионов А.В., Ваньков А.Б., Загитова А.А., Кукушкин И.В., Уманский В. - 118/6/462
- Кулик С. П.** (см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- MDI – Measurement Device Independent квантового распределения ключей. Кулик С.П., Молотков С.Н. - 118/1/62
- Кюппер К.** (см. Галахов В. Р.) - 118/3/185
- Ладыгин В. П.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Лакунов И. С.** Неравновесные явления в планарных мезоскопических джозефсоновских SNS структурах на основе сверхпроводящего Nb. Лакунов И.С., Егоров С.В., Муханова Е.Д., Батов И.Е., Голикова Т.Е., Рязанов В.В. - 118/9/656
- Ланин А. А.** (см. Савицкий И. В.) - 117/4/285 (см. Савицкий И. В.) - 118/7/493
- Ланкин А. В.** (см. Лукьянчук В. Г.) - 118/8/609
- Ларионов А. В.** (см. Кулик Л. В.) - 118/6/462
- Лебедев А. М.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
- Лебедев В. В.** (см. Колоколов И. В.) - 117/2/127 (см. Колоколов И. В.) - 118/4/234
- Лебедев В. С.** (см. Моритака С. С.) - 118/11/794
- Лебедев К. Г.** (см. Глушков А. В.) - 117/4/254 (см. Глушков А. В.) - 117/9/651
- Левченко А. А.** (см. Тумачев Д. Д.) - 118/6/430 (см. Султанова М. Р.) - 118/8/596
- Левчук М. И.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Леонов И. В.** (см. Вамбольд Н. О.) - 118/12/882
- Леонтьев Д. С.** (см. Маврин А. А.) - 118/11/816
- Лиокумович Л. Б.** (см. Ушаков Н. А.) - 117/1/29
- Лисин В. Н.** (см. Шегеда А. М.) - 117/4/264
- Лисица В. С.** (см. Маврин А. А.) - 118/11/816
- Лихачев К. В.** (см. Бабунц Р. А.) - 117/9/697
- Лихутов М. И.** (см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Лобок М. Г.** (см. Вайс О. Е.) - 118/12/871
- Лобушкин Е. А.** (см. Румянцев Б. В.) - 118/11/802
- Логинов А. Ю.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Лончаков А. Т.** (см. Бобин С. Б.) - 118/7/506
- Лопатина С. А.** (см. Хисамеева А. Р.) - 118/1/55
- Лосев А. С.** Новые объекты в теории рассеяния с симметриями. Лосев А.С., Сулимов Т.В. - 117/7/487
- Лотин А. А.** (см. Асеев С. А.) - 117/11/814
- Лукьянчук В. Г.** Структурные и диффузионные свойства дегидратированного двойного слоистого гидроксида алюминия и лития на основе метода молекулярной динамики. Лукьянчук В.Г., Ланкин А.В., Норман Г.Э. - 118/8/609
- Лундин А. А.** (см. Зобов В. Е.) - 117/12/929
- Лунев В.** (см. Закирова З.) - 118/2/131
- Лысенко С. Е.** (см. Днестровский Ю. Н.) - 118/4/252
- Львов К. В.** Учет энергетического распределения свободных носителей в скоростных уравнениях, описывающих их динамику при взаимодействии диэлектриков с мощным лазерным излучением. Львов К.В., Стремоухов С.Ю. - 117/12/904
- Люблинская А. А.** Диффузионные моды двухзонных фермионов в условиях диссипативной динамики, сохраняющей число частиц. Люблинская А.А., Бурмистров И.С. - 118/7/538
- Любутин И. С.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 117/2/132 (см. Снегирёв Н. И.) - 117/10/770 (см. Гаврилюк А. Г.) - 118/10/735
- Маврин А. А.** Радиационные потери дейтронов, тритонов и альфа-частиц на ионах вольфрама в плазме токамаков-реакторов ITER и EU– DEMO. Маврин

- А.А., Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С. - 118/11/816
- Магадеев Е. Б.** Невзаимность проявления флексомагнитоэлектрического эффекта относительно знака действующих зарядов. Магадеев Е.Б., Вахитов Р.М. - 118/6/449
- Магницкий С. А.** (см. Белинский А. В.) - 117/3/207
- Мажукина К. А.** Генерация длинноволнового стимулированного излучения в квантовых ямах HgCdTe с увеличенным энергетическим порогом оже-рекомбинации. Мажукина К.А., Румянцев В.В., Дубинов А.А., Уточкин В.В., Разова А.А., Фадеев М.А., Спирин К.Е., Жолудев М.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В. - 118/5/311
- Мазанникова М. А.** Эволюция электронной структуры и транспортных свойств Ca_2N при изменении размерности электридного подпространства под давлением. Мазанникова М.А., Коротин Дм.М., Анисимов В.А., Оганов А.Р., Новоселов Д.Ю. - 118/9/664
- Мазур Е. А.** (см. Каган М. Ю.) - 117/10/754
- Майдыковский А. И.** Двухфотонная лазерная печать функциональных микроструктур интегральной фотоники: волноводов, микрорезонаторов и призматических адаптеров ввода/вывода оптического излучения. Майдыковский А.И., Апостолов Д.А., Мамонов Е.А., Копылов Д.А., Дагесян С.А., Мурзина Т.В. - 117/1/37
- Майзлах А. А.** (см. Зыбцев С. Г.) - 117/2/158
- Макарова А. А.** (см. Галахов В. Р.) - 118/3/185
- Макаров А. О.** Наблюдение сильного магнитооптического вращения поляризации света в парах рубидия для приложений в атомной магнитометрии. Макаров А.О., Бражников Д.В., Гончаров А.Н. - 117/7/509
- Макаров А. С.** Общетермодинамический подход для описания кинетики тепловых эффектов в высокоэнтропийных аморфных сплавах. Макаров А.С. - 118/3/177
- Макарова Т. П.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
- Макаров Г. Н.** Увеличение эффективности изотопно- селективной лазерной ИК многофотонной диссоциации молекул $^{11}\text{BCl}_3$ в смеси с сенситизатором и акцептором радикалов SF_6 . Макаров Г.Н., Петин А.Н. - 117/10/734
- Маковецкая Т. А.** (см. Ушаков Н. А.) - 117/1/29
- Макрушин М. А.** Генезис коллективных возбуждений в спектрах проводимости высших боридов RB_6 и RB_{12} с кооперативной структурной неустойчивостью. Макрушин М.А., Арсеев П.И., Красиков К.М., Кадыров Л.С., Жукова Е.С., Случанко Н.Е. - 117/6/450
- Максимкин И. П.** (см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Максимов А. А.** Температурные исследования спектров комбинационного рассеяния света в магнитных топологических изоляторах MnBi_2Te_4 и MnSb_2Te_4 . Максимов А.А., Тартаковский И.И., Алиев З.С., Амирасланов И.Р., Абдуллаев Н.А., Зверев В.Н., Джахангирли З.А., Складнева И.Ю., Отроков М.М., Мамедов Н.Т., Чулков Е.В. - 118/5/361
- Мамедов Н. Т.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361 (см. Зверев В. Н.) - 118/12/902
- Мамин Г. В.** (см. Бабунц Р. А.) - 118/9/639
- Мамонов Е. А.** (см. Майдыковский А. И.) - 117/1/37
- Маркварт А. А.** (см. Ушаков Н. А.) - 117/1/29
- Мартиросян Д. Ю.** Использование флуоресцентного красителя для управления лазерным поглощением в фемтосекундной лазерной нанохирургии клеток. Мартиросян Д.Ю., Осыченко А.А., Залесский А.Д., Калинина О.Т., Точилов У.А., Федотов Ю.А., Сырчина М.С., Надточено В.А. - 117/11/876
- Мартовицкий В. П.** Уникальные структурные особенности ленточных вискероов NbS_3 . Мартовицкий В.П., Клоков А.Ю., Покровский В.Я. - 118/3/191
- Мартюшев Л. М.** (см. Керекелица И. В.) - 117/7/523
- Маслаков К. И.** (см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Массалимов Б. И.** (см. Дегтяренко П. Н.) - 118/8/590
- Матасов А. В.** (см. Шайхулов Т. А.) - 117/8/620
- Матвеев О. В.** (см. Морозова М. А.) - 118/9/677
- Мацукатова А. Н.** Температурно-индуцированный переход между режимами резистивного переключения мемристивных кроссбар-структур на основе парилена. Мацукатова А.Н., Трофимов А.Д., Емельянов А.В. - 118/5/355
- Мачихильян И. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Медведев Д. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Межов-Деглин Л. П.** (см. Султанова М. Р.) - 118/8/596
- Мельников А. А.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
Природа спиновой декогеренции поляризованного пучка легких ядер в накопительном кольце для поиска ЭДМ. Мельников А.А., Сеничев Ю.В., Аксентьев А.Е., Колокольчиков С.Д. - 118/10/713
- Мельников А. В.** (см. Днестровский Ю. Н.) - 118/4/252
- Мельников А. С.** (см. Путилов А. В.) - 117/11/832
- Меньшов В. Н.** Особенности электронного спектра при переходе из фазы аксионного изолятора в фазу квантового аномального эффекта Холла в тонкой пленке собственного антиферромагнитного топологического изолятора. Меньшов В.Н., Чулков Е.В. - 117/2/147
Связанные состояния короткодействующего дефекта на поверхности собственного антиферромагнитного топологического изолятора в неколлинеарной фазе. Меньшов В.Н., Чулков Е.В. - 118/11/836
- Меньщикова Т. В.** (см. Петров Е. К.) - 117/3/235
- Метлов К. Л.** Топологическая память на многосвяз-

- ных планарных магнитных наноэлементах. Метлов К.Л. - 118/2/95
- Мильштейн А. И.** Естественное объяснение недавних результатов исследования $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$. Мильштейн А.И., Сальников С.Г. - 117/12/901
- Минин И. В.** (см. Минин О. В.) - 117/10/727
(см. Минин О. В.) - 118/3/197
- Минин О. В.** Дифракционно-ограниченная фокусировка звуковых волн мезоразмерной плоской Янус-линзой. Минин О.В., Джоу С., Баранов П.Ф., Минин И.В. - 117/10/727
Генерация гигантских магнитных полей в поллой мезоразмерной сфере. Минин О.В., Джоу С., Минин И.В. - 118/3/197
- Миннегалиев М. М.** Реализация протокола квантовой памяти на основе восстановления сигнала подавленного эха в ортогональной геометрии на телекоммуникационной длине волны. Миннегалиев М.М., Герасимов К.И., Моисеев С.А. - 117/11/867
- Миньков Г. М.** Энергетический спектр валентной зоны в квантовых ямах HgTe на пути от 2D к 3D топологическому изолятору. Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Алешкин В.Я. - 117/12/912
- Миронов Б. Н.** (см. Асеев С. А.) - 117/11/814
- Миронов В. Л.** (см. Скороходов Е. В.) - 117/2/165
- Миронович А. А.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 117/2/132
(см. Гаврилюк А. Г.) - 118/10/735
- Миронов С. В.** (см. Путилов А. В.) - 117/11/832
- Миронов С. Ю.** (см. Вайс О. Е.) - 118/12/871
- Михайлов В. С.** (см. Бабенко П. Ю.) - 117/10/723
- Михайлов Н. Н.** (см. Рыжков М. С.) - 117/1/50
(см. Миньков Г. М.) - 117/12/912
(см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
(см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
(см. Бовкун Л. С.) - 118/11/860
(см. Якунин М. В.) - 118/12/896
- Могилюк Т. И.** Межслоевая проводимость в углах Ямаджи в слоистых квазидвумерных проводниках в магнитном поле. Могилюк Т.И., Гудин С.А., Григорьев П.Д. - 118/12/877
- Моисеев С. А.** (см. Миннегалиев М. М.) - 117/11/867
- Молотков С. Н.** Квантовый алгоритм инвариантной оценки близости классических шифров к одноразовому блокноту. Молотков С.Н. - 117/1/80
Перенос секретных ключей в квантовой сети с доверенными промежуточными узлами и шифрованием блочным шифром. Молотков С.Н. - 117/6/470
(см. Кулик С. П.) - 118/1/62
- Монахов А. М.** (см. Казанов Д. Р.) - 117/6/414
- Монсо П.** (см. Фролов А. В.) - 117/2/171
- Моритака С. С.** Обобщенная аналитическая модель описания спектров поглощения света линейными молекулярными агрегатами. Моритака С.С., Лебедев В.С. - 118/11/794
- Морозов С. В.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
- Морозова М. А.** Особенности брэгговских резонансов в магнитном кристалле с двумя периодами. Морозова М.А., Матвеев О.В., Пташенко А.С., Садовников А.В., Никитов С.А. - 118/9/677
- Морозов Ан.** Многонитевая гипотеза о собственных значениях и симметрии Рака. Морозов Ан. - 117/3/242
- Морозов И. В.** (см. Кузьмичев С. А.) - 117/8/614
- Морозов О. А.** (см. Шегеда А. М.) - 117/4/264
- Морозов С. В.** (см. Ханин Ю. Н.) - 118/6/438
- Мохов Е. Н.** (см. Бабунц Р. А.) - 118/9/639
- Мочалов М. А.** Экспериментальное исследование сжимаемости плазмы гелия при давлении до 20 ГПа. Мочалов М.А., Ильяев Р.И., Ерунов С.В., Бликов А.О., Огородников В.А., Елфимов С.Е., Аринин В.А., Комраков В.А., Лихутов М.И., Максимкин И.П. - 118/8/578
- Муканов И. А.** (см. Байтова В. А.) - 118/8/570
- Мумляков А. М.** (см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Муравьев В. М.** В каком магнитном поле рождается краевой магнитолазмон?. Муравьев В.М., Зарезин А.М., Гусихин П.А., Кукушкин И.В. - 118/6/445
- Муратова В. Н.** (см. Дербин А. В.) - 118/3/154
- Мурзина Т. В.** (см. Майдыковский А. И.) - 117/1/37
- Мурзин В. И.** (см. Амерканов Д. А.) - 118/8/551
- Мусорин А. И.** (см. Пустынникова В. М.) - 117/7/498
- Муханова Е. Д.** (см. Лакунов И. С.) - 118/9/656
- Мухин А. А.** (см. Иванов В. Ю.) - 117/1/43
- Мясников Н. В.** (см. Подклетнова А. А.) - 118/4/259
- Надточенко В. А.** (см. Мартиросян Д. Ю.) - 117/11/876
- Наумов А. В.** (см. Ковалец Н. П.) - 118/4/245
(см. Байтова В. А.) - 118/8/570
- Неверов В. Н.** (см. Якунин М. В.) - 118/12/896
- Некрасов Б. М.** (см. Таланов М. В.) - 118/9/697
- Некрасов И. А.** (см. Павлов Н. С.) - 117/1/65
- Нестеров В. М.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Нечаев А. А.** Многокомпонентный токовый слой магнитопаузы при произвольном распределении частиц по энергиям. Нечаев А.А., Кочаровский Вл.В., Кочаровский В.В., Гарасёв М.А. - 117/3/220
- Никитина М. М.** (см. Баженов А. Ю.) - 117/11/819
- Никитин М. В.** О принципиальном отличии воздействия электрических и механических колебаний на динамику волны зарядовой плотности. Никитин М.В., Покровский В.Я., Кай Д.А., Зыбцев С.Г. - 118/11/854
- Никитин С. И.** (см. Петров А. В.) - 118/2/104
- Никитов С. А.** (см. Морозова М. А.) - 118/9/677
- Никитов С. А.** (см. Шайхулов Т. А.) - 117/8/620
- Николаев С. Н.** (см. Екимов Е. А.) - 118/4/263
- Николаев А. В.** (см. Подклетнова А. А.) - 118/4/259
- Николаева Е. П.** (см. Подклетнова А. А.) - 118/4/259
- Николаева И. А.** (см. Врублевская Н. Р.) - 117/6/400
- Николаев В. В.** (см. Белоновский А. В.) - 117/2/102
- Николаев Г. А.** (см. Хисамеева А. Р.) - 118/1/55
- Николаев Н. Н.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Николаев С. В.** (см. Орлов Ю. С.) - 117/9/704

- (см. Орлов Ю. С.) - 117/12/919
- Николаев С. Н.** Аномальное поведение туннельного магнетосопротивления в наноконкомпозитных пленочных структурах $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ ниже порога перколяции: проявления со-туннельных и обменных эффектов. Николаев С.Н., Черноглазов К.Ю., Емельянов А.В., Ситников А.В., Талденков А.Н., Пацаев Т.Д., Васильев А.Л., Ганьшина Е.А., Демин В.А., Аверкиев Н.С., Грановский А.Б., Рыльков В.В. - 118/1/46
- Особенности скейлинга аномального эффекта Холла в наноконкомпозитных пленках $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ниже порога перколяции: Проявление со-туннельной холловской проводимости?. Николаев С.Н., Черноглазов К.Ю., Бугаев А.С., Грановский А.Б., Рыльков В.В. - 118/7/519
- Николенко Д. М.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Никонов С. А.** (см. Зыбцев С. Г.) - 117/2/158
- Ниязов Р. А.** Эффективный гамильтониан топологически защищенного кубита в геликоидальном кристалле. Ниязов Р.А., Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю. - 118/5/376
- Новиков И. А.** Пространственно неоднородное сверхбыстрое размагничивание никелевого магнитоплазмонного кристалла. Новиков И.А., Кирьянов М.А., Фролов А.Ю., Попов В.В., Долгова Т.В., Федянин А.А. - 118/8/584
- Новоселов Д. Ю.** (см. Мазанникова М. А.) - 118/9/664
- Новоселов К. С.** (см. Ханин Ю. Н.) - 118/6/438
- Норман Г. Э.** (см. Лукьянчук В. Г.) - 118/8/609
- Нургазизов Н. И.** (см. Бизяев Д. А.) - 118/8/602
- Нургалиев М. Р.** (см. Днестровский Ю. Н.) - 118/4/252
- Нурлан К.** (см. Волков М. К.) - 117/5/325
- Образцов П. А.** (см. Архипов Р. М.) - 117/1/10
- Овчаров А. В.** (см. Дегтяренко П. Н.) - 118/8/590
- Овчинников С. Г.** (см. Орлов Ю. С.) - 117/9/704
(см. Петров Д. А.) - 117/10/765
(см. Орлов Ю. С.) - 117/12/919
(см. Замкова Н. Г.) - 118/5/323
- Оганов А. Р.** (см. Мазанникова М. А.) - 118/9/664
- Оглобличев В. В.** (см. Пискунов Ю. В.) - 117/1/57
- Огородников В. А.** Характеристики “пылевых” потоков с поверхности лайнеров из меди и свинца при выходе на нее одной или последовательно двух ударных волн. Огородников В.А., Ерунов С.В., Панов К.Н., Чудаков Е.А., Блинов И.А., Георгиевская А.Б., Замыслов Д.Н., Фарин И.Р. - 117/10/746
(см. Мочалов М. А.) - 118/8/578
- Онищенко Е. Е.** (см. Кривобок В. С.) - 117/5/350
- Орлита М.** (см. Бовкун Л. С.) - 118/11/860
- Орлов А. П.** (см. Фролов А. В.) - 117/2/171
- Орлов Ю. С.** Экситонное упорядочение в сильно коррелированных системах со спиновым кроссовером. Орлов Ю.С., Николаев С.В., Овчинников С.Г. - 117/9/704
- Фотоусиление экситонного упорядочения в сильно коррелированных системах со спиновым кроссовером. Орлов Ю.С., Николаев С.В., Овчинников С.Г. - 117/12/919
- Осипов А. А.** Глюонная аномалия и нарушение правила Цвейга. Осипов А.А. - 117/12/894
- Распады $\pi^0, \eta, \eta' \rightarrow \gamma\gamma$ и явное нарушение киральной симметрии. Осипов А.А. - 118/4/227
- Осипов В. А.** (см. Катков В. Л.) - 118/10/748
- Осипцов А. Н.** (см. Агеев А. И.) - 118/3/171
- Осминкина Л. А.** (см. Гончар К. А.) - 117/2/115
- Останин Г. С.** (см. Кирьянов М. А.) - 117/3/201
- Осыченко А. А.** (см. Мартиросян Д. Ю.) - 117/11/876
- Отроков М. М.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361
(см. Зверев В. Н.) - 118/12/902
- Павлов Н. С.** Электронная структура InCo_2As_2 и $\text{KInCo}_4\text{As}_4$: LDA + DMFT. Павлов Н.С., Шеин И.Р., Перваков К.С., Некрасов И.А. - 117/1/65
- Пальчиков В. Г.** (см. Юдин В. И.) - 117/6/406
- Панов К. Н.** (см. Огородников В. А.) - 117/10/746
- Панов Н. А.** (см. Врублевская Н. Р.) - 117/6/400
- Пантина Р. А.** (см. Яшина Е. Г.) - 118/10/776
- Пахомов А. В.** (см. Архипов Р. М.) - 117/1/10
(см. Архипов Р. М.) - 117/8/580
(см. Розанов Н. Н.) - 118/8/620
- Пацаев Т. Д.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
- Перваков К. С.** (см. Павлов Н. С.) - 117/1/65
(см. Таланов Ю. И.) - 117/6/464
(см. Кузьмичева Т. Е.) - 118/7/526
(см. Дегтяренко А. Ю.) - 118/11/848
- Петин А. Н.** (см. Макаров Г. Н.) - 117/10/734
- Петров А. В.** Нетепловая фотоиндуцированная редукция коэрцитивного поля в тонких эпитаксиальных пленках L_{10} -фазы FePt и $\text{FePt}_{0.84}\text{Rh}_{0.16}$. Петров А.В., Никитин С.И., Тагиров Л.Р., Камзин А.С., Юсупов Р.В. - 118/2/104
- Петров Д. А.** Связь между магнитными и электрическими свойствами в серии наночастиц $\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$. Петров Д.А., Эдельман И.С., Тхакур А., Тхакур П., Сухачев А.Л., Овчинников С.Г. - 117/10/765
- Петров Е. К.** Ванадий-содержащие планарные гетероструктуры на основе топологических изоляторов. Петров Е.К., Силкин И.В., Кузнецов В.М., Меньщикова Т.В., Чулков Е.В. - 117/3/235
- Петров П. Е.** (см. Князев Г. А.) - 118/8/615
- Петров Ю. В.** (см. Иногамов Н. А.) - 117/2/107
- Пискунов Ю. В.** Магнитное состояние слоистых халькогенидов кобальта Co_7Se_8 и Co_7Te_8 . Пискунов Ю.В., Оглобличев В.В., Садыков А.Ф., Акрамов Д.Ф., Смольников А.Г., Геращенко А.П., Селезнева Н.В., Баранов Н.В. - 117/1/57
- Питалев В. И.** (см. Бритвич Г. И.) - 117/9/639
- Платонова М. Н.** (см. Узиков Ю. Н.) - 118/11/787
- Погосов А. Г.** (см. Похабов Д. А.) - 117/4/299
- Подклетнова А. А.** Эффект “преломления” магнитных доменных границ на электрических неоднород-

- ностях. Подклетнова А.А., Колюшенков М.А., Мясников Н.В., Николаева Е.П., Каминский А.С., Николаев А.В., Пятаков А.П. - 118/4/259
- Подливаев А. И.** Радиационное формирование межслоевых перемычек в двухслойном графене. Подливаев А.И. - 117/6/456
- Покровский В. Я.** (см. Зыбцев С. Г.) - 117/2/158 (см. Мартовицкий В. П.) - 118/3/191 (см. Никитин М. В.) - 118/11/854
- Полищук Б. В.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Половников К.** (см. Славов Б.) - 118/3/204
- Полуэктов И. В.** (см. Бритвич Г. И.) - 117/9/639
- Пономарев Д. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Попель С. И.** (см. Резниченко Ю. С.) - 117/6/420
- Попкова А. А.** Сверточные нейронные сети для предсказания морфологических и нелинейно-оптических свойств тонких пленок квазидвумерных материалов. Попкова А.А., Федянин А.А. - 118/7/513
- Попова А. П.** Эффекты памяти в неравновесном критическом поведении двумерной ХУ-модели в низкотемпературной фазе Березинского. Попова А.П., Попов И.С., Чемерис С.П., Прудников В.В., Прудников П.В. - 117/12/943
- Попов А. М.** (см. Богацкая А. В.) - 118/4/291
- Попова М. Н.** (см. Яблуновский А.) - 118/2/82
- Попов В. В.** (см. Новиков И. А.) - 118/8/584
- Попов З. И.** (см. Токсумаков А. Н.) - 117/6/434
- Попов И. С.** (см. Попова А. П.) - 117/12/943
- Попов И. Ю.** Резонансы для явно решаемой модели ультразвукового рассеяния мембраной клетки. Попов И.Ю., Юрова Т.С. - 118/2/135
- Попов М. Р.** (см. Якунин М. В.) - 118/12/896
- Попруженко С. В.** Релятивистская туннельная ионизация в скрещенных лазерных пучках петаваттной мощности. Попруженко С.В. - 117/4/279
- Потемкин Ф. В.** (см. Румянцев Б. В.) - 117/8/571
- Потёмкин Ф. В.** (см. Румянцев Б. В.) - 118/4/270 (см. Румянцев Б. В.) - 118/11/802
- Похабов Д. А.** Сканирование электронных состояний в квантовом точечном контакте с помощью асимметрично смещенных боковых затворов. Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К. - 117/4/299
- Пронин А. А.** (см. Иванов В. Ю.) - 117/1/43
- Прохоров А. В.** (см. Губин М. Ю.) - 117/4/273
- Прудников В. В.** (см. Попова А. П.) - 117/12/943
- Прудников О. Н.** (см. Юдин В. И.) - 117/6/406
- Прудников П. В.** (см. Попова А. П.) - 117/12/943
- Пташенко А. С.** (см. Морозова М. А.) - 118/9/677
- Пудалов В. М.** (см. Таланов Ю. И.) - 117/6/464 (см. Дмитриева К. А.) - 118/12/915
- Пуртова А. А.** Влияние квантовой декогеренции на коллективные осцилляции нейтрино. Пуртова А.А., Станкевич К.Л., Студеникин А.И. - 118/2/73
- Пуспанингсх Н. Н. Т.** (см. Гурушанкар К.) - 117/10/783
- Пустынникова В. М.** Высокодобротные металинзы инфракрасного диапазона на основе германиевых димеров. Пустынникова В.М., Мусорин А.И., Федянин А.А. - 117/7/498
- Путилов А. В.** Обратный эффект Фарадея в сверхпроводниках с конечной щелью в спектре возбуждений. Путилов А.В., Миронов С.В., Мельников А.С., Беспалов А.А. - 117/11/832
- Пушкарёв Д. В.** Управление угловой расходимостью терагерцового излучения, генерируемого при одноцветной филаментации, с помощью фазовых оптических элементов. Пушкарёв Д.В., Ризаев Г.Э., Косарева О.Г., Селезнев Л.В. - 118/7/502
- Пушкин А. В.** (см. Румянцев Б. В.) - 117/8/571 (см. Румянцев Б. В.) - 118/4/270 (см. Румянцев Б. В.) - 118/11/802
- Пшеничный К. А.** (см. Яшина Е. Г.) - 118/10/776
- Пышков Н. И.** (см. Емельянцева П. С.) - 117/11/826
- Пятаков А. П.** (см. Подклетнова А. А.) - 118/4/259
- Радионичев Е. В.** (см. Хайрулин И. Р.) - 118/12/928
- Раднатаров Д. А.** Активное подавление светового сдвига в атомных часах на основе эффекта когерентного пленения населенностей в парах ^{87}Rb с использованием метода фазовых прыжков. Раднатаров Д.А., Кобцев С.М., Андриушков В.А., Басалаев М.Ю., Тайченачев А.В., Радченко М.Д., Юдин В.И. - 117/7/504
- Радовская А. А.** Локальный квенч в технике Келдыша. Радовская А.А., Семенов А.Г. - 118/12/921
- Радченко М. Д.** (см. Раднатаров Д. А.) - 117/7/504
- Разова А. А.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
- Разоренов Ф. А.** (см. Ионин А. С.) - 118/10/761
- Разумовская И. В.** (см. Ковалец Н. П.) - 118/4/245
- Рахманов Е. О.** (см. Кузьмичев С. А.) - 117/8/614
- Рачек И. А.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Резниченко Ю. С.** К вопросу о формировании облаков в запыленной ионосфере Марса. Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И. - 117/6/420
- Ремизов И. А.** (см. Султанова М. Р.) - 118/8/596
- Ризаев Г. Э.** (см. Пушкарёв Д. В.) - 118/7/502
- Рогозкин Д. Б.** (см. Городничев Е. Е.) - 118/1/30
- Родионов Д. А.** Плазмоны в полосе с анизотропным двумерным электронным газом, сильно экранированным металлическим затвором. Родионов Д.А., Загороднев И.В. - 118/2/90
- Родкин Д. М.** Размеры нейтрон-протонного гало нуклонно-стабильных состояний ядра ^6Li . Родкин Д.М., Чувицкий Ю.М. - 118/3/147
- Роевко А. А.** (см. Брагута В. В.) - 117/9/644
- Рожков А. В.** (см. Гобелко И. Е.) - 118/9/689
- Розанов Н. Н.** (см. Архипов Р. М.) - 117/1/10 (см. Архипов Р. М.) - 117/8/580
- Комментарий к статье "К вопросу об электрической площади электромагнитного импульса" (Письма в ЖЭТФ 118(4), 291 (2023)). Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М., Пахомов А.В. - 118/8/620
- Розенбаум В. М.** Туннельный механизм изменения

- направления движения пульсирующего рэтчета. Влияние температуры. Розенбаум В.М., Шапочкина И.В., Трахтенберг Л.И. - 118/5/369
- Розова И. Е.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Романишин К. А.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Ромашевский С. А.** (см. Иногамов Н. А.) - 117/2/107
- Рубан В. П.** “Капиллярные” структуры в поперечно захваченных нелинейных оптических пучках. Рубан В.П. - 117/4/292
Неоднородно заполненные вихревые кольца в нелинейной оптике. Рубан В.П. - 117/8/590
- Румянцева Н. С.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Румянцев Б. В.** Генерация перестраиваемого мощного малопериодного терагерцового излучения в органических кристаллах при накачке мультигигаваттными чирпированными лазерными импульсами ближнего ИК диапазона на длине волны 1.24 мкм. Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Сулейманова Д.З., Жидовцев Н.Г., Потемкин Ф.В. - 117/8/571
Генерация гармоник высокого порядка вблизи низкочастотного края плато при нелинейном распространении фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона с длиной волны 1.24 мкм в плотной струе аргона. Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Потёмкин Ф.В. - 118/4/270
Высокочастотный сдвиг и расширение спектра генерации ТГц излучения до 10 ТГц в процессе оптического выпрямления мощного фемтосекундного малопериодного излучения накачки ближнего ИК диапазона в кристалле ВНА. Румянцев Б.В., Жидовцев Н.А., Пушкин А.В., Лобушкин Е.А., Шулындин П.А., Сулейманова Д.З., Савельев-Трофимов А.Б., Потёмкин Ф.В. - 118/11/802
- Румянцев В. В.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
- Русинов В. Ю.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Рут О. Э.** (см. Миньков Г. М.) - 117/12/912
- Рыбин М. В.** (см. Чистяков В. А.) - 117/10/740
(см. Дмитриев А. А.) - 117/11/808
- Рыбкина А. А.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
(см. Рыбкин А. Г.) - 117/8/626
- Рыбкин А. Г.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
Устойчивый ферримагнетизм в квазисвободном графене. Рыбкин А.Г., Тарасов А.В., Гогина А.А., Ерыженков А.В., Рыбкина А.А. - 117/8/626
- Рыжков М. С.** Интерференционный транспорт в двумерном топологическом изоляторе в CdHgTe квантовой яме. Рыжков М.С., Козлов Д.А., Худайбердиев Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н. - 117/1/50
- Рыкалин В. И.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Рыльков В. В.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
(см. Николаев С. Н.) - 118/7/519
- Рыльцев Р. Е.** (см. Балякин И. А.) - 117/5/377
- Рябкин М. Ю.** (см. Хайрулин И. Р.) - 117/9/658
- Рябова Л. И.** (см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
- Рябов В. Л.** (см. Ежов В. Ф.) - 117/2/93
- Рябов Е. А.** (см. Асеев С. А.) - 117/11/814
- Рязанов В. В.** (см. Лакунов И. С.) - 118/9/656
- Сабуров А. В.** (см. Глушков А. В.) - 117/4/254
(см. Глушков А. В.) - 117/9/651
- Савельев И. М.** Расчеты разности энергий связи многозарядных ионов Но и Ду. Савельев И.М., Кайгородов М.Ю., Кожедуб Ю.С., Тупицын И.И., Шабает В.М. - 118/2/77
- Савельев-Трофимов А. Б.** (см. Румянцев Б. В.) - 118/11/802
- Савинов М.** (см. Таланов М. В.) - 118/9/697
- Савицкий И. В.** Модовый состав излучения суперконтинуума предельно коротких импульсов в полых антирезонансных волноводах. Савицкий И.В., Степанов Е.А., Ланин А.А., Федотов А.Б. - 117/4/285
Влияние фазы несущей относительно огибающей на генерацию мультиоктавного суперконтинуума и предельно коротких импульсов в полых антирезонансных световодах. Савицкий И.В., Воронин А.А., Степанов Е.А., Ланин А.А., Федотов А.Б. - 118/7/493
- Садаков А. В.** (см. Дегтяренко П. Н.) - 118/8/590
- Садовников А. В.** (см. Морозова М. А.) - 118/9/677
- Садовский С. А.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Садыков А. Ф.** (см. Пискунов Ю. В.) - 117/1/57
- Сажаев Г. А.** (см. Вамбольд Н. О.) - 118/12/882
- Сазонов С. В.** Ультразвуковое спиновое эхо, обусловленное необратимой фазовой релаксацией. Сазонов С.В. - 117/7/543
Квазиклассическое квантование движения частицы в присутствии силы сопротивления, пропорциональной квадрату скорости. Сазонов С.В. - 118/4/297
Новый солитоноподобный режим генерации широкополосного терагерцового излучения лазерными импульсами с наклонными волновыми фронтами. Сазонов С.В., Устинов Н.В. - 118/6/410
- Салахов М. Х.** (см. Газизов А. Р.) - 117/9/670
- Сальников С. Г.** (см. Мильштейн А. И.) - 117/12/901
- Самигуллин Э. И.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Сандомирский Ю. Е.** (см. Бритвич Г. И.) - 117/9/639
- Сафин А. Р.** (см. Шайхулов Т. А.) - 117/8/620
- Сафин Т. Р.** (см. Буньков Ю. М.) - 117/4/314
- Саянский А. Д.** (см. Чистяков В. А.) - 117/10/740
- Свирида Д. Н.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Свяховский С. Е.** (см. Емельянец П. С.) - 117/11/826
Формирование фемтосекундных импульсов произвольной формы при помощи одномерного фотонного кристалла с непрерывной пространственной модуляцией показателя преломления. Свяховский С.Е. - 118/1/16
- Селезнева Н. В.** (см. Пискунов Ю. В.) - 117/1/57
- Селезнев Л. В.** (см. Пушкарёв Д. В.) - 118/7/502
- Семенов А. Г.** (см. Радовская А. А.) - 118/12/921
- Семенов Д. А.** (см. Дербин А. В.) - 118/3/154

- Сеничев Ю. В.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
(см. Мельников А. А.) - 118/10/713
- Сергеева Д. Ю.** Форм-фактор в переходном излучении от полых пучков. Сергеева Д.Ю., Тищенко А.А. - 117/7/492
- Сергеев В. Ю.** (см. Бахарева О. А.) - 117/3/213
(см. Бахарева О. А.) - 118/10/725
- Сидельников М. С.** (см. Ионин А. С.) - 118/10/761
- Сидоренко М. С.** (см. Чистяков В. А.) - 117/10/740
- Силкин В. М.** (см. Каган М. Ю.) - 117/10/754
- Силкин И. В.** (см. Петров Е. К.) - 117/3/235
- Синченко А. А.** (см. Фролов А. В.) - 117/2/171
- Сисванто И.** (см. Гурушанкар К.) - 117/10/783
- Ситников А. В.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
- Скляднева И. Ю.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361
- Скороходов Е. В.** Гиротропные колебания магнитных вихрей в двух взаимодействующих ферромагнитных дисках. Скороходов Е.В., Татарский Д.А., Горев Р.В., Миронов В.Л., Фраерман А.А. - 117/2/165
- Скробова Н. А.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Скрябин Н. Н.** (см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- Славов Б.** Пространственные расстояния внутри скомканного полимера со случайными петлями. Славов Б., Половников К. - 118/3/204
- Случанко Н. Е.** (см. Макрушин М. А.) - 117/6/450
(см. Красиков К. М.) - 117/7/530
- Смет Ю. Х.** (см. Дорожкин С. И.) - 117/1/72
(см. Дорожкин С. И.) - 117/12/935
- Смирнов Д. А.** (см. Галахов В. Р.) - 118/3/185
- Смольников А. Г.** (см. Пискунов Ю. В.) - 117/1/57
- Снегирёв Н. И.** Влияние магнитной доменной структуры на поляризационные эффекты в мессбауэровских спектрах монокристаллов бората железа FeBO_3 . Снегирёв Н.И., Чуев М.А., Любутин И.С., Старчиков С.С., Ягупов С.В., Стругацкий М.Б. - 117/10/770
- Соболевский О. А.** (см. Дегтяренко П. Н.) - 118/8/590
- Соколов И. М.** Влияние движения атомов на характер субизлучения холодных и разреженных ансамблей, возбуждаемых резонансным импульсным излучением. Соколов И.М. - 117/7/518
- Соловаров Н. К.** (см. Шегеда А. М.) - 117/4/264
- Соловьев А. А.** (см. Вайс О. Е.) - 118/12/871
- Соловьев И. И.** (см. Хисматуллин Г. С.) - 118/3/214
- Сон А. Г.** (см. Баитова В. А.) - 118/8/570
- Спириденко Н. А.** (см. Долганов П. В.) - 118/2/118
- Спирин К. Е.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
- Станкевич К. Л.** (см. Шайхулов Т. А.) - 117/8/620
(см. Пуртова А. А.) - 118/2/73
- Старов В. М.** (см. Филиппов А. В.) - 117/8/604
- Старчиков С. С.** (см. Снегирёв Н. И.) - 117/10/770
- Стегайлов В. В.** (см. Фоминых Н. А.) - 117/11/857
- Степанов Е. А.** (см. Савицкий И. В.) - 117/4/285
(см. Савицкий И. В.) - 118/7/493
- Стремоухов С. Ю.** (см. Львов К. В.) - 117/12/904
- Стругацкий М. Б.** (см. Снегирёв Н. И.) - 117/10/770
- Стружкин В. В.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 117/2/132
(см. Гаврилюк А. Г.) - 118/10/735
- Студеникин А. И.** (см. Пуртова А. А.) - 118/2/73
- Суетин Н. В.** (см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Сулейманова Д. З.** (см. Румянцев Б. В.) - 117/8/571
(см. Румянцев Б. В.) - 118/11/802
- Сулимов Т. В.** (см. Лосев А. С.) - 117/7/487
- Султанова М. Р.** Генерация квантовых вихрей волнами на поверхности сверхтекучего гелия. Султанова М.Р., Ремизов И.А., Межов-Деглин Л.П., Левченко А.А. - 118/8/596
- Суровцев Е. В.** Возбуждение джозефсоновских токов колебаниями аэрогеля в сверхтекучем ^3He . Суровцев Е.В. - 118/10/754
- Сухачев А. Л.** (см. Петров Д. А.) - 117/10/765
- Сушков О. П.** (см. Ткаченко О. А.) - 117/3/228
- Сыресин Е. М.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Сырчина М. С.** (см. Мартиросян Д. Ю.) - 117/11/876
- Сычев Д. А.** (см. Брагута В. В.) - 117/9/644
- Тагиров Л. Р.** (см. Петров А. В.) - 118/2/104
- Тагиров М. С.** (см. Буньков Ю. М.) - 117/4/314
- Тайченачев А. В.** (см. Юдин В. И.) - 117/6/406
(см. Раднатаров Д. А.) - 117/7/504
- Таланов М. В.** Природа диэлектрической релаксации в монокристаллах $\text{SrTiO}_3:\text{Mn}$. Таланов М.В., Жукова Е.С., Некрасов Б.М., Савинов М., Козлов В.И., Горшунов Б.П., Буш А.А. - 118/9/697
- Таланов Ю. И.** Исследование нематик антиферромагнитного состояния в EuFe_2As_2 с помощью магнитных и магниторезонансных измерений. Таланов Ю.И., Гимазов И.И., Зарипов Р.Б., Перваков К.С., Власенко В.А., Пудалов В.М. - 117/6/464
- Талденков А. Н.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
- Тарасевич А. О.** (см. Баитова В. А.) - 118/8/570
- Тарасов А. В.** (см. Рыбкин А. Г.) - 117/8/626
- Тарасов В. Ф.** (см. Шегеда А. М.) - 117/4/264
- Тарковский Е. И.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Тартаковский И. И.** (см. Максимов А. А.) - 118/5/361
- Тархов М. А.** (см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Татарский Д. А.** (см. Скороходов Е. В.) - 117/2/165
- Темиряева М. П.** (см. Шайхулов Т. А.) - 117/8/620
- Тепп Ф.** (см. Бовкун Л. С.) - 118/11/860
- Тивар Р.** (см. Гурушанкар К.) - 117/10/783
- Тимофеев В. Е.** Динамическая восприимчивость скирмионного кристалла. Тимофеев В.Е., Аристов Д.Н. - 117/9/684
Голдстоуновская мода скирмионного кристалла. Тимофеев В.Е., Аристов Д.Н. - 118/6/455
Топологический переход в спектре магнонов скирмионного кристалла. Тимофеев В.Е., Барамыгина Ю.В., Аристов Д.Н. - 118/12/908
- Тихановский А. Ю.** (см. Иванов В. Ю.) - 117/1/43
- Тищенко А. А.** Излучение Смита-Парселла, управляемое полем стоячей лазерной волны. Тищенко А.А. - 117/4/259
(см. Сергеева Д. Ю.) - 117/7/492

- Ткачев И.** (см. Штерн Б.) - 118/8/562
- Ткаченко В. А.** (см. Ткаченко О. А.) - 117/3/228
- Ткаченко О. А.** Влияние беспорядка на магнито-транспорт в полупроводниковом искусственном графене. Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Бакшеев Д.Г., Сушков О.П. - 117/3/228
- Токсумаков А. Н.** Дуализм связи и оптоэлектронные свойства бислойных углеродных структур на основе фазы T12 и пента- графена. Токсумаков А.Н., Байдышев В.С., Квашнин Д.Г., Попов З.И. - 117/6/434
- Толоконников С. В.** (см. Шитов М. И.) - 117/1/3
- Топорков Д. К.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Точилю У. А.** (см. Мартиросян Д. Ю.) - 117/11/876
- Трахтенберг Л. И.** (см. Розенбаум В. М.) - 118/5/369
- Трибельский М. И.** Влияние закона сохранения энергии, размерности пространства и симметрии задачи на сингулярности поля вектора Пойнтинга. Трибельский М.И. - 118/6/417
- Трофимов А. Д.** (см. Мацукатова А. Н.) - 118/5/355
- Троян И. А.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 117/2/132
(см. Гаврилюк А. Г.) - 118/10/735
- Трунов Д. Н.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 118/10/735
- Трушин М. В.** (см. Дербин А. В.) - 118/3/154
- Тумакова М. М.** (см. Колоколов И. В.) - 117/2/127
- Тумачев Д. Д.** Два режима динамики когерентных столбовых вихрей во вращающейся жидкости. Тумачев Д.Д., Филатов С.В., Вергелес С.С., Левченко А.А. - 118/6/430
- Тупицын И. И.** (см. Савельев И. М.) - 118/2/77
- Турлапов А. В.** (см. Каган М. Ю.) - 117/10/754
- Тхакур А.** (см. Петров Д. А.) - 117/10/765
- Тхакур П.** (см. Петров Д. А.) - 117/10/765
- Тырин К. С.** (см. Криворученко М. И.) - 117/12/887
(см. Криворученко М. И.) - 118/7/483
- Удинцева М. С.** (см. Галахов В. Р.) - 118/3/185
- Узиков Ю. Н.** Эффект нарушения T -инвариантности в рассеянии поляризованных ядер ^3He на тензорно-поляризованных дейтронах. Узиков Ю.Н., Платонова М.Н. - 118/11/787
- Ульянов С. В.** (см. Жаворонков Ю. А.) - 117/5/389
- Уманский В.** (см. Дорожкин С. И.) - 117/1/72
(см. Дорожкин С. И.) - 117/12/935
(см. Кулик Л. В.) - 118/6/462
- Унжаков Е. В.** (см. Дербин А. В.) - 118/3/154
- Успенская Ю. А.** (см. Бабунц Р. А.) - 118/9/639
- Устинов Н. В.** (см. Сазонов С. В.) - 118/6/410
- Устюжанина С. В.** Первопринципные исследования адсорбции Li и Na на поверхности монослоя MgCl_2 . Устюжанина С.В., Кистанов А.А. - 118/9/683
- Уткин Д. Е.** (см. Якимов А. И.) - 118/4/240
- Уточкин В. В.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
- Ушаков В. В.** (см. Кривобок В. С.) - 117/5/350
- Ушаков Н. А.** Теоретические основы квантовой спектральной оптической когерентной томографии с частотным сканированием. Ушаков Н.А., Мако-
вская Т.А., Маркварт А.А., Лиюкумович Л.Б. - 117/1/29
- Фадеев М. А.** (см. Мажукина К. А.) - 118/5/311
- Фарин И. Р.** (см. Огородников В. А.) - 117/10/746
- Федорова Н. Д.** (см. Яшина Е. Г.) - 118/10/776
- Федоров И. Б.** (см. Дорожкин С. И.) - 117/1/72
(см. Дорожкин С. И.) - 117/12/935
- Федотов А. Б.** (см. Савицкий И. В.) - 117/4/285
(см. Савицкий И. В.) - 118/7/493
- Федотова Я. В.** (см. Хисамеева А. Р.) - 118/1/55
- Федотов Ю. А.** (см. Мартиросян Д. Ю.) - 117/11/876
- Федянин А. А.** (см. Кирьянов М. А.) - 117/3/201
(см. Пустынникова В. М.) - 117/7/498
(см. Попкова А. А.) - 118/7/513
(см. Новиков И. А.) - 118/8/584
- Фикс А. И.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Филатов С. В.** (см. Тумачев Д. Д.) - 118/6/430
- Филатов Ю. Н.** Система спин-флипа протонов на базе корректирующих диполей Нуклотрона/ОИЯИ на спиновом резонансе $\gamma G = 7$. Филатов Ю.Н., Кондратенко А.М., Николаев Н.Н., Сеничев Ю.В., Кондратенко М.А., Виноградов С.В., Цыплаков Е.Д., Бутенко А.В., Костромин С.А., Ладыгин В.П., Сыресин Е.М., Гурылева И.Л., Мельников А.А., Аксентьев А.Е. - 118/6/389
- Филиппов А. В.** Электростатическое и ван-дер-ваальсовское взаимодействие наночастиц в электролитах. Филиппов А.В., Старов В.М. - 117/8/604
- Филиппов В. Б.** (см. Красиков К. М.) - 117/7/530
- Философов Д. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Фильнов С. О.** Совместная интеркаляция ультратонких пленок Fe и Co под буферный слой графена на монокристалле $\text{SiC}(0001)$. Фильнов С.О., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Макарова Т.П., Королева А.В., Рыбкина А.А., Чумаков Р.Г., Лебедев А.М., Вилков О.Ю., Шикин А.М., Рыбкин А.Г. - 117/5/369
- Фомина М. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Фоминных Н. А.** Поляроны и перенос заряда в хромите FeCr_2O_4 в рамках DFT + U. Фоминых Н.А., Стегайлов В.В. - 117/11/857
- Фраерман А. А.** (см. Скороходов Е. В.) - 117/2/165
- Фраерман А. А.** Магнитная спираль в многослойной ферромагнитной наночастице и ее вращение электрическим током. Фраерман А.А. - 118/7/533
- Фролов А. В.** Логарифмическая релаксация неравновесного состояния волны зарядовой плотности в соединениях TbTez и HoTez. Фролов А.В., Орлов А.П., Воропаев Д.М., Хадж-Аззем А., Синченко А.А., Монсо П. - 117/2/171
- Фролов А. Д.** (см. Кузнецов К. А.) - 118/6/397
- Фролов А. Ю.** (см. Новиков И. А.) - 118/8/584
- Фролов Е. А.** (см. Бузулуцков А. Ф.) - 118/3/166
- Хадж-Аззем А.** (см. Фролов А. В.) - 117/2/171
- Хазанов Е. А.** (см. Вайс О. Е.) - 118/12/871
- Хайдуков З. В.** Эффект разделения киральностей

- в кварк-глюонной плазме. Хайдуков З.В. - 117/10/719
- Хайрулин И. Р.** О возможности преобразования с увеличением энергии линейно поляризованных аттосекундных импульсов высоких гармоник в циркулярно поляризованные в оптически модулированной неоподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера. Хайрулин И.Р., Антонов В.А., Рябикин М.Ю. - 117/9/658
Восстановление по требованию волновой формы мессбауэровского гамма-фотона посредством задержанной акустически индуцированной прозрачности. Хайрулин И.Р., Радионычев Е.В. - 118/12/928
- Хайрутдинов И. Т.** (см. Зарипов Р. Б.) - 118/11/826
- Ханин Ю. Н.** Корреляционная кулоновская щель при магнитотуннелировании между слоями графена. Ханин Ю.Н., Вдовин Е.Е., Морозов С.В., Новоселов К.С. - 118/6/438
- Харинцев С. С.** (см. Газизов А. Р.) - 117/9/670
- Харлов Ю. В.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Хисамеева А. Р.** Исследование спин-орбитального взаимодействия в гетеропереходах $\text{ZnO}/\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ посредством спектроскопии спинового резонанса. Хисамеева А.Р., Щепетильников А.В., Дремин А.А., Кукушкин И.В. - 117/9/689
Плазменные возбуждения в SiGe/Si квантовых ямах. Хисамеева А.Р., Щепетильников А.В., Николаев Г.А., Лопатина С.А., Федотова Я.В., Кукушкин И.В. - 118/1/55
- Хисматуллин Г. С.** Оптимизация ячеек адиабатических сверхпроводниковых логических устройств за счет использования джозефсоновских π -контактов. Хисматуллин Г.С., Кленов Н.В., Соловьев И.И. - 118/3/214
- Хохлов В. А.** (см. Иногамов Н. А.) - 117/2/107
- Хохлов Д. Р.** (см. Чмырь С. Н.) - 118/5/341
- Худайбердиев Д. А.** (см. Рыжков М. С.) - 117/1/50
- Царёв Д. В.** (см. Баженов А. Ю.) - 117/11/819
- Цветков А. Ю.** (см. Дегтяренко П. Н.) - 118/8/590
(см. Дегтяренко А. Ю.) - 118/11/848
- Циок О. Б.** (см. Бражкин В. В.) - 117/11/840
- Цыплаков Е. Д.** (см. Филатов Ю. Н.) - 118/6/389
- Чекалин С. В.** (см. Шленов С. А.) - 117/5/337
(см. Архипова А. А.) - 117/5/344
- Чемерис С. П.** (см. Попова А. П.) - 117/12/943
- Ченцов С. И.** (см. Кривобок В. С.) - 117/5/350
- Черноглазов К. Ю.** (см. Николаев С. Н.) - 118/1/46
(см. Николаев С. Н.) - 118/7/519
- Чернодуб М. Н.** (см. Брагута В. В.) - 117/9/644
- Чернодубов Д. А.** Измерение теплопроводности углеродных наностенок методом третьей гармоники. Чернодубов Д.А., Бондарева Ю.В., Шибалов М.В., Мумляков А.М., Жданов В.Л., Тархов М.А., Маслаков К.И., Суетин Н.В., Квашнин Д.Г., Евлашин С.А. - 117/6/443
- Чесноков М. Ю.** (см. Бритвич Г. И.) - 117/9/639
- Чесноков Ю. А.** (см. Бритвич Г. И.) - 117/9/639
- Чиркин А. С.** (см. Белинский А. В.) - 117/3/207
- Чистяков В. А.** Квазикристаллические структуры с узкополосной спектрально-угловой селективностью. Чистяков В.А., Сидоренко М.С., Саянский А.Д., Рыбин М.В. - 117/10/740
- Чмырь С. Н.** *RT*-симметричная фотопроводимость, стимулированная микроволновым излучением, в гетероструктурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Чмырь С.Н., Казаков А.С., Галеева А.В., Долженко Д.Е., Артамкин А.И., Иконников А.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. - 118/5/341
- Чувильский Ю. М.** (см. Родкин Д. М.) - 118/3/147
- Чудаков Е. А.** (см. Огородников В. А.) - 117/10/746
- Чуев М. А.** (см. Снегирёв Н. И.) - 117/10/770
- Чукалина Е. П.** (см. Яблуновский А.) - 118/2/82
- Чукланов А. П.** (см. Бизяев Д. А.) - 118/8/602
- Чулков Е. В.** (см. Меньшов В. Н.) - 117/2/147
(см. Петров Е. К.) - 117/3/235
(см. Максимов А. А.) - 118/5/361
(см. Меньшов В. Н.) - 118/11/836
(см. Зверев В. Н.) - 118/12/902
- Чумаков Р. Г.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369
- Чуркин Д. В.** (см. Ватник И. Д.) - 118/5/317
- Шабаетов В. М.** (см. Савельев И. М.) - 118/2/77
- Шайхулов Т. А.** Магнитные свойства гетероструктуры $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на подложке NdGaO_3 . Шайхулов Т.А., Сафин А.Р., Станкевич К.Л., Матасов А.В., Темиряева М.П., Винник Д.А., Живулин В.Е., Никитов С.А. - 117/8/620
- Шалашов А. Г.** (см. Днестровский Ю. Н.) - 118/4/252
- Шалыгина О. А.** (см. Гончар К. А.) - 117/2/115
- Шангараев А. А.** (см. Горин А. М.) - 118/9/629
- Шапочкина И. В.** (см. Розенбаум В. М.) - 118/5/369
- Шаров И. А.** (см. Бахарева О. А.) - 117/3/213
(см. Бахарева О. А.) - 118/10/725
- Шахмуратов Р. Н.** Генерация коротких импульсов с помощью фильтрации фазово-модулированного излучения непрерывного лазера. Шахмуратов Р.Н. - 117/3/193
- Шевелько В. П.** (см. Андреев Г. И.) - 117/6/428
- Шевчик Е. А.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Шегеда А. М.** Проявление памяти и бабочка в фотонном эхо на ионах эрбия в LuLiF_4 и YLiF_4 . Шегеда А.М., Кораблева С.Л., Морозов О.А., Лисин В.Н., Соловаров Н.К., Тарасов В.Ф. - 117/4/264
- Шейн И. Р.** (см. Павлов Н. С.) - 117/1/65
- Шерстобитов А. А.** (см. Миньков Г. М.) - 117/12/912
- Шестаков Г. Н.** (см. Ачасов Н. Н.) - 118/6/387
- Шестаков Ю. В.** (см. Гаушштейн В. В.) - 117/11/803
- Шестериков А. В.** (см. Губин М. Ю.) - 117/4/273
- Шибалов М. В.** (см. Чернодубов Д. А.) - 117/6/443
- Шикин А. М.** (см. Фильнов С. О.) - 117/5/369

- Шикин В.** Экранирующие свойства чистой воды и ее разбавленных растворов. Шикин В. - 118/5/346
- Шилов А. И.** (см. Кузьмичев С. А.) - 117/8/614
- Шипило Д. Е.** (см. Врублевская Н. Р.) - 117/6/400
- Ширченко М. В.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Шитов М. И.** Динамические корреляции в основном состоянии: переходы между однофононными состояниями ядра. Шитов М.И., Камерджиев С.П., Толконников С.В. - 117/1/3
- Шитов Ю. А.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Шицевалова Н. Ю.** (см. Красиков К. М.) - 117/7/530
- Шленов С. А.** Каналы филаментов аксиально-несимметричных оптических вихрей на длине волны 1800 нм в кристалле LiF. Шленов С.А., Компанец В.О., Кандидов В.П., Чекалин С.В., Васильев Е.В. - 117/5/337
- Штерн Б.** GRB 221009A, его предшественник и два послесвечения в данных Ферми. Штерн Б., Ткачев И. - 118/8/562
- Шубин Н. М.** Парные связанные состояния в континууме в волноводах с резонатором Фабри–Перо. Шубин Н.М., Капаев В.В., Горбачевич А.А. - 118/6/403
- Шулындин П. А.** (см. Румянцев Б. В.) - 118/11/802
- Шуравин Н. С.** (см. Ионин А. С.) - 118/10/761
- Щелкачев Н. М.** (см. Балякин И. А.) - 117/5/377
- Щепетильников А. В.** (см. Хисамеева А. Р.) - 117/9/689
(см. Хисамеева А. Р.) - 118/1/55
- Щербаков О. А.** (см. Воробьев А. С.) - 117/8/561
- Щипунов Л. А.** (см. Американов Д. А.) - 118/8/551
- Эдельман И. С.** (см. Петров Д. А.) - 117/10/765
- Юдин В. И.** Влияние свободного движения атомов на эффекты, зависящие от плотности атомов, в нелинейной лазерной спектроскопии резонансных газовых сред. Юдин В.И., Тайченачев А.В., Басалаев М.Ю., Прудников О.Н., Пальчиков В.Г., Занон-Виллетт Т., Багаев С.Н. - 117/6/406
(см. Раднатаров Д. А.) - 117/7/504
- Юрова Т. С.** (см. Попов И. Ю.) - 118/2/135
- Юрченко А. В.** (см. Гаузштейн В. В.) - 117/11/803
- Юсупов Р. В.** (см. Петров А. В.) - 118/2/104
- Яблуновский А.** Спектроскопия высокого разрешения кристалла ErSrO_3 : новый фазовый переход?. Яблуновский А., Чукалина Е.П., Йин Л.Х., Попова М.Н. - 118/2/82
- Ягунов С. В.** (см. Снегирёв Н. И.) - 117/10/770
- Якимов А. И.** Обнаружение “медленного” света в спектрах фототока в слоях квантовых точек Ge/Si, сопряженных с фотонным кристаллом. Якимов А.И., Кириенко В.В., Двореченский А.В., Уткин Д.Е. - 118/4/240
- Яковлева А. Е.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Якунин М. В.** Магнитосопротивление двойной квантовой ямы $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ в параллельном магнитном поле. Якунин М.В., Алешкин В.Я., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. - 118/12/896
- Якушев Е. А.** (см. Алексеев И. Г.) - 118/3/159
- Якушкин Е. Д.** Переключение поляризации монокристалла сегнетовой соли в магнитном поле. Якушкин Е.Д. - 117/8/598
- Янович А. А.** (см. Бритвич Г. И.) - 117/9/639
- Яшина Е. Г.** Пространственная модель организации хроматина в ядре биологической клетки по данным малоуглового рассеяния. Яшина Е.Г., Варфоломеева Е.Ю., Пантина Р.А., Байрамуков В.Ю., Ковалев Р.А., Федорова Н.Д., Пшеничный К.А., Горшкова Ю.Е., Григорьев С.В. - 118/10/776

Предметный указатель томов 117-118 за 2023 г.

EDN: nmvsqk

Рубрики

1. Поля, частицы, ядра
2. Астрофизика и космология
3. Оптика, лазерная физика
 - 3.1. Нелинейная оптика
 - 3.2. Спектры, излучение
 - 3.3. Взаимодействие с веществом излучения, быстрых атомов, ионов и элементарных частиц
 - 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
 - 5.8. Неоднородные, неупорядоченные и частично-упорядоченные системы
 - 5.9. Низкоразмерные системы, поверхности, интерфейсы
 - 5.10. Одномерные и квазиодномерные системы, квантовые точки
6. Методы физических исследований
 - 6.1. Методы теоретической физики
 - 6.2. Методы экспериментальной физики
7. Нелинейные явления
8. Квантовая информатика
9. Биофизика
10. Разное
12. Мультидисциплинарное

1. Поля, частицы, ядра

- 1.1 Динамические корреляции в основном состоянии: переходы между однофоновными состояниями ядра. Шитов М.И., Камерджиев С.П., Толоконников С.В. - 117/1/3
- 1.2 Систематические эффекты при измерении времени жизни нейтрона в магнитных ловушках ультрахолодных нейтронов. Ежов В.Ф., Рябов В.Л. - 117/2/93
- 1.3 Дальнодействующие многочастичные взаимодействия, индуцируемые обменом нейтрино в веществе нейтронных звезд. Криворученко М.И. - 117/2/98
- 1.4 Измерение $Br(H \rightarrow Z\gamma)$ при энергии 250 ГэВ на ИС. Антонов Е.С., Друцкой А.Г. - 117/3/183
- 1.5 One-to-One correspondence of soft and hard Pomeron with the CDP of the gluon density at low x . Boroun G.R. - 117/4/253
- 1.6 Распады τ -лептона с рождением странных скалярных мезонов $K_0^*(700)$ и $K_0^*(1430)$ в расширенной модели НИЛ. Волков М.К., Нурлан К. - 117/5/325
- 1.7 Декомпозиция статического потенциала в $SU(3)$ глюодинамике. Борняков В.Г., Кудров И.Е. - 117/5/332
- 1.8 On x -independence of $R^Q = F_L^Q/F_2^Q$ ratio at low x . Abdulov N.A., Kotikov A.V., Lipatov A.V. - 117/6/399
- 1.9 Новые объекты в теории рассеяния с симметриями. Лосев А.С., Сулимов Т.В. - 117/7/487
- 1.10 Форм-фактор в переходном излучении от полых пучков. Сергеева Д.Ю., Тищенко А.А. - 117/7/492
- 1.11 Измерение сечения деления ядер ^{238}U нейтронами с энергиями 0.3–500 МэВ. Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербаков О.А., Вайшнине Л.А., Барабанов А.Л. - 117/8/561
- 1.12 Формирование пучка частиц высокой энергии с помощью фокусирующих кристаллических устройств. Бритвич Г.И., Костин М.Ю., Пяталев В.И., Полуэктов И.В., Сандомирский Ю.Е., Чесноков М.Ю., Чесноков Ю.А., Янович А.А. - 117/9/639
- 1.13 Изучение уравнения состояния вращающейся глюонной плазмы с помощью решеточного моделирования. Брагута В.В., Кудров И.Е., Роечко А.А., Сычев Д.А., Чернодуб М.Н. - 117/9/644

- 1.14 Загадка мюонов в ШАЛ сверхвысоких энергий по данным Якутской установки и эксперимента Ожэ. Глушков А.В., Сабуров А.В., Ксенофонтов Л.Т., Лебедев К.Г. - 117/9/651
- 1.15 Эффект разделения киральностей в кварк-глюонной плазме. Хайдуков З.В. - 117/10/719
- 1.16 Измерение T_{20} -компоненты тензорной анализирующей способности реакции некогерентного фоторождения π^- -мезона на дейтроне. Гаушштейн В.В., Василишин Б.И., Дарвин Э., Зеваков С.А., Кузин М.Я., Кузьменко А.С., Левчук М.И., Логинов А.Ю., Николенко Д.М., Рачек И.А., Топорков Д.К., Юрченко А.В., Фикс А.И., Шестаков Ю.В. - 117/11/803
- 1.17 Elastic neutrino-atom scattering as a probe of neutrino millicharge and magnetic moment. Donchenko G.V., Kouzakov K.A., Studenikin A.I. - 117/12/885
- 1.18 Энергетический спектр β -электронов в безнейтринном двойном β -распаде с учетом возбуждения электронной оболочки атомов. Криворученко М.И., Тырин К.С., Карпешин Ф.Ф. - 117/12/887
- 1.19 Light-shining-through-wall cavity setups for probing ALPs. Salnikov D., Satunin P., Fitkevich M., Kirpichnikov D.V. - 117/12/892
- 1.20 Глюонная аномалия и нарушение правила Цвейга. Осипов А.А. - 117/12/894
- 1.21 Естественное объяснение недавних результатов исследования $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$. Мильштейн А.И., Сальников С.Г. - 117/12/901
- 1.22 Jet quenching in mini-quark-gluon plasma: Medium modification factor I_{pA} for photon-tagged jets. Zakharov B.G. - 118/1/3
- 1.23 Влияние квантовой декогеренции на коллективные осцилляции нейтрино. Пуртова А.А., Станкевич К.Л., Студеникин А.И. - 118/2/73
- 1.24 Расчеты разности энергий связи многозарядных ионов Но и Ду. Савельев И.М., Кайгородов М.Ю., Кожедуб Ю.С., Тупицын И.И., Шабает В.М. - 118/2/77
- 1.25 Размеры нейтрон-протонного гало нуклонно-стабильных состояний ядра ${}^6\text{Li}$. Родкин Д.М., Чувильский Ю.М. - 118/3/147
- 1.26 Поиск солнечных аксионов с энергией 8.4 кэВ, излучаемых в M1-переходе ядер ${}^{169}\text{Tm}$. Дербин А.В., Драчнев И.С., Муратова В.Н., Семенов Д.А., Трушин М.В., Унжаков Е.В. - 118/3/154
- 1.27 Исследование влияния метеорологических параметров на поток космических мюонов с использованием метода эффективного уровня генерации на основе данных детектора DANSS. Алексеев И.Г., Белов В.В., Данилов М.В., Житников И.В., Зинатулина Д.Р., Казарцев С.В., Кобякин А.С., Кузнецов А.С., Мачихильян И.В., Медведев Д.В., Нестеров В.М., Пономарев Д.В., Розова И.Е., Румянцева Н.С., Русинов В.Ю., Самигуллин Э.И., Свирида Д.Н., Скробова Н.А., Тарковский Е.И., Филосовов Д.В., Фомина М.В., Шевчик Е.А., Ширченко М.В., Шитов Ю.А., Яковлева А.Е., Якушев Е.А. - 118/3/159
- 1.28 Распады $\pi^0, \eta, \eta' \rightarrow \gamma\gamma$ и явное нарушение киральной симметрии. Осипов А.А. - 118/4/227
- 1.29 Оценки абсолютных долей распадов $f_0(1710)$ и радиационных переходов $\psi(2S) \rightarrow \gamma f_0(1710)$ и $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma f_0(1710)$. Ачасов Н.Н., Шестаков Г.Н. - 118/6/387
- 1.30 Система спин-флипа протонов на базе корректирующих диполей Нуклотрона/ОИЯИ на спиновом резонансе $\gamma G = 7$. Филатов Ю.Н., Кондратенко А.М., Николаев Н.Н., Сеничев Ю.В., Кондратенко М.А., Виноградов С.В., Цыплаков Е.Д., Бутенко А.В., Костромин С.А., Ладыгин В.П., Сыресин Е.М., Гурьева И.Л., Мельников А.А., Аксентьев А.Е. - 118/6/389
- 1.31 Возможный метод поиска майорановских нейтрино на будущих лептонных коллайдерах. Антонов Е.С., Друцкой А.Г., Дубинин М.Н. - 118/7/473
- 1.32 Возбуждение электронной оболочки атома в двойном β -распаде. Криворученко М.И., Тырин К.С., Карпешин Ф.Ф. - 118/7/483
- 1.33 Bjorken sum rule with analytic coupling at low Q^2 values. Gabdrakhmanov I.R., Gramotkov N.A., Kotikov A.V., Volkova D.A., Zemlyakov I.A. - 118/7/491
- 1.34 Эксперимент по высокоэффективному отклонению протонного пучка с энергией 1 ГэВ изогнутым кристаллом на синхротронном ПИЯФ. Амерканов Д.А., Вайшнине Л.А., Гавриков Ю.А., Горшков Б.Л., Денисов А.С., Иванов Е.М., Иванова П.Ю., Иванов Ю.М., Кознов М.А., Мурзин В.И., Щипунов Л.А. - 118/8/551
- 1.35 Измерение энергии 8.3-эВ изомера ${}^{229}\text{Th}$ с помощью фотоэффекта. Карпешин Ф.Ф. - 118/8/557
- 1.36 Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в π^+A -взаимодействиях, в эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70. Горин А.М., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Полищук Б.В., Романишин К.А., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангараев А.А. - 118/9/629

- 1.37 Review on special geometry and mirror symmetry for Calabi–Yau manifolds (Mini-review). Belavin A., Eremin B., Parkhomenko S. - 118/10/711
 - 1.38 Природа спиновой декогеренции поляризованного пучка легких ядер в накопительном кольце для поиска ЭДМ. Мельников А.А., Сеничев Ю.В., Аксентьев А.Е., Колокольчиков С.Д. - 118/10/713
 - 1.39 Spreading widths of giant monopole resonance in the lead region: Random matrix approach. Arsenyev N.N., Severyukhin A.P., Nazmitdinov R.G. - 118/10/721
 - 1.40 Linearly polarized gluon density in the rescaling model. Abdulov N.A., Chen X., Kotikov A.V., Lipatov A.V. - 118/10/723
 - 1.41 Эффект нарушения T -инвариантности в рассеянии поляризованных ядер ^3He на тензорно-поляризованных дейтронах. Узиков Ю.Н., Платонова М.Н. - 118/11/787
- ## 2. Астрофизика и космология
- 2.1 Upper limits on the isotropic diffuse flux of cosmic PeV photons from Carpet-2 observations. Dzhappuev D.D., Afashokov Yu.Z., Dzaparova I.M., Dzhatdov T.A., Gorbacheva E.A., Karpikov I.S., Khadzhiyev M.M., Klimenko N.F., Kudzhaev A.U., Kurennya A.N., Lidvansky A.S., Mikhailova O.I., Petkov V.B., Podlesnyi E.I., Pozdnukhov N.A., Romanenko V.S., Rubtsov G.I., Troitsky S.V., Unatlov I.B., Vaiman I.A., Yanin A.F., Zhuravleva K.V. - 117/3/191
 - 2.2 Мюоны в ШАЛ с $E_0 = 10^{19}$ эВ по данным Якутской установки. Глушков А.В., Лебедев К.Г., Сабуров А.В. - 117/4/254
 - 2.3 On the global temperature of the Schwarzschild–de Sitter spacetime. Volovik G.E. - 118/1/
 - 2.4 GRB 221009A, его предшественник и два послесвечения в данных Ферми. Штерн Б., Ткачев И. - 118/8/562
- ## 3. Оптика, лазерная физика
- 3.1 Тонкая структура перехода $^3T_1(^3H) \rightarrow ^5E(^5D)$ иона Fe^{2+} в селениде цинка. Кривобок В.С., Аминев Д.Ф., Онищенко Е.Е., Ушаков В.В., Ченцов С.И., Зазымкина Д.А. - 117/5/350
- ### 3.1. Нелинейная оптика
- 3.1.1 Оптические свойства кремниевых нанонитей, полученных методом металл-стимулированного химического травления с использованием золотых наночастиц. Гончар К.А., Божьев И.В., Шалыгина О.А., Осминкина Л.А. - 117/2/115
 - 3.1.2 Фантомная волоконно-оптическая 3D-эндоскопия. Белинский А.В., Гостев П.П., Магницкий С.А., Чиркин А.С. - 117/3/207
 - 3.1.3 “Капиллярные” структуры в поперечно захваченных нелинейных оптических пучках. Рубан В.П. - 117/4/292
 - 3.1.4 Наблюдение пространственно-временной самокомпрессии импульсов в одномерных массивах волноводов, изготовленных методом лазерной записи. Архипова А.А., Журавицкий С.А., Скрыбин Н.Н., Дьяконов И.В., Калинин А.А., Кулик С.П., Чекалин С.В., Карташов Я.В., Задков В.Н., Компанец В.О. - 117/5/344
 - 3.1.5 Высокодобротные металлинзы инфракрасного диапазона на основе германиевых димеров. Пустынникова В.М., Мусорин А.И., Федянин А.А. - 117/7/498
 - 3.1.6 Наблюдение сильного магнитооптического вращения поляризации света в парах рубидия для приложений в атомной магнитометрии. Макаров А.О., Бражников Д.В., Гончаров А.Н. - 117/7/509
 - 3.1.7 Излучение уединенного импульса поляризации, движущегося со скоростью света. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Дьячкова О.О., Розанов Н.Н. - 117/8/580
 - 3.1.8 Неоднородно заполненные вихревые кольца в нелинейной оптике. Рубан В.П. - 117/8/590
 - 3.1.9 Дифракционно-ограниченная фокусировка звуковых волн мезоразмерной плоской Янус-линзой. Минин О.В., Джоу С., Баранов П.Ф., Минин И.В. - 117/10/727
 - 3.1.10 Квазикристаллические структуры с узкополосной спектрально-угловой селективностью. Чистяков В.А., Сидоренко М.С., Саянский А.Д., Рыбин М.В. - 117/10/740
 - 3.1.11 О возможности изготовления $\mathcal{PT}$ -симметричных оптических димеров без поглощающего свет материала. Дмитриев А.А., Барышникова К.Б., Рыбин М.В. - 117/11/808
 - 3.1.12 Вероятность высоких интенсивностей световой волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере. Колоколов И.В., Лебедев В.В. - 118/4/234
 - 3.1.13 Гигантское комбинационное рассеяние света на поверхностях из плазменных металлов как метод контроля их функциональных и надмолекулярных структурных характеристик. Ковалец Н.П., Разумовская И.В., Бедин С.А., Наумов А.В. - 118/4/245
 - 3.1.14 Влияние закона сохранения энергии, размерности пространства и симметрии задачи на сингулярности поля вектора Пойнтинга. Трибельский М.И. - 118/6/417
 - 3.1.15 Влияние фазы несущей относительно огибающей на генерацию мультиоктавного суперконтинуума и предельно коротких импульсов в полых антирезонансных световодах. Савицкий И.В., Воронин

А.А., Степанов Е.А., Ланин А.А., Федотов А.Б. - 118/7/493

3.2. Спектры, излучение

- 3.2.1 Униполярные и субцикловые предельно короткие импульсы: последние результаты и перспективы (Миниобзор) . Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Образцов П.А., Розанов Н.Н. - 117/1/10
- 3.2.2 Генерация коротких импульсов с помощью фильтрации фазово-модулированного излучения непрерывного лазера. Шахмуратов Р.Н. - 117/3/193
- 3.2.3 Излучение Смита–Парселла, управляемое полем стоячей лазерной волны. Тищенко А.А. - 117/4/259
- 3.2.4 О лазерной генерации двумерных материалов с накачкой на квазизапертых модах. Губин М.Ю., Шестериков А.В., Волков В.С., Прохоров А.В. - 117/4/273
- 3.2.5 Модовый состав излучения суперконтинуума предельно коротких импульсов в полых антирезонансных волноводах. Савицкий И.В., Степанов Е.А., Ланин А.А., Федотов А.Б. - 117/4/285
- 3.2.6 Влияние свободного движения атомов на эффекты, зависящие от плотности атомов, в нелинейной лазерной спектроскопии резонансных газовых сред. Юдин В.И., Тайченачев А.В., Басалаев М.Ю., Прудников О.Н., Пальчиков В.Г., Занон-Виллетт Т., Багаев С.Н. - 117/6/406
- 3.2.7 Оптические моды в эллиптических микрорезонаторах для однофотонных источников. Казанов Д.Р., Монахов А.М. - 117/6/414
- 3.2.8 Влияние движения атомов на характер субизлучения холодных и разреженных ансамблей, возбуждаемых резонансным импульсным излучением. Соколов И.М. - 117/7/518
- 3.2.9 Генерация перестраиваемого мощного малопериодного терагерцового излучения в органических кристаллах при накачке мультитигаваттными чирпированными лазерными импульсами ближнего ИК диапазона на длине волны 1.24 мкм. Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Сулейманова Д.З., Жидовцев Н.Г., Потемкин Ф.В. - 117/8/571
- 3.2.10 О возможности преобразования с увеличением энергии линейно поляризованных аттосекундных импульсов высоких гармоник в циркулярно поляризованные в оптически модулированной неоподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера. Хайрулин И.Р., Антонов В.А., Рябикин М.Ю. - 117/9/658
- 3.2.11 Случайный лазер на основе материалов в виде сложных сетевых структур. Баженов А.Ю., Никитина М.М., Царёв Д.В., Алоджанц А.П. - 117/11/819
- 3.2.12 Построение структуры одномерного фотонного кристалла по заданному спектру коэффициента отражения. Емельянцева П.С., Пышков Н.И., Свяховский С.Е. - 117/11/826
- 3.2.13 Генерация длинноволнового стимулированного излучения в квантовых ямах HgCdTe с увеличенным энергетическим порогом оже-рекомбинации. Мажукина К.А., Румянцев В.В., Дубинов А.А., Уточкин В.В., Разова А.А., Фадеев М.А., Спирин К.Е., Жолудев М.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В. - 118/5/311
- 3.2.14 Поляризационная динамика узких спектральных мод волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. Ватник И.Д., Горбунов О.А., Чуркин Д.В. - 118/5/317
- 3.2.15 Новый солитоноподобный режим генерации широкополосного терагерцового излучения лазерными импульсами с наклонными волновыми фронтами. Сазонов С.В., Устинов Н.В. - 118/6/410
- 3.2.16 Управление угловой расходимостью терагерцового излучения, генерируемого при одноцветной филаментации, с помощью фазовых оптических элементов. Пушкарев Д.В., Ризаев Г.Э., Косарева О.Г., Селезнев Л.В. - 118/7/502
- 3.2.17 Эволюция люминесцентных свойств одиночных нанокристаллов перовскита CsPbBr₃ в процессе фотодеградации. Баитова В.А., Князева М.А., Муканов И.А., Тарасевич А.О., Наумов А.В., Сон А.Г., Козюхин С.А., Еремчев И.Ю. - 118/8/570
- 3.2.18 Size-dependent one- and two-photon fluorescence of acetonitrile-derived carbon dots. Astafiev A.A., Shakhov A.M., Nadtichenko V.A. - 118/9/637
- 3.2.19 Идентификация оптически активных квартетных спиновых центров на основе вакансии кремния в SiC, перспективных для квантовых технологий. Бабунц Р.А., Успенская Ю.А., Бундакова А.П., Мамин Г.В., Мохов Е.Н., Баранов П.Г. - 118/9/639
- 3.2.20 Спиновый хаос экситонных поляритонов в магнитном поле. Гаврилов С.С., Ипатов Н.Н., Кулаковский В.Д. - 118/9/649
- 3.2.21 Обобщенная аналитическая модель описания спектров поглощения света линейными молекулярными агрегатами. Моритака С.С., Лебедев В.С. - 118/11/794
- 3.2.22 Высокочастотный сдвиг и расширение спектра генерации ТГц излучения до 10 ТГц в процессе оптического выпрямления мощного фемтосекундного малопериодного излучения накачки ближнего ИК диапазона в кристалле ВНА. Румянцев Б.В., Жидовцев Н.А., Пушкин А.В., Лобушкин Е.А., Шулындин П.А., Сулейманова

Д.З., Савельев-Трофимов А.Б., Потёмкин Ф.В. - 118/11/802

3.3. Взаимодействие с веществом излучения, быстрых атомов, ионов и элементарных частиц

- 3.3.1 Двухфотонная лазерная печать функциональных микроструктур интегральной фотоники: волноводов, микрорезонаторов и призмных адаптеров ввода/вывода оптического излучения. Майдыковский А.И., Апостолов Д.А., Мамонов Е.А., Копылов Д.А., Дагесян С.А., Мурзина Т.В. - 117/1/37
- 3.3.2 Определение важнейших параметров металла, облученного ультракоротким лазерным импульсом. Иногамов Н.А., Хохлов В.А., Ромашевский С.А., Петров Ю.В., Жаховский В.В., Ашитков С.И. - 117/2/107
- 3.3.3 Аномальная пикосекундная динамика оптического пропускания гибридной метаповерхности Au-Vi:YIG. Кирьянов М.А., Останин Г.С., Долгова Т.В., Иноуэ М., Федянин А.А. - 117/3/201
- 3.3.4 Релятивистская туннельная ионизация в скрещенных лазерных пучках петаваттной мощности. Попруженко С.В. - 117/4/279
- 3.3.5 Каналы филаментов аксиально-несимметричных оптических вихрей на длине волны 1800 нм в кристалле LiF. Шленов С.А., Компанец В.О., Кандидов В.П., Чекалин С.В., Васильев Е.В. - 117/5/337
- 3.3.6 Нелинейный отклик разреженных газов на ультрафиолетовый фемтосекундный импульс. Врублевская Н.Р., Шипило Д.Е., Николаева И.А., Панов Н.А., Косарева О.Г. - 117/6/400
- 3.3.7 Оптомеханические эффекты нагрева и охлаждения при гигантском комбинационном рассеянии света в среде с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. Газизов А.Р., Салахов М.Х., Харинцев С.С. - 117/9/670
- 3.3.8 Потенциал взаимодействия протонов и атомов водорода с металлами. Бабенко П.Ю., Михайлов В.С., Зиновьев А.Н. - 117/10/723
- 3.3.9 Увеличение эффективности изотопно-селективной лазерной ИК многофотонной диссоциации молекул $^{11}\text{BCl}_3$ в смеси с сенсibilизатором и акцептором радикалов SF_6 . Макаров Г.Н., Петин А.Н. - 117/10/734
- 3.3.10 Сверхтонкий кристалл теллурида германия в сильном фемтосекундном лазерном поле: проявление квантоворазмерного эффекта. Асеев С.А., Мионов Б.Н., Кочиков И.В., Лотин А.А., Ищенко А.А., Рябов Е.А. - 117/11/814
- 3.3.11 Учет энергетического распределения свободных носителей в скоростных уравнениях, описывающих

их динамику при взаимодействии диэлектриков с мощным лазерным излучением. Львов К.В., Стремоухов С.Ю. - 117/12/904

- 3.3.12 Strong coupling of exciton in organic material and plasmonic WGM localized on the surface of silver nanoparticles. Belonovskii A.V., Evtikhiev V.P., Mitrofanov M.I., Nikolaev V.V. - 118/1/14
- 3.3.13 Формирование фемтосекундных импульсов произвольной формы при помощи одномерного фотонного кристалла с непрерывной пространственной модуляцией показателя преломления. Связовский С.Е. - 118/1/16
- 3.3.14 Зависимость резонансного обращения волнового фронта света на поляритонах от интенсивности оптической накачки в пленках оксида цинка. Грузинцев А.Н. - 118/1/23
- 3.3.15 Острая фокусировка атомного пучка с использованием доплеровского и суб-доплеровского механизмов лазерного охлаждения в двумерной магнито-оптической ловушке. Быкова Д.В., Афанасьев А.Е., Балыкин В.И. - 118/1/7
- 3.3.16 Пересмотр электролюминесценции в благородных жидкостях за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах. Бузулуцков А.Ф., Фролов Е.А. - 118/3/166
- 3.3.17 Генерация третьей гармоники терагерцового излучения в топологических изоляторах на основе халькогенидов висмута и сурьмы. Кузнецов К.А., Кузнецов П.И., Фролов А.Д., Коновалов А.М., Ковалева П.М., Китаева Г.Х. - 118/6/397
- 3.3.18 Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности. Вайс О.Е., Лобок М.Г., Соловьев А.А., Мионов С.Ю., Хазанов Е.А., Быченков В.Ю. - 118/12/871

3.4. Квантовая оптика

- 3.4.1 Теоретические основы квантовой спектральной оптической когерентной томографии с частотным сканированием. Ушаков Н.А., Маковецкая Т.А., Маркварт А.А., Ликумович Л.Б. - 117/1/29
- 3.4.2 Квазистационарные поляритонные состояния в мезорезонаторах. Белоновский А.В., Николаев В.В., Гиршова Е.И. - 117/2/102
- 3.4.3 Проявление памяти и бабочка в фотонном эхо на ионах эрбия в LuLiF_4 и YLiF_4 . Шегада А.М., Кораблева С.Л., Морозов О.А., Лисин В.Н., Соловьев Н.К., Тарасов В.Ф. - 117/4/264
- 3.4.4 Активное подавление светового сдвига в атомных часах на основе эффекта когерентного пленения населенностей в парах ^{87}Rb с использованием метода фазовых прыжков. Раднатаров Д.А., Кобцев

- С.М., Андриюшков В.А., Басалаев М.Ю., Тайченачев А.В., Радченко М.Д., Юдин В.И. - 117/7/504
- 3.4.5 Слабая локализация света в магнитоактивной среде. Городничев Е.Е., Рогозкин Д.Б. - 118/1/30
- 3.4.6 Обнаружение “медленного” света в спектрах фототока в слоях квантовых точек Ge/Si, сопряженных с фотонным кристаллом. Якимов А.И., Кириенко В.В., Двуреченский А.В., Уткин Д.Е. - 118/4/240
- 3.4.7 Парные связанные состояния в континууме в волноводах с резонатором Фабри–Перо. Шубин Н.М., Капаев В.В., Горбацевич А.А. - 118/6/403

4. Плазма, гидро- и газодинамика

4.1. Гидро- и газодинамика, разное

- 4.1.1 Парная корреляционная функция завихренности внутри когерентного вихря. Колоколов И.В., Лебедев В.В., Тумакова М.М. - 117/2/127
- 4.1.2 Температурная вращающаяся волна в тонком слое воды. Керекелица И.В., Мартюшев Л.М. - 117/7/523
- 4.1.3 Характеристики “пылевых” потоков с поверхности лайнеров из меди и свинца при выходе на нее одной или последовательно двух ударных волн. Огородников В.А., Ерунов С.В., Панов К.Н., Чудаков Е.А., Блинов И.А., Георгиевская А.Б., Замыслов Д.Н., Фарин И.Р. - 117/10/746
- 4.1.4 Стеkanie ручейка неньютоновской жидкости по наклонной супергидрофобной поверхности. Агеев А.И., Осипцов А.Н. - 118/3/171
- 4.1.5 Два режима динамики когерентных столбовых вихрей во вращающейся жидкости. Тумачев Д.Д., Филатов С.В., Вергелес С.С., Левченко А.А. - 118/6/430

4.2. Плазма

- 4.2.1 Влияние магнитного поля на формирование ультрахолодной плазмы. Бронин С.Я., Вихров Е.В., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В. - 117/2/121
- 4.2.2 О формировании плазменного облака при испарении макрочастицы в высокотемпературной замагнитенной тороидальной плазме. Бахарева О.А., Сергеев В.Ю., Шаров И.А. - 117/3/213
- 4.2.3 Многокомпонентный токовый слой магнитопаузы при произвольном распределении частиц по энергиям. Нечаев А.А., Кочаровский Вл.В., Кочаровский В.В., Гарасёв М.А. - 117/3/220
- 4.2.4 К вопросу о формировании облаков в запыленной ионосфере Марса. Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И. - 117/6/420
- 4.2.5 Взаимодействие пучков тяжелых ионов с электронами плазмы: роль процессов многоэлектронной

ионизации. Андреев Г.И., Бычков В.Л., Шевелько В.П. - 117/6/428

- 4.2.6 Поглощение СВЧ-волн при нагреве плазмы на второй гармонике электронно-циклотронного резонанса в токамаках и стеллараторах: линейная теория и эксперимент. Днестровский Ю.Н., Мельников А.В., Андреев В.Ф., Лысенко С.Е., Нургалиев М.Р., Шалапов А.Г. - 118/4/252
- 4.2.7 Экспериментальное исследование сжимаемости плазмы гелия при давлении до 20 ТПа. Мочалов М.А., Ильяев Р.И., Ерунов С.В., Бликов А.О., Огородников В.А., Елфимов С.Е., Аринин В.А., Комраков В.А., Лихутов М.И., Максимкин И.П. - 118/8/578
- 4.2.8 Влияние облака вторичной плазмы на испарение макрочастиц в установках с магнитным удержанием. Бахарева О.А., Сергеев В.Ю., Шаров И.А. - 118/10/725
- 4.2.9 О расслоении монослоя заряженных микрочастиц в параболическом удерживающем потенциале. Клуменов Б.А. - 118/11/810
- 4.2.10 Радиационные потери дейтронов, тритонов и альфа-частиц на ионах вольфрама в плазме токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO. Маврин А.А., Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С. - 118/11/816

5. Конденсированное состояние

5.1. Квантовые жидкости, ультрахолодные газы

- 5.1.1 Генерация квантовых вихрей волнами на поверхности сверхтекучего гелия. Султанова М.Р., Ремизов И.А., Межов-Деглин Л.П., Левченко А.А. - 118/8/596
- 5.1.2 Возбуждение джозефсоновских токов колебаниями аэрогеля в сверхтекучем ^3He . Суровцев Е.В. - 118/10/754

5.2. Жидкости и жидкие кристаллы

- 5.2.1 Электростатическое и ван-дер-ваальсовское взаимодействие наночастиц в электролитах. Филиппов А.В., Старов В.М. - 117/8/604
- 5.2.2 Тайны воды и других аномальных жидкостей: “медленный” звук, релаксирующие сжимаемость и теплоемкость (Миниобзор). Бражкин В.В., Данилов И.В., Циок О.Б. - 117/11/840
- 5.2.3 Каскадное образование топологических дефектов и сателлитных капель при динамической капиллярной неустойчивости в жидких кристаллах. Долганов П.В., Спириденко Н.А., Долганов В.К., Кац Е.И., Бакланова К.Д. - 118/2/118

5.2.4 Экранирующие свойства чистой воды и ее разбавленных растворов. Шикин В. - 118/5/346

5.2.5 Моделирование волновой турбулентности поверхности жидкости на основе метода динамических конформных преобразований. Кочурин Е.А. - 118/12/889

5.3. Структура, фазовые переходы, механические свойства, дефекты

5.3.1 Гексагональный алмаз: теоретическое исследование способов получения и экспериментальной идентификации. Грешняков В.А. - 117/4/306

5.3.2 Структурная наследственность жидкокристалл в потенциалах машинного обучения для сетевых систем. Балякин И.А., Рыльцев Р.Е., Щелкачев Н.М. - 117/5/377

5.3.3 Последовательность трехмерных (3D), двумерных (2D) и одномерных (1D) структур, образующихся из холестерического жидкого кристалла при изменении хиральности. Бакланова К.Д., Долганов В.К., Кац Е.И., Долганов П.В. - 117/7/537

5.3.4 Устойчивость твердых атомарных фаз азота при нормальном давлении. Гришаков К.С., Дегтяренко Н.Н. - 117/9/676

5.3.5 Спектроскопия высокого разрешения кристалла ErCrO_3 : новый фазовый переход?. Яблуневский А., Чукалина Е.П., Йин Л.Х., Попова М.Н. - 118/2/82

5.3.6 Уникальные структурные особенности ленточных вискеро NbS₃. Мартовицкий В.П., Клоков А.Ю., Покровский В.Я. - 118/3/191

5.3.7 Генерация гармоник высокого порядка вблизи низкочастотного края плато при нелинейном распространении фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона с длиной волны 1.24 мкм в плотной струе аргона. Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Потёмкин Ф.В. - 118/4/270

5.3.8 Структурные и диффузионные свойства дегидратированного двойного слоистого гидроксида алюминия и лития на основе метода молекулярной динамики. Лукьянчук В.Г., Ланкин А.В., Норман Г.Э. - 118/8/609

5.3.9 Природа диэлектрической релаксации в монокристаллах $\text{SrTiO}_3\text{:Mn}$. Таланов М.В., Жукова Е.С., Некрасов Б.М., Савинов М., Козлов В.И., Горшун Б.П., Буш А.А. - 118/9/697

5.4. Динамика решетки, тепловые эффекты

5.4.1 Ультразвуковое спиновое эхо, обусловленное необратимой фазовой релаксацией. Сазонов С.В. - 117/7/543

5.4.2 Общетеоретический подход для описания кинетики тепловых эффектов в высокоэнтропийных аморфных сплавах. Макаров А.С. - 118/3/177

5.4.3 Rattling phonon modes in quadruple perovskites. Pchelkina Z.V., Komleva E.V., Irkhin V.Yu., Long Y., Streltsov S.V. - 118/10/733

5.5. Электронные свойства объемных твердых тел

5.5.1 Обнаружение индуцированной магнитным полем электрической поляризации в ортоферрите тербия. Иванов В.Ю., Кузьменко А.М., Тихановский А.Ю., Пронин А.А., Мухин А.А. - 117/1/43

5.5.2 Hubbard bands, Mott transition and deconfinement in strongly correlated systems. Irkhin V.Yu. - 117/1/55

5.5.3 Электронная структура InCo_2As_2 и $\text{KInCo}_4\text{As}_4$: LDA + DMFT. Павлов Н.С., Шеин И.Р., Перваков К.С., Некрасов И.А. - 117/1/65

5.5.4 Электронные и магнитные свойства фазы железа $\varepsilon\text{-Fe}$ при высоких давлениях до 241 ГПа в области температур 4–300 К. Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксенов С.Н., Миронович А.А., Троян И.А., Иванова А.Г., Любутин И.С. - 117/2/132

5.5.5 Formal valence, charge distribution and chemical bond in a compound with a high oxidation state: KMnO_4 . Anisimov V.I., Oganov A.R., Mazannikova M.A., Novoselov D.Y., Korotin D.M. - 117/5/385

5.5.6 Генезис коллективных возбуждений в спектрах проводимости высших боридов RB_6 и RB_{12} с кооперативной структурной неустойчивостью. Макрушин М.А., Арсеев П.И., Красиков К.М., Кадыров Л.С., Жукова Е.С., Случанко Н.Е. - 117/6/450

5.5.7 Эффект резистивного переключения в мемристорах $\text{TaN}/\text{HfO}_x/\text{Ni}$ с филаментом, сформированным под действием локальной электронно-лучевой кристаллизации. Воронковский В.А., Герасимова А.К., Алиев В.Ш. - 117/7/550

5.5.8 Coulomb correlations and electronic structure of CuCo_2S_4 : a DFT + DMFT study. Skorniyakov S.L., Trifonov I.O., Anisimov V.I. - 117/8/596

5.5.9 Переключение поляризации монокристалла сегнетовой соли в магнитном поле. Якушкин Е.Д. - 117/8/598

5.5.10 Insight to structural, electronic, optical and thermoelectric properties of NaCaSb and KCaSb half Heusler compounds: a DFT approach. Behera D., Mukherjee S.K. - 117/9/695

5.5.11 Наклон и анизотропия дираковского спектра, вызванные перекрытием блоховских функций. Алисултанов З.З., Демиров Н.А. - 117/10/777

5.5.12 Полярны и перенос заряда в хромите FeCr_2O_4 в рамках DFT + U. Фоминых Н.А., Стегайлов В.В. - 117/11/857

- 5.5.13 Electron correlation effects in paramagnetic cobalt. Belozero A.S., Anisimov V.I. - 117/11/863
- 5.5.14 Фотоусиление экситонного упорядочения в сильно коррелированных системах со спиновым кроссовером. Орлов Ю.С., Николаев С.В., Овчинников С.Г. - 117/12/919
- 5.5.15 Эволюция электронных свойств твердых растворов $\text{SrFe}_{1-x-y-z}\text{Al}_x\text{Mn}_y\text{Co}_z\text{O}_{f3}$ в зависимости от состава и степени локализации электронных состояний. Зайнуллина В.М., Коротин М.А., Кожевников В.Л. - 118/1/39
- 5.5.16 Взаимосвязь магнетизма и топологии в MnBi_2Te_4 . Вальков В.В., Злотников А.О., Гамов А. - 118/5/330
- 5.5.17 Температурно-индуцированный переход между режимами резистивного переключения мемристивных кроссбар-структур на основе парилена. Мацукатова А.Н., Трофимов А.Д., Емельянов А.В. - 118/5/355
- 5.5.18 Температурные исследования спектров комбинационного рассеяния света в магнитных топологических изоляторах MnBi_2Te_4 и MnSb_2Te_4 . Максимов А.А., Тартаковский И.И., Алиев З.С., Амирасланов И.Р., Абдуллаев Н.А., Зверев В.Н., Джахангирли З.А., Складнева И.Ю., Отроков М.М., Мамедов Н.Т., Чулков Е.В. - 118/5/361
- 5.5.19 Гигантский планарный эффект Холла в ультратонком монокристаллическом образце селенида ртути. Бобин С.Б., Лончаков А.Т. - 118/7/506
- 5.5.20 Особенности скейлинга аномального эффекта Холла в нанокompозитных пленках $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ниже порога перколяции: Проявление со-туннельной холловской проводимости?. Николаев С.Н., Черноглазов К.Ю., Бугаев А.С., Грановский А.Б., Рыльков В.В. - 118/7/519
- 5.5.21 Эволюция электронной структуры и транспортных свойств Ca_2N при изменении размерности электронного подпространства под давлением. Мазаникова М.А., Коротин Д.М., Анисимов В.А., Оганов А.Р., Новоселов Д.Ю. - 118/9/664
- 5.5.22 О принципиальном отличии воздействия электрических и механических колебаний на динамику волны зарядовой плотности. Никитин М.В., Покровский В.Я., Кай Д.А., Зыбцев С.Г. - 118/11/854
- 5.6. Магнитные свойства и спинтроника**
- 5.6.1 Магнитное состояние слоистых халькогенидов кобальта Co_7Se_8 и Co_7Te_8 . Пискунов Ю.В., Оглобличев В.В., Садыков А.Ф., Акрамов Д.Ф., Смольников А.Г., Геращенко А.П., Селезнева Н.В., Баранов Н.В. - 117/1/57
- 5.6.2 Гиротропные колебания магнитных вихрей в двух взаимодействующих ферромагнитных дисках. Ско-
роходов Е.В., Татарский Д.А., Горев Р.В., Миронов В.Л., Фраерман А.А. - 117/2/165
- 5.6.3 Инверсный “фолдовер” резонанс в пленке железиттриевого граната. Буньков Ю.М., Ветошко П.М., Сафин Т.Р., Тагиров М.С. - 117/4/314
- 5.6.4 Исследование нематики антиферромагнитного состояния в EuFe_2As_2 с помощью магнитных и магниторезонансных измерений. Таланов Ю.И., Гимазов И.И., Заринов Р.Б., Перваков К.С., Власенко В.А., Пудалов В.М. - 117/6/464
- 5.6.5 3D $(H-\varphi-\theta)$ магнитная фазовая диаграмма антиферромагнетика ErV_{12} с динамическими зарядовыми страйпами. Красиков К.М., Богач А.В., Шидевалова Н.Ю., Филиппов В.Б., Случанко Н.Е. - 117/7/530
- 5.6.6 Magnetic anisotropy of single-ion magnet $(\text{PPh}_4)_2[\text{ReF}_6] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Taran L.S., Elfimova V.Y., Streltsov S.V. - 117/8/612
- 5.6.7 Магнитные свойства гетероструктуры $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ на подложке NdGaO_3 . Шайхулов Т.А., Сафин А.Р., Станкевич К.Л., Матасов А.В., Темиряева М.П., Винник Д.А., Живулин В.Е., Никитов С.А. - 117/8/620
- 5.6.8 Устойчивый ферримagnetизм в квазисвободном графене. Рыбкин А.Г., Тарасов А.В., Гогина А.А., Ерыженков А.В., Рыбкина А.А. - 117/8/626
- 5.6.9 Динамическая восприимчивость скирмионного кристалла. Тимофеев В.Е., Аристов Д.Н. - 117/9/684
- 5.6.10 Обнаружение спектров ЭПР оптически индуцированных носителей со свойствами эффективной массы в дихалькогениде переходного металла WS_2 . Бабунц Р.А., Батуева А.В., Гуринов А.С., Лихачев К.В., Единач Е.В., Баранов П.Г. - 117/9/697
- 5.6.11 Экситонное упорядочение в сильно коррелированных системах со спиновым кроссовером. Орлов Ю.С., Николаев С.В., Овчинников С.Г. - 117/9/704
- 5.6.12 Связь между магнитными и электрическими свойствами в серии наночастиц $\text{Co}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$. Петров Д.А., Эдельман И.С., Тхакур А., Тхакур П., Сухачев А.Л., Овчинников С.Г. - 117/10/765
- 5.6.13 Влияние магнитной доменной структуры на поляризационные эффекты в мессбауэровских спектрах монокристаллов бората железа FeBO_3 . Снегирев Н.И., Чуев М.А., Любутинов И.С., Старчиков С.С., Ягупов С.В., Стругацкий М.Б. - 117/10/770
- 5.6.14 Зависимость скорости релаксации когерентных состояний от числа коррелированных спинов и порядка когерентности. Зобов В.Е., Лундин А.А. - 117/12/929
- 5.6.15 Magnetism, non-Fermi-liquid behavior and

- deconfinement in Kondo lattices. Irkhin V.Yu. - 118/1/37
- 5.6.16 Аномальное поведение туннельного магнетосопротивления в нанокompозитных пленочных структурах $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ ниже порога перколяции: проявления со-туннельных и обменных эффектов. Николаев С.Н., Черноглазов К.Ю., Емельянов А.В., Ситников А.В., Талденков А.Н., Падцаев Т.Д., Васильев А.Л., Ганьшина Е.А., Демин В.А., Аверкиев Н.С., Грановский А.Б., Рыльков В.В. - 118/1/46
- 5.6.17 Нетеловая фотоиндуцированная редукция коэрцитивного поля в тонких эпитаксиальных пленках L_{10} - фазы FePt и $\text{FePt}_{0.84}\text{Rh}_{0.16}$. Петров А.В., Никитин С.И., Тагиров Л.Р., Камзин А.С., Юсупов Р.В. - 118/2/104
- 5.6.18 Топологическая память на многосвязных планарных магнитных нанoeлементax. Метлов К.Л. - 118/2/95
- 5.6.19 Генерация гигантских магнитных полей в поллой мезоразмерной сфере. Минин О.В., Джоу С., Минин И.В. - 118/3/197
- 5.6.20 Эффект “преломления” магнитных доменных границ на электрических неоднородностях. Подклетнова А.А., Колюшенков М.А., Мясников Н.В., Николаева Е.П., Каминский А.С., Николаев А.В., Пятаков А.П. - 118/4/259
- 5.6.21 Магнитная структура и механизм спин-кроссовера в людовигите Co_3VO_5 . Замкова Н.Г., Жандун В.С., Овчинников С.Г. - 118/5/323
- 5.6.22 Спиновая диффузия и колебания намагниченности при высокочастотной спиновой инжекции. Бебенин Н.Г. - 118/5/338
- 5.6.23 Невзаимность проявления флексомагнитоэлектрического эффекта относительно знака воздействующих зарядов. Магадеев Е.Б., Вахитов Р.М. - 118/6/449
- 5.6.24 Голдстоуновская мода скирмионного кристалла. Тимофеев В.Е., Аристов Д.Н. - 118/6/455
- 5.6.25 Магнитная спираль в многослойной ферромагнитной наночастице и ее вращение электрическим током. Фраерман А.А. - 118/7/533
- 5.6.26 Пространственно неоднородное сверхбыстрое размагничивание никелевого магнитоплазмонного кристалла. Новиков И.А., Кирьянов М.А., Фролов А.Ю., Попов В.В., Долгова Т.В., Федянин А.А. - 118/8/584
- 5.6.27 Термоиндуцированное переключение намагниченности субмикронных Ni частиц, сформированных на монокристаллическом триборате лития. Бизяев Д.А., Чукланов А.П., Нургазизов Н.И., Бухараев А.А. - 118/8/602
- 5.6.28 Взаимодействие магнитных Бозе конденсатов в пленках железо-иттриевого граната через акустическую связь. Князев Г.А., Кузмичев А.Н., Петров П.Е., Ветошко П.М., Белотелов В.И., Буньков Ю.М. - 118/8/615
- 5.6.29 Особенности брэгговских резонансов в магнитном кристалле с двумя периодами. Морозова М.А., Матвеев О.В., Пташенко А.С., Садовников А.В., Никитов С.А. - 118/9/677
- 5.6.30 Запись двоичного кода микроволновыми импульсами на поперечной намагниченности радикала TCNE. Зарипов Р.Б., Хайрутдинов И.Т. - 118/11/826
- 5.6.31 Транспортные свойства семейства магнитных топологических изоляторов $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ ($m = 0, 1, \dots, 6$). Зверев В.Н., Абдуллаев Н.А., Алиев З.С., Амирасланов И.Р., Отроков М.М., Мамедов Н.Т., Чулков Е.В. - 118/12/902
- 5.6.32 Топологический переход в спектре магнонов скирмионного кристалла. Тимофеев В.Е., Барамыгина Ю.В., Аристов Д.Н. - 118/12/908
- 5.7. Сверхпроводимость**
- 5.7.1 Спектроскопия эффекта многократных андreeвских отражений в монокристаллах $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ недодопированного состава. Кузмичев С.А., Морозов И.В., Шилов А.И., Рахманов Е.О., Кузмичева Т.Е. - 117/8/614
- 5.7.2 Образование капель параметра порядка и сверхпроводимость в неоднородных Ферми–Бозе смесях (Миниобзор). Каган М.Ю., Аксенов С.В., Турлапов А.В., Ихсанов Р.Ш., Кугель К.И., Мазур Е.А., Кузнецов Е.А., Силкин В.М., Буровский Е.А. - 117/10/754
- 5.7.3 Обратный эффект Фарадея в сверхпроводниках с конечной щелью в спектре возбуждений. Путилов А.В., Миронов С.В., Мельников А.С., Беспалов А.А. - 117/11/832
- 5.7.4 Регистрация излучения, вызванного движением джозефсоновских вихрей в монокристалле $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ в высоких магнитных полях, непосредственно внутри образца. Веденеев С.И. - 118/2/125
- 5.7.5 Сравнение щелевой структуры сверхпроводящих пниктидов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ недо- и передопированного состава. Кузмичева Т.Е., Кузмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А. - 118/7/526
- 5.7.6 Влияние концентрации Gd на сверхпроводящие свойства в ВТСП лентах 2-го поколения. Дегтяренко П.Н., Садаков А.В., Овчаров А.В., Дегтяренко

- А.Ю., Гаврилкин С.Ю., Соболевский О.А., Цветков А.Ю., Массалимов Б.И. - 118/8/590
- 5.7.7 Неравновесные явления в планарных мезоскопических джозефсоновских SNS структурах на основе сверхпроводящего Nb. Лакунов И.С., Егоров С.В., Муханова Е.Д., Батов И.Е., Голикова Т.Е., Рязанов В.В. - 118/9/656
- 5.7.8 Джозефсоновская динамика при высоких прозрачностях: пределы заданного тока и заданного напряжения. Галактионов А.В., Заикин А.Д. - 118/9/671
- 5.7.9 Anatomy of the band structure of the newest apparent near-ambient superconductor $\text{LuH}_{3-x}\text{N}_x$. Pavlov N.S., Shein I.R., Pervakov K.S., Pudalov V.M., Nekrasov I.A. - 118/9/707
- 5.7.10 Синтез и сверхпроводящие свойства некоторых фаз полигидридов железа при высоких давлениях. Гаврилюк А.Г., Троян И.А., Стружкин В.В., Трунов Д.Н., Аксенов С.Н., Миронович А.А., Иванова А.Г., Любутич И.С. - 118/10/735
- 5.7.11 Экспериментальное исследование передаточной функции прототипа сверхпроводящего гаусс-нейрона. Ионин А.С., Карелина Л.Н., Шуравин Н.С., Сидельников М.С., Разоренов Ф.А., Егоров С.В., Больгинов В.В. - 118/10/761
- 5.7.12 Сенсор на нелинейной кинетической индуктивности. Водолазов Д.Ю. - 118/10/769
- 5.7.13 Nodal line topological superconducting state in quasi-one-dimensional $\text{A}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ ($\text{A} = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$) superconductors. Wang M., LiMing W., Zhou T. - 118/11/834
- 5.7.14 Reentrant proximity-induced superconductivity for GeTe semimetal. Esin V.D., Kazmin D.Yu., Barash Yu.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 118/11/846
- 5.7.15 Анизотропия критического тока и пиннинг вихрей Абрикосова в магнитном сверхпроводнике $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. Дегтяренко А.Ю., Власенко В.А., Кузьмичева Т.Е., Перваков К.С., Гаврилкин С.Ю., Цветков А.Ю., Кузьмичев С.А. - 118/11/848
- 5.7.16 О характере сверхпроводимости и топологических свойствах SnAs. Дмитриева К.А., Безотосный П.И., Пудалов В.М. - 118/12/915
- 5.8. Неоднородные, неупорядоченные и частично-упорядоченные системы**
- 5.8.1 Пространственные расстояния внутри скомканного полимера со случайными петлями. Славов Б., Полонников К. - 118/3/204
- 5.9. Низкоразмерные системы, поверхности, интерфейсы**
- 5.9.1 Интерференционный транспорт в двумерном топологическом изоляторе в CdHgTe квантовой яме. Рыжков М.С., Козлов Д.А., Худайбердиев Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н. - 117/1/50
- 5.9.2 Необычные состояния дробного квантового эффекта Холла в широкой квантовой яме. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Федоров И.Б., Уманский В., Смет Ю.Х. - 117/1/72
- 5.9.3 Adsorption of Na monolayer on graphene covered Pt(111) substrate. Gogina A.A., Tarasov A.V., Eryzhenkov A.V., Rybkin A.G., Shikin A.M., Filianina M., Klimovskikh I.I. - 117/2/145
- 5.9.4 Особенности электронного спектра при переходе из фазы аксионного изолятора в фазу квантового аномального эффекта Холла в тонкой пленке собственного антиферромагнитного топологического изолятора. Меньшов В.Н., Чулков Е.В. - 117/2/147
- 5.9.5 Плотность заряда и подвижность волн зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике NbS_3 . Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Никонов С.А., Майзлах А.А., Зайцев-Зотов С.В. - 117/2/158
- 5.9.6 Логарифмическая релаксация неравновесного состояния волны зарядовой плотности в соединениях TbTe_3 и HoTe_3 . Фролов А.В., Орлов А.П., Воропаев Д.М., Хадж-Аззем А., Синченко А.А., Монсо П. - 117/2/171
- 5.9.7 Влияние беспорядка на магнитотранспорт в полупроводниковом искусственном графене. Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Бакшеев Д.Г., Сушков О.П. - 117/3/228
- 5.9.8 Ванадий-содержащие планарные гетероструктуры на основе топологических изоляторов. Петров Е.К., Силкин И.В., Кузнецов В.М., Меньщикова Т.В., Чулков Е.В. - 117/3/235
- 5.9.9 Сканирование электронных состояний в квантовом точечном контакте с помощью асимметрично смещенных боковых затворов. Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К. - 117/4/299
- 5.9.10 Характер смешивания уровней Ландау и функция распределения электронов в режиме квантового эффекта Холла. Ваньков А.Б. - 117/5/356
- 5.9.11 Зонная структура двухслойного графена, интеркалированного атомами калия. Расчеты из первых принципов. Ахматов З.А., Ахматов З.А. - 117/5/363
- 5.9.12 Совместная интеркаляция ультратонких пленок Fe и Co под буферный слой графена на монокристалле $\text{SiC}(0001)$. Фильнов С.О., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Макарова Т.П., Королева А.В., Рыбкина А.А., Чумаков Р.Г., Лебедев А.М., Вилков О.Ю., Шикин А.М., Рыбкин А.Г. - 117/5/369
- 5.9.13 Effects of quantum recoil forces in resistive switching in memristors. Kharlanov O.G. - 117/5/387
- 5.9.14 Дуализм связи и оптоэлектронные свойства бис-

- лойных углеродных структур на основе фазы T12 и пента-графена. Токсумаков А.Н., Байдышев В.С., Квашнин Д.Г., Попов З.И. - 117/6/434
- 5.9.15 Измерение теплопроводности углеродных наностенок методом третьей гармоники. Чернодубов Д.А., Бондарева Ю.В., Шибалов М.В., Мумляков А.М., Жданов В.Л., Тархов М.А., Маслаков К.И., Суетин Н.В., Квашнин Д.Г., Евлашин С.А. - 117/6/443
- 5.9.16 Радиационное формирование межслоевых переминок в двухслойном графене. Подливаев А.И. - 117/6/456
- 5.9.17 Исследование спин-орбитального взаимодействия в гетеропереходах $\text{ZnO}/\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$ посредством спектроскопии спинового резонанса. Хисамеева А.Р., Щепетильников А.В., Дремин А.А., Кукушкин И.В. - 117/9/689
- 5.9.18 Энергетический спектр валентной зоны в квантовых ямах HgTe на пути от 2D к 3D топологическому изолятору. Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Алешкин В.Я. - 117/12/912
- 5.9.19 Гигантское пространственное перераспределение электронов в широкой квантовой яме, индуцированное квантующим магнитным полем. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Федоров И.Б., Уманский В., Смет Ю.Х. - 117/12/935
- 5.9.20 Плазменные возбуждения в SiGe/Si квантовых ямах. Хисамеева А.Р., Щепетильников А.В., Николаев Г.А., Лопатина С.А., Федотова Я.В., Кукушкин И.В. - 118/1/55
- 5.9.21 Спиновые состояния ионов кобальта в объеме и на поверхности LaCoO_3 по рентгеновским абсорбционным, эмиссионным и фотоэлектронным спектрам. Галахов В.Р., Удинцева М.С., Смирнов Д.А., Макарова А.А., Кюппер К. - 118/3/185
- 5.9.22 Влияние эффектов электронного конфайнмента на ширину запрещенной зоны почти моноатомных слоев EuS_2 . Екимов Е.А., Николаев С.Н., Кондрин М.В., Кривобок В.С. - 118/4/263
- 5.9.23 RT -симметричная фотопроводимость, стимулированная микроволновым излучением, в гетероструктурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Чмырь С.Н., Казаков А.С., Галеева А.В., Долженко Д.Е., Артамкин А.И., Иконников А.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. - 118/5/341
- 5.9.24 Корреляционная кулоновская щель при магнитотуннелировании между слоями графена. Ханин Ю.Н., Вдовин Е.Е., Морозов С.В., Новоселов К.С. - 118/6/438
- 5.9.25 В каком магнитном поле рождается краевой магнитоплазмон?. Муравьев В.М., Зарезин А.М., Гусихин П.А., Кукушкин И.В. - 118/6/445
- 5.9.26 Нелинейный оптический отклик возбужденной лафлиновской жидкости 1/3. Кулик Л.В., Журавлев А.С., Ларионов А.В., Ваньков А.Б., Загитова А.А., Кукушкин И.В., Уманский В. - 118/6/462
- 5.9.27 Сверточные нейронные сети для предсказания морфологических и нелинейно-оптических свойств тонких пленок квазидвумерных материалов. Попкова А.А., Федянин А.А. - 118/7/513
- 5.9.28 Первопринципные исследования адсорбции Li и Na на поверхности монослоя MgCl_2 . Устюжанина С.В., Кистанов А.А. - 118/9/683
- 5.9.29 Переход металл-диэлектрик и другие электронные свойства двухслойного АВ-графена на ферромагнитной подложке. Гобелко И.Е., Рожков А.В., Дресвянкин Д.Н. - 118/9/689
- 5.9.30 Связанные состояния короткодействующего дефекта на поверхности собственного антиферромагнитного топологического изолятора в неколлинеарной фазе. Меньшов В.Н., Чулков Е.В. - 118/11/836
- 5.9.31 Одновременное наблюдение циклотронного резонанса дырок и электронов в двойной квантовой яме $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ в условиях эффекта “оптического затвора”. Бовкун Л.С., Криштопенко С.С., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Тепл Ф., Орлита М., Гавриленко В.И., Иконников А.В. - 118/11/860
- 5.9.32 Межслоевая проводимость в углах Ямаджи в слоистых квазидвумерных проводниках в магнитном поле. Могилук Т.И., Гудин С.А., Григорьев П.Д. - 118/12/877
- 5.9.33 Взаимосвязь между электронными корреляциями, магнитным состоянием и структурным ограничением в сверхтонких пленках LaNiO_3 . Вамбольд Н.О., Сажаев Г.А., Леонов И.В. - 118/12/882
- 5.9.34 Магнитосопротивление двойной квантовой ямы $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ в параллельном магнитном поле. Якунин М.В., Алешкин В.Я., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. - 118/12/896
- 5.10. Одномерные и квазиодномерные системы, квантовые точки**
- 5.10.1 A method to reveal and investigate almost 2D Fermi surfaces in layered conductors: Universal resistivity in a parallel magnetic field. Lebed A.G. - 118/2/102
- 5.10.2 Эффекты памяти в магнитосопротивлении двухкомпонентных электронных систем. Денисов К.С., Барышников К.А., Алексеев П.С. - 118/2/110

- 5.10.3 Плазмоны в полосе с анизотропным двумерным электронным газом, сильно экранированным металлическим затвором. Родионов Д.А., Загороднев И.В. - 118/2/90
- 5.10.4 Температурная зависимость запрещенной зоны полностью фторированных/гидрированных углеродных нанотрубок: роль одномерных цепочек. Катков В.Л., Осипов В.А. - 118/10/748

6. Методы физических исследований

6.1. Методы теоретической физики

- 6.1.1 Многонитевая гипотеза о собственных значениях и симметрии Рака. Морозов Ан. - 117/3/242
- 6.1.2 Совместная система уравнений для супералгебры $gl(n|m)$ и интегрируемая модель Калоджеро–Мозера. Доценко Е. - 117/4/319
- 6.1.3 Gauge equivalence between $1 + 1$ rational Calogero–Moser field theory and higher rank Landau–Lifshitz equation. Atalikov K., Zotov A. - 117/8/632
- 6.1.4 Оператор Рунге–Ленца в импульсном пространстве. Ефимов С.П. - 117/9/712
- 6.1.5 Эффекты памяти в неравновесном критическом поведении двумерной XY-модели в низкотемпературной фазе Березинского. Попова А.П., Попов И.С., Чемерис С.П., Прудников В.В., Прудников П.В. - 117/12/943
- 6.1.6 рq-дуальность: набор примеров. Закирова З., Лунов В., Белобородов Н. - 118/2/131
- 6.1.7 Surface-electrode ion trap development. Abbasov T., Zibrov S., Sherstov I. - 118/3/212
- 6.1.8 Analog Sommerfeld law in quantum vacuum. Volovik G.E. - 118/4/280
- 6.1.9 Диффузионные моды двухзонных фермионов в условиях диссипативной динамики, сохраняющей число частиц. Люблинская А.А., Бурмистров И.С. - 118/7/538
- 6.1.10 Локальный квенч в технике Келдыша. Радовская А.А., Семенов А.Г. - 118/12/921

6.2. Методы экспериментальной физики

- 6.2.1 Meta-bolometer based on toroidal response. Cojocari M., Merenkov A., Kovalev F., Shitov S., Basharin A. - 118/5/367

7. Нелинейные явления

- 7.1 Туннельный механизм изменения направления движения пульсирующего рэтчета. Влияние температуры. Розенбаум В.М., Шапочкина И.В., Трахтенберг Л.И. - 118/5/369

8. Квантовая информатика

- 8.1 Квантовый алгоритм инвариантной оценки близости классических шифров к одноразовому блочному.

Молотков С.Н. - 117/1/80

- 8.2 Перенос секретных ключей в квантовой сети с доверенными промежуточными узлами и шифрованием блочным шифром. Молотков С.Н. - 117/6/470
- 8.3 Robust and fast quantum state transfer on superconducting circuits. Liu X.-Q., Liu J., Xue Z.-Y. - 117/11/865
- 8.4 Реализация протокола квантовой памяти на основе восстановления сигнала подавленного эха в ортогональной геометрии на телекоммуникационной длине волны. Миннегалиев М.М., Герасимов К.И., Моисеев С.А. - 117/11/867
- 8.5 MDI – Measurement Device Independent квантового распределения ключей. Кулик С.П., Молотков С.Н. - 118/1/62
- 8.6 Оптимизация ячеек адиабатических сверхпроводниковых логических устройств за счет использования джозефсоновских π -контактов. Хисматуллин Г.С., Кленов Н.В., Соловьев И.И. - 118/3/214
- 8.7 Эффективный гамильтониан топологически защищенного кубита в геликоидальном кристалле. Ниязов Р.А., Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю. - 118/5/376
- 8.8 Восстановление по требованию волновой формы мессбаэровского гамма-фотона посредством задержанной акустически индуцированной прозрачности. Хайрулин И.Р., Радионьчев Е.В. - 118/12/928
- 8.9 Tensor train optimization of parameterized quantum circuits. Paradezhenko G., Pervishko A., Yudin D. - 118/12/938

9. Биофизика

- 9.1 Обратное рассеяние инфракрасного излучения многослойной модельной биотканью. Жаворонков Ю.А., Ульянов С.В., Вальков А.Ю., Кузьмин В.Л. - 117/5/389
- 9.2 Теория функционала плотности, молекулярная динамика и AlteQ для исследования баймантуолоуамида А и баймантуолоуамида В и выявления потенциальных ингибиторов белков M^{Pro} – новой мишени для лечения SARS COVID-19. Гурушанкар К., Джеясилян С.К., Гришина М., Сисванто И., Тивар Р., Пуспанингсик Н.Н.Т. - 117/10/783
- 9.3 Использование флуоресцентного красителя для управления лазерным поглощением в фемтосекундной лазерной нанохирургии клеток. Мартirosян Д.Ю., Осыченко А.А., Залесский А.Д., Калинина О.Т., Точило У.А., Федотов Ю.А., Сырчина М.С., Надточенко В.А. - 117/11/876

- 9.4 Резонансы для явно решаемой модели ультразвукового рассеяния мембраной клетки. Попов И.Ю., Юрова Т.С. - 118/2/135
 - 9.5 Генерация второй гармоники как неинвазивный метод исследования молекулярных процессов на поверхности липидных мембран (Миниобзор). Еремчев М.Ю. - 118/4/282
 - 9.6 Пространственная модель организации хроматина в ядре биологической клетки по данным малоуглового рассеяния. Яшина Е.Г., Варфоломеева Е.Ю., Пантина Р.А., Байрамуков В.Ю., Ковалев Р.А., Федорова Н.Д., Пшеничный К.А., Горшкова Ю.Е., Григорьев С.В. - 118/10/776
- 10. Разное**
- 10.1 Interconnected evolution of epidemic and public vaccination opinion. Leonidov A.V., Vasilyev S.B., Vasilyeva E.E. - 117/1/89
 - 10.2 Dimensionless physics: Planck constant as an element of Minkowski metric. Volovik G.E. - 117/3/248
 - 10.3 Acoustic metric and Planck constants. Volovik G.E. - 117/7/556
 - 10.4 Emergent long-lived Zitterbewegung in Su–Schrieffer–Heeger lattice with third-nearest-neighbor hopping. Chen M.- N., Yu X.-J., Li Z. - 117/10/794
 - 10.5 Сила трения Казимира–Лифшица и кинетика радиационного теплообмена металлических пластин при относительном движении. Дедков Г.В. - 117/12/950
 - 10.6 К вопросу об электрической площади электромагнитного импульса. Богацкая А.В., Попов А.М. - 118/4/291
 - 10.7 Квазиклассическое квантование движения частицы в присутствии силы сопротивления, пропорциональной квадрату скорости. Сазонов С.В. - 118/4/297
 - 10.8 Комментарий к статье “К вопросу об электрической площади электромагнитного импульса” (Письма в ЖЭТФ 118(4), 291 (2023)). Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М., Пахомов А.В. - 118/8/620
- 12. Мультидисциплинарное**
- 12.1 Gravity through the prism of condensed matter physics. Volovik G.E. - 118/7/546

Содержание

Том 118, выпуск 11

Поля, частицы, ядра

- Узиков Ю.Н., Платонова М.Н. Эффект нарушения T -инвариантности в рассеянии поляризованных ядер ^3He на тензорно-поляризованных дейтронах 787

Оптика, лазерная физика

- Моритака С.С., Лебедев В.С. Обобщенная аналитическая модель описания спектров поглощения света линейными молекулярными агрегатами 794

- Румянцев Б.В., Жидовцев Н.А., Пушкин А.В., Лобушкин Е.А., Шулындин П.А., Сулейманова Д.З., Савельев-Трофимов А.Б., Потёмкин Ф.В. Высокочастотный сдвиг и расширение спектра генерации ТГц излучения до 10 ТГц в процессе оптического выпрямления мощного фемтосекундного малопериодного излучения накачки ближнего ИК диапазона в кристалле ВНА 802

Плазма, гидро- и газодинамика

- Клумов Б.А. О расслоении монослоя заряженных микрочастиц в параболическом удерживающем потенциале 810

- Маврин А.А., Демур А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С. Радиационные потери дейтронов, тритонов и альфа-частиц на ионах вольфрама в плазме токамаков-реакторов ITER и EU-Demo 816

Конденсированное состояние

- Зарипов Р.Б., Хайрутдинов И.Т. Запись двоичного кода микроволновыми импульсами на поперечной намагниченности радикала TCNE 826

- Wang M., Li Ming W., Zhou T. Nodal line topological superconducting state in quasi-one-dimensional $\text{A}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ (A=K,Rb,Cs) superconductors 834

- Меньшов В.Н., Чулков Е.В. Связанные состояния короткодействующего дефекта на поверхности собственного антиферромагнитного топологического изолятора в неколлинеарной фазе 836

- Esin V.D., Kazmin D.Yu., Barash Yu.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. Reentrant proximity-induced superconductivity for GeTe semimetal 846

- Дегтяренко А.Ю., Власенко В.А., Кузьмичева Т.Е., Перваков К.С., Гаврилкин С.Ю., Цветков А.Ю., Кузьмичев С.А. Анизотропия критического тока и пиннинг вихрей Абрикосова в магнитном сверхпроводнике $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ 848

- Никитин М.В., Покровский В.Я., Кай Д.А., Зыбцев С.Г. О принципиальном отличии воздействия электрических и механических колебаний на динамику волны зарядовой плотности 854

Бовкун Л.С., Криштопенко С.С., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Тепп Ф., Орлита М., Гавриленко В.И., Иконников А.В. Одновременное наблюдение циклотронного резонанса дырок и электронов в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe в условиях эффекта “оптического затвора”	860
---	-----

Содержание
Том 118, выпуск 12
Оптика, лазерная физика

Вайс О.Е., Лобок М.Г., Соловьев А.А., Миронов С.Ю., Хазанов Е.А., Быченков В.Ю. Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности	871
--	-----

Конденсированное состояние

Могилюк Т.И., Гудин С.А., Григорьев П.Д. Межслоевая проводимость в углах Ямаджи в слоистых квазидвумерных проводниках в магнитном поле	877
---	-----

Вамбольд Н.О., Сажаев Г.А., Леонов И.В. Взаимосвязь между электронными корреляциями, магнитным состоянием и структурным ограничением в сверхтонких пленках LaNiO_3	882
--	-----

Кочурин Е.А. Моделирование волновой турбулентности поверхности жидкости на основе метода динамических конформных преобразований	889
--	-----

Якунин М.В., Алешкин В.Я., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Магнитосопротивление двойной квантовой ямы $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ в параллельном магнитном поле	896
--	-----

Зверев В.Н., Абдуллаев Н.А., Алиев З.С., Амирасланов И.Р., Отроков М.М., Мамедов Н.Т., Чулков Е.В. Транспортные свойства семейства магнитных топологических изоляторов $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ ($m = 0, 1, \dots, 6$)	902
---	-----

Тимофеев В.Е., Барамыгина Ю.В., Аристов Д.Н. Топологический переход в спектре магнов-нов скирмионного кристалла	908
--	-----

Дмитриева К.А., Безотосный П.И., Пудалов В.М. О характере сверхпроводимости и топологических свойствах SnAs	915
---	-----

Методы теоретической физики

Радовская А.А., Семенов А.Г. Локальный квенч в технике Келдыша	921
---	-----

Квантовая информатика

Хайрулин И.Р., Радионычев Е.В. Восстановление по требованию волновой формы мессбауэровского гамма-фотона посредством задержанной акустически индуцированной прозрачности	928
--	-----

Paradezhenko G., Pervishko A., Yudin D. Tensor train optimization of parameterized quantum circuits	938
--	-----

Поздравление	940
---------------------------	-----

Авторский указатель томов 117-118 за 2023 г.	941
Предметный указатель томов 117-118 за 2023 г.	960