

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

том 111

Выпуск 5

10 марта 2020

*Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора

Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

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

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

© Российская академия наук, 2020

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

Скейлинговое поведение спектров протонов, дейтронов и тритонов, рождаемых с большими p_T в $p + A$ и $^{12}\text{C} + A$ взаимодействиях

Н. Н. Антонов⁺, А. А. Балдин*, В. А. Викторов⁺, А. С. Галоян*, В. А. Гапиенко⁺¹⁾, Г. С. Гапиенко⁺, В. Н. Гресь⁺, М. А. Илюшин⁺, А. Ф. Прудкогляд⁺, Д. С. Пряников⁺, В. А. Романовский⁺, А. А. Семак⁺, И. П. Солодовников⁺, В. И. Терехов⁺, М. Н. Уханов⁺, С. С. Шиманский*

⁺ Институт физики высоких энергий, НИЦ “Курчатовский институт”, 142281 Протвино, Россия

* Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 2019 г.

После переработки 23 января 2020 г.

Принята к публикации 23 января 2020 г.

В работе представлены первые данные по рождению легчайших ядерных фрагментов p , d , t с большими поперечными импульсами (p_T) под углом 40° (лаб. сист.) во взаимодействиях протонов с импульсом 50 ГэВ/с и ядер углерода с импульсом 20 АГэВ/с с ядерными мишенями. Показана возможность единого описания $p + A$ и $C + A$ данных на основе скейлингового подхода, что, возможно, является свидетельством единого механизма образования ядерных фрагментов с большими p_T в этих реакциях. Результаты получены в эксперименте СПИН (ИФВЭ, Протвино).

DOI: 10.31857/S0370274X2005001X

В настоящей работе продолжено проводимое экспериментом СПИН исследование особенностей образования кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами. Под кумулятивными частицами, рожденными в столкновении двух объектов, из которых, по крайней мере, один является ядром, понимают частицы с кинематическими параметрами, запрещенными для взаимодействий со свободными нуклонами. Исследование рождения кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами является одним из путей получения информации о свойствах ядерной материи при передаче ей больших величин энергии и импульса.

В работах [1–4] можно найти детали эксперимента, там же представлены данные по регистрации кумулятивных частиц с $p_T > 2 \text{ ГэВ/с}$, образуемых под углом 35° (лаб. сист.) в p_A взаимодействиях при импульсе пучка 50 ГэВ/с . Анализ особенностей образования кумулятивных частиц позволил сделать вывод [3, 4] о наблюдении прямого выбивания из ядра дейтронов и тритонов в исследуемой нами кинематической области, что является указанием на существование в ядрах холодной плотной многонуклонной (многокварковой) компоненты.

В этой работе представлены данные по образованию легчайших ядерных фрагментов (p , d , t) в $p + A$ и $C + A$ столкновениях. Частицы, вылетающие из ми-

шени, регистрировались под углом 40° (лаб. сист.). Импульс пучка протонов был 50 ГэВ/с , а у пучка углерода импульс был 20 АГэВ/с . При работе с протонным пучком были набраны данные по рождению частиц на четырех мишенях C , Al , Cu и W . При работе с углеродным пучком использовались две мишени C и W , поэтому для сравнительного анализа $p + A$ и $C + A$ взаимодействий в этой работе используются только данные, набранные с углеродной и вольфрамовой мишенями. Большим преимуществом проводимого сравнения является то, что данные по $p + A$ и $C + A$ взаимодействиям получены на одной установке при близких экспериментальных условиях.

На рисунке 1 приведены спектры p , d и t частиц, вылетающих под углом 40° в $p + C$, $p + W$, $C + C$ и $C + W$ взаимодействиях. Максимальное значение поперечного импульса частиц составляет $p_T \approx 2.7 \text{ ГэВ/с}$. Вертикальными линиями на рис. 1 показаны пределы для упругого нуклон-нуклонного рассеяния под углом 40° . Как видно из рис. 1, спектры частиц измерены как в предкумулятивной, так и в кумулятивной областях кинематики. Характерным для всех 4-х наборов данных являются растущие с ростом импульса относительные выходы дейтронов и тритонов, что может свидетельствовать о едином механизме рождения протонов и легких ядерных фрагментов в этих реакциях.

Для проведения сравнительного анализа $p + A$ и $C + A$ реакций, которые различаются по энер-

¹⁾ e-mail: Vladimir.Gapienko@ihep.ru

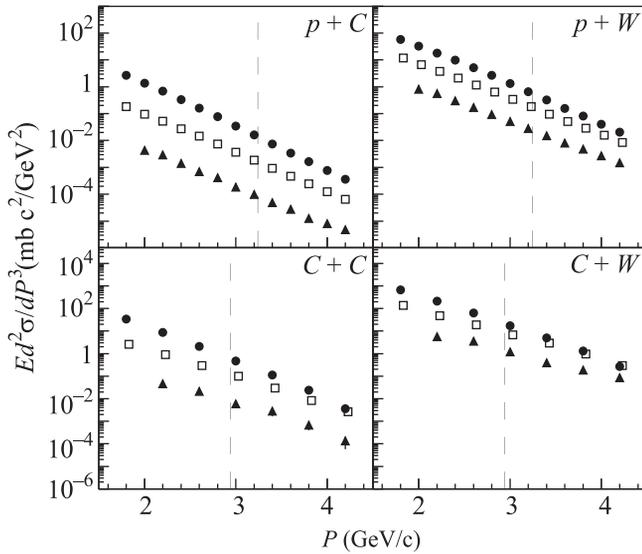


Рис. 1. Спектры протонов (кружки), дейтронов (прямоугольники) и тритонов (треугольники) в четырех разных взаимодействиях. Вертикальные линии соответствуют кинематическому пределу упругого нуклон-нуклонного рассеяния на 40°

гии и типу налетающего пучка, можно использовать скейлинговый подход, предложенный в работах [5, 6]. В этом подходе образование частицы с большими p_T рассматривается как продукт жесткого квазибинарного процесса, в котором участвуют компоненты, несущие доли X_1 и X_2 , от четырех-импульсов P_1 и P_2 соответственно налетающей частицы и мишени. Для определения величин X_1 и X_2 используется дополнительное условие – требуется, чтобы инвариантная энергия квазибинарной реакции была минимальной. Для описания поведения инклюзивных спектров в работе [6] была введена безразмерная скейлинговая переменная $\Pi = \sqrt{S_{\min}}/2m_N$, где S_{\min} – это минимальная энергия квазибинарной реакции, при которой возможен данный инклюзивный процесс, а m_N – масса нуклона. Анализ большого набора экспериментальных данных по рождению частиц в кумулятивной и подпороговой областях показал [6, 7], что инвариантные сечения рождения частиц в столкновении ядер $A_1 + A_2$ могут быть описаны зависимостью

$$f_{A_1+A_2} = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 \cdot A_1^{\alpha(X_1)} \cdot A_2^{\alpha(X_2)} \cdot \exp(-\Pi/C_2), \quad (1)$$

где A_1 и A_2 – атомные массы сталкивающихся ядер, C_1 и C_2 – константы, $\alpha(X)$ – функция от X_1 или X_2 . Предполагается, что вид функции $\alpha(X)$ для A_1 такой же, как и для A_2 .

Если удастся описать показанные на рис. 1 спектры p , d и t частиц с помощью выражения (1) при

одном и том же параметре наклона C_2 и при одной и той же A -зависимости, то это может быть свидетельством в пользу тождественности механизма рождения частиц с большими p_T в $p + A$ и $C + A$ столкновениях.

В [6, 7] предлагаются несколько разные виды функции $\alpha(X)$. Для уточнения A -зависимости применительно к нашим данным были использованы спектры протонов, рожденных под углом 40° в $p + A$ взаимодействиях с четырьмя ядерными мишенями C, Al, Cu и W. Эти экспериментальные спектры приведены на рис. 2 в виде точек. Для каждого значения импульса рассчитывалось X_1 и X_2 , затем определялись значения C_1 , C_2 и вид функции $\alpha(X_2)$, при которых достигалось наилучшее описание экспериментальных данных. Кривые на рисунке являются результатом расчета по (1) после нахождения оптимальных параметров. Наилучшее описание данных достигается, если брать $\alpha(X_2)$ в виде $(k + X_2)/3$, где $k = 2.40$. Это значение близко к величине $k = 2.45 \pm 0.05$, полученной нами ранее [2] для рождения π -мезонов под углом 35° (лаб. сист.) в pA взаимодействиях при импульсе 50 ГэВ/с с использованием этих же мишеней. Безразмерный параметр наклона C_2 для данных на рис. 2 равен 0.172 ± 0.003 , параметр C_1 , задающий размерность сечений, равен $546 \pm 18 \text{ мбарн} \cdot \text{с}^3/\text{ГэВ}^2$.

В случае $p + A$ взаимодействий отношение инклюзивных сечений рождения какой-либо частицы на разных мишенях, после умножения на обратную A -зависимость должно быть, согласно (1), единицей:

$$R = \frac{f_{p+A_{2a}}}{f_{p+A_{2b}}} \times \left(\frac{A_{2b}}{A_{2a}} \right)^{\alpha(X_2)} = 1. \quad (2)$$

Здесь A_{2a} и A_{2b} – атомные массы ядер двух разных мишеней. На рисунке 3 в виде точек представлены значения R , полученные из отношения сечений рождения протонов во взаимодействиях протонов с вольфрамом и с углеродом. Ширина серой полосы в нижней части рис. 3 отражает возможный уровень систематической ошибки в определении R . Эта ошибка была оценена из сравнения отношения спектров, измеренных в эксперименте в разные годы. В пределах предполагаемой точности измерений полученные величины R согласуются с соотношением (2). Для сравнения, отношение R для спектров протонов из $p + W$ и $p + C$ событий, смоделированных с помощью Fritiof струнной фрагментационной модели (представлена в Geant4 как базовый FTFP генератор [8]), приведено на рис. 3 в виде кривой. Видно, что отношение смоделированных спектров не соответствуют (2).

Таблица 1. Значения параметра C_1

Процесс	$p + A \rightarrow p + X$	$p + A \rightarrow d + X$	$p + A \rightarrow t + X$	$C + A \rightarrow p + x$	$C + A \rightarrow d + x$	$C + A \rightarrow t + x$
C_1 , мбарн · с ³ /ГэВ ²	546 ± 18	185 ± 15	56 ± 13	828 ± 35	367 ± 10	149 ± 17

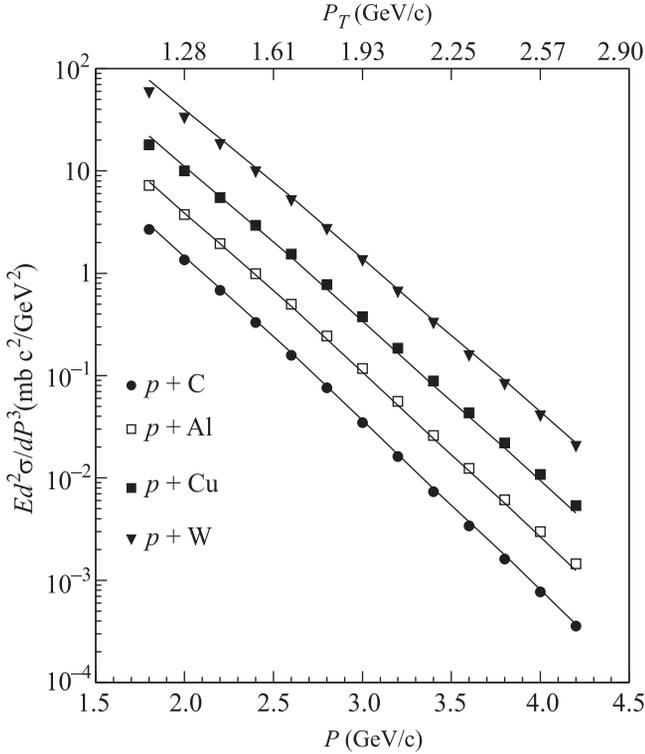


Рис. 2. Точки – измеренные инвариантные сечения рождения протонов под углом 40° во взаимодействиях 50 ГэВ/с протонов с C, Al, Cu и W мишенями. Кривые – результат расчета по (1). На верхней горизонтальной шкале указаны значения поперечного импульса

Рисунки 2 и 3 показывают, что рождение протонов в $p + A$ взаимодействиях происходит в соответствии с предлагаемой в (1) формой зависимости от ядра в виде $A_2^{\alpha(X_2)}$ и при одном и том же параметре наклона C_2 . Возникает вопрос, а насколько хорошо описываются параметризацией (1) другие приведенные на рис. 1 спектры. Согласно (1), если инклюзивное сечение поделить на $(A_1^{\alpha(X_1)} \cdot A_2^{\alpha(X_2)})$, то должна получаться экспоненциальная функция $\exp(-\Pi/C_2)$. На рисунке 4 для спектров p, d, t частиц из $p + A$ и $C + A$ взаимодействий представлены распределения по безразмерной величине

$$g(\Pi) = E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} / (C_1 \cdot A_1^{\alpha(X_1)} \cdot A_2^{\alpha(X_2)}).$$

При расчете $g(\Pi)$ во всех случаях бралось $\alpha(X) = (2.4 + X)/3$. Отметим, что для $p + A$ взаимодействий $A_1^{\alpha(X_1)} = 1$. Константы C_1 , задающие размерности

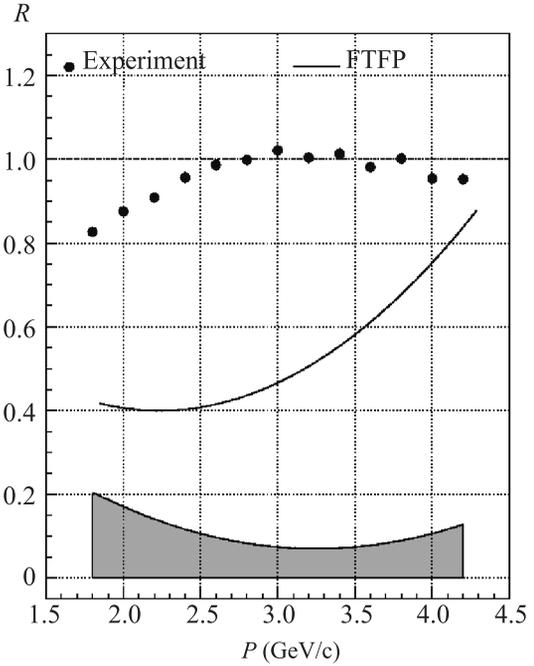


Рис. 3. Величины R , вычисленные для экспериментальных данных (точки) и для смоделированных по FTFP алгоритму [8] (кривая). Ширина серой полосы внизу рисунка отражает уровень возможной систематической погрешности в измерении величины R

сечений, находились заранее при подгонке выражения (1) к экспериментальным данным. Значения C_1 приведены в табл. 1. Пунктирная прямая на всех квадрантах рис. 4 описывает функцию $\exp(-\Pi/C_2)$ при значении $C_2 = 0.172$. Рисунок 4 демонстрирует схожесть в поведении $g(\Pi)$ для всех частиц и для всех взаимодействий. Параметризация (1) справедлива, только если отсутствует вторичное перерассеяние продуктов квазибинарной реакции на нуклонах ядра. Хотя в работе [2] было показано ослабление влияния ядра на спектры кумулятивных частиц при больших p_T , полностью исключить это влияние нельзя. Возможно, последнее является причиной наблюдаемого на рис. 4 разброса точек относительно пунктирной прямой.

Основные выводы. Приведены новые данные по рождению под углом 40° p, d, t частиц с $p_T > 1$ ГэВ/с в столкновениях протонов и ионов углерода с углеродной и вольфрамовой мишенями. Во всех случаях с ростом импульса наблюдается рост

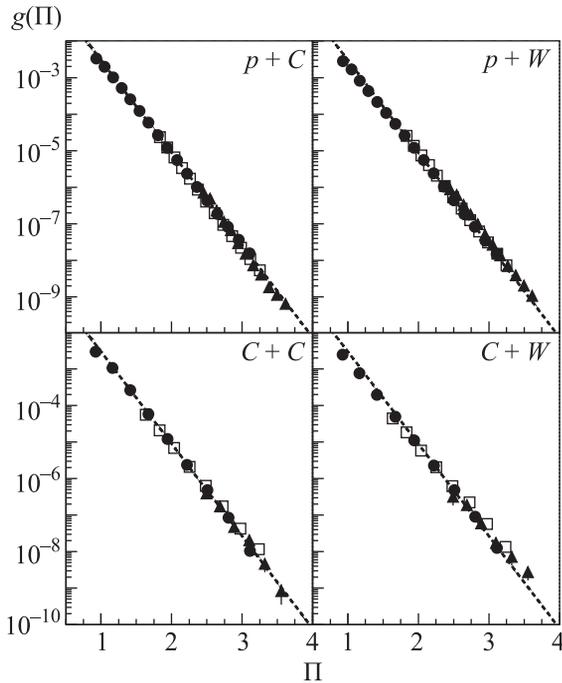


Рис. 4. Экспоненциальная зависимость сечений от Π . Кружки – протоны, квадраты – дейтроны, треугольники – тритоны. Диагональными пунктирными линиями показана функция $\exp(-\Pi/0.172)$

относительного выхода дейтронов и тритонов. В кумулятивной области в $C + A$ взаимодействиях выход дейтронов при больших p_T становится сопоставимым с выходом протонов.

Спектры p, d, t частиц с большими p_T в $p + A$ и $C + A$ процессах можно описать выражением (1) с одной и той же формой зависимости от массы участвующих в столкновении ядер и при схожих параметрах наклона C_2 . Поскольку параметризация (1) призвана описать рождение частиц через жесткие квазиби-

нарные столкновения, то хорошее согласие эксперимента с этой параметризацией можно рассматривать как подтверждение сделанного нами ранее заключения [3, 4] о наблюдении прямого выбивания из ядра дейтронов и тритонов в кумулятивных процессах с большими p_T .

Авторы признательны руководству НИЦ “Курчатовский Институт” – ИФВЭ за поддержку данного исследования, персоналу отделения ускорителя и отделения пучков за эффективную работу У70 и 8-го канала.

Авторы благодарят также А.Т.Головина за неоценимую техническую поддержку при подготовке установки СПИН к проведению измерений.

1. В. В. Аммосов, Н. Н. Антонов, А. А. Балдин и др. (эксперимент СПИН), ЯФ **76**(10), 1275 (2013).
2. В. В. Аммосов, Н. Н. Антонов, В. А. Викторов и др. (эксперимент СПИН), Ядерная физика и инжиниринг **4**(9–10), 773 (2013).
3. Н. Н. Антонов, В. А. Викторов, В. А. Гапиенко и др. (эксперимент СПИН), Письма ЖЭТФ **101**(10), 746 (2015).
4. Н. Н. Антонов, А. А. Балдин, В. А. Викторов и др. (эксперимент СПИН), Письма ЖЭТФ **104**(10), 678 (2016).
5. В. С. Ставинский, Краткие сообщения ОИЯИ **18**, 5 (1986).
6. А. А. Балдин, Краткие сообщения ОИЯИ **3**(54), 27 (1992).
7. А. А. Балдин, Е. Н. Кладницкая, О. В. Рогачевский, Краткие сообщения ОИЯИ **2**(94), 20 (1999).
8. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et al. (Geant4 Collaboration), Nuclear Instruments and Methods A **835**, 186 (2016).

Квазичеренковский механизм излучения релятивистских электронов, пролетающих вблизи многослойной призматической мишени

Г. А. Науменко¹⁾, А. П. Потылицын, М. В. Шевелев, Д. А. Шкитов, К. Е. Попов, А. В. Вуколов

Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 31 декабря 2019 г.

После переработки 11 февраля 2020 г.

Принята к публикации 12 февраля 2020 г.

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований угловых характеристик излучения в миллиметровом диапазоне длин волн, генерируемого пучком электронов с энергией 6.1 МэВ, пролетающих вблизи многослойной призматической мишени, состоящей из проводящих пластин, разделенных вакуумными промежутками, а также вблизи однородной тefлоновой призмы. Мы провели сравнение угловых распределений излучения для обоих радиаторов и показали, что для тefлоновой призмы угловое распределение хорошо согласуется с классической теорией излучения Вавилова–Черенкова, тогда как для многослойной мишени эволюция угловых распределений не подчиняется известным выражениям с фиксированным значением эффективного показателя преломления. Мы предполагаем, что излучение от многослойной мишени (квазичеренковское излучение) должно описываться тензорным показателем преломления.

DOI: 10.31857/S0370274X20050021

Излучение Вавилова–Черенкова (ИВЧ), возникающее при прохождении заряда через прозрачную среду со скоростью $v = \beta c$, превышающей скорость света в вакууме c/n (n – показатель преломления), широко используется в физике высоких энергий, ядерной физике, физике ускорителей для идентификации элементарных частиц и ядер [1–3], для диагностики пучков ускоренных заряженных частиц [4, 5]. Еще одно перспективное направление применения – создание интенсивных источников электромагнитного излучения [6, 7]. Следует отметить, что область применения и использования ИВЧ ограничена тем, что заряд проходит через среду. В ряде случаев этот факт приводит к снижению точности измерений и ухудшает характеристики диагностируемого пучка.

В последние годы у исследователей возрос интерес к ИВЧ, которое генерируется зарядом, пролетающим вблизи оптической неоднородности в вакууме на расстоянии $h \leq \gamma\lambda/2\pi$ (γ – Лоренц-фактор, λ – длина волны испускаемого излучения) [8, 9]. В некоторых работах (например, [10]) рассматриваемое излучение получило название “черенковское дифракционное излучение” (*Cherenkov Diffraction Radiation*). Ясно, что в этом случае влияние радиатора на траекторию движущихся зарядов сводится к минимуму, что расши-

ряет арсенал средств, применяемых для диагностики пучков.

В работе [11] авторы предложили использовать в качестве источника электромагнитного излучения радиатор в виде конуса, собранного из периодического набора фольг с изменяющимся диаметром при пропускании короткого электронного сгустка вдоль оси конуса. Когерентное переходное излучение (КПИ), возникающее при пересечении сгустком каждой фольги и распространяющееся между соседними фольгами, на выходе из радиатора в вакуум распространяется под углом θ_1 (рис. 1а) относительно импульса электрона аналогично конусу ИВЧ.

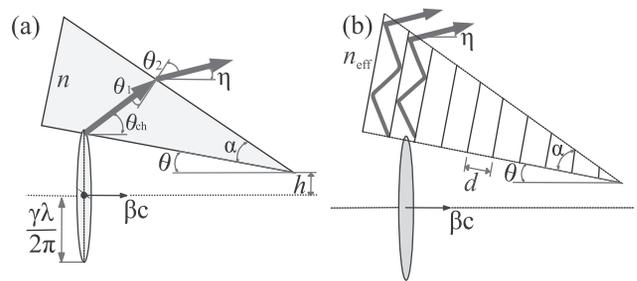


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Тefлоновая призма, $n = 1.41$, высота $H = 74$ мм, длина катета $L = 175$ мм, $\alpha = 45^\circ$, $h = 15$ мм; (б) – многослойная призма, $H = 85$ мм, $L = 185$ мм, $d = 26.5$ мм, $\alpha = 38^\circ$, $h = 15$ мм

¹⁾e-mail: naumenko@tpu.ru

Авторы работы [11] рассмотрели распространение КПИ в радиаторе как распространение волны в среде с показателем преломления n_{eff} и получили формулу для вакуумного угла η_{vac} (между волновым вектором и осью конуса):

$$\cos(\eta_{\text{vac}} + \alpha) = \cos \alpha - n \cdot \sin \alpha. \quad (1)$$

В выражении (1) угол α – угол при вершине конического радиатора.

Подобную периодическую структуру, состоящую из набора фольг в ряде работ определяют как “одномерный фотонный кристалл” [12, 13]. Существует несколько определений фотонных кристаллов [14–17]. Генерация субмиллиметрового излучения, возбуждаемого в одномерном фотонном кристалле, рассматривалась, например, в работе [13]. На наш взгляд выделение этих структур в отдельный класс “Фотонных кристаллов” является несколько искусственным и надуманным.

В работе [18] авторы рассматривали периодическую структуру из набора фольг с заполнением зазора диэлектриком и показали, что эффективный показатель преломления такой структуры n_{eff} (величина, определяющая преломление излучения на границах этих структур) определяется периодом структуры и типом диэлектрика с показателем преломления n . Варьируя эти параметры как исходные, можно изменять величину n_{eff} в широких пределах и, соответственно, угол генерации ИВЧ, которое авторы называют квазичеренковским (*quasicherenkov*):

$$\eta_{\text{qch}} = \arccos(1/\beta n_{\text{eff}}). \quad (2)$$

Для вывода излучения в вакуум необходимо подбирать геометрию радиатора. Так, например, в эксперименте [19] в качестве радиатора, в котором генерируется ИВЧ, использовалась тефлоновая наклонная призма.

Для такой мишени (см. геометрию и обозначения на рис. 1а) угол θ_{ch} между волновым вектором ИВЧ в материале радиатора и импульсом электрона для наклонной входной поверхности радиатора (см. рис. 1а) находится, например, из построения Гюйгенса [9]:

$$\theta_{\text{ch}} = \arccos\left(\frac{\cos \theta}{\beta n}\right) - \theta. \quad (3)$$

Из закона Снеллиуса

$$\sin \theta_2 = n \cdot \sin \theta_1 \quad (4)$$

можно найти угол выхода ИВЧ в вакуум θ_2 (относительно нормали к выходной грани). Из геометрии

ческих построений для углов θ_1, θ_2, η можно легко получить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \pi/2 - \theta_{\text{ch}} - \alpha - \theta, \\ \eta &= \pi/2 - \theta_2 - \alpha - \theta, \end{aligned} \quad (5)$$

где угол θ_{ch} определяется формулой (3), угол θ_1 – угол ИВЧ в диэлектрике (относительно нормали к выходной грани), через угол η обозначен угол выхода ИВЧ в вакуум относительно импульса начального электрона. Используя формулы (3), (4), (5) после ряда тригонометрических преобразований, можно получить:

$$\eta = \arccos\left(n \cdot \sin\left(\arcsin\left(\frac{\cos \theta}{n \cdot \beta}\right) - \alpha\right)\right) - \alpha - \theta. \quad (6)$$

Для параллельного пролета ($\theta = 0$) из формулы (6) получаем

$$\eta = \arccos\left[\frac{\cos \alpha}{\beta} - \sin(\alpha) \sqrt{n^2 - 1/\beta^2}\right] - \alpha,$$

что согласуется с выражением (1) для $n \gg 1$ при $\beta \approx 1$.

Для случая периодической структуры, подобной предлагаемой в работе [11], целесообразно провести экспериментальное исследование зависимости n_{eff} от параметров и геометрии мишени. Для этого удобно использовать треугольную призму, состоящую по аналогии с [11] из параллельных проводящих пластин, помещенную вблизи пучка релятивистских электронов.

Эксперименты проводились на выведенном пучке микротрона Томского политехнического университета с параметрами, указанными в табл. 1.

Таблица 1. Параметры выведенного пучка релятивистских электронов

Энергия электронов	$E = 6.1 \text{ МэВ}$
Лоренц-фактор	$\gamma = 12$
Длительность макроимпульса	$\approx 4 \text{ нс}$
Частота макроимпульсов	$1 \sim 10 \text{ Гц}$
Длина электронного сгустка	$\sigma_z = 2.4 \text{ мм}$
Количество электронов в сгустке	$N_e \approx 10^8$
Число сгустков в макроимпульсе	$N_b \approx 10^4$
Расстояние между сгустками	$\Lambda = 114 \text{ мм}$
Частота ВЧ поля	$\nu_{RF} = 2.63 \text{ ГГц}$
Поперечное сечение пучка	$4 \times 2 \text{ мм}$
Угловая расходимость пучка	0.08 рад

Угловые характеристики ИВЧ от тефлоновой призмы ($n = 1.41$) с параметрами, приведенными

на рис. 1, измерялись при повороте призмы вокруг вершины на угол θ при сохранении неизменным прицельного параметра h .

Для исследования характеристик излучения от одномерных структур мы использовали многослойную призматическую мишень с параметрами, указанными в подписи к рис. 1b. Толщина и материал пластин ($\Delta d = 1$ мм, медь) выбирались из технологических соображений. Расстояние от выводного патрубка до края мишеней соответствовало 300 мм. В качестве детектора излучения использовался широкополосный детектор DPMM [19, 20], чувствительный к излучению с длинами волн $\lambda = 5 \div 50$ мм. Детектор размещался в фокусе параболического зеркала (фокусное расстояние $f = 145$ мм, см. рис. 2), что позволяло регистрировать излучение в так называемой “дальней зоне” с угловым разрешением $\Delta\eta = 4^\circ$ [21].

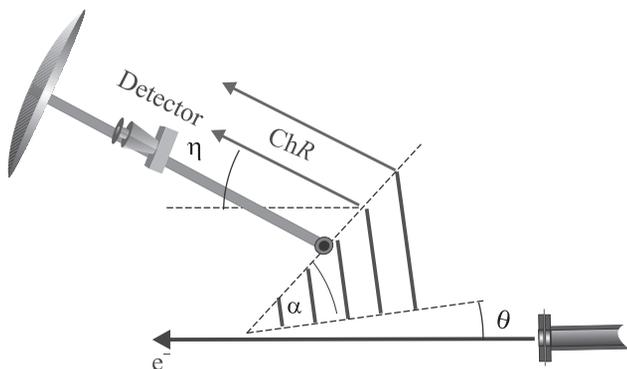


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема измерения угловых распределений интенсивности излучения от призматической мишени

Для электронных сгустков такой длительности излучение в области длин волн $\lambda > 9$ мм становится когерентным, интенсивность которого пропорциональна N_e^2 .

В измерениях мы меняли угол наблюдения η при вращении параболического зеркала вокруг оси, совпадающей с центром выходной грани мишени.

На рисунке 3 приведена эволюция углового распределения ИВЧ от тефлоновой мишени при изменении угла наклона призмы θ . Статистическая ошибка измерений в каждой точке не превышает 4%. Зависимость измеренного угла η_{ch}^{exp} , соответствующего максимальным значениям распределений, представленных на рис. 3, приведена в табл. 2 и на рис. 4. Здесь же показана теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (6). В этой же таблице приводятся теоретические оценки η_{ch}^{est} этого угла по формуле (6).

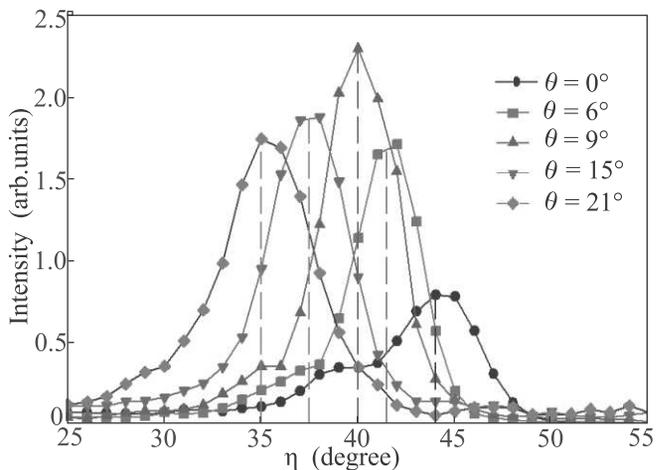


Рис. 3. (Цветной онлайн) Угловые распределения от тефлоновой призмы при различных углах θ ее поворота

Ошибки положения пиков на рис. 4 получены при аппроксимации вершин пиков гауссианом.

Таблица 2. Сравнение экспериментальных углов с теорией для тефлоновой мишени

θ	η_{ch}^{exp}	η_{ch}^{est}
0°	44.3°	44.7°
6°	41.5°	39.2°
9°	40°	36.8°
15°	37.5°	32.5°
21°	35°	29°

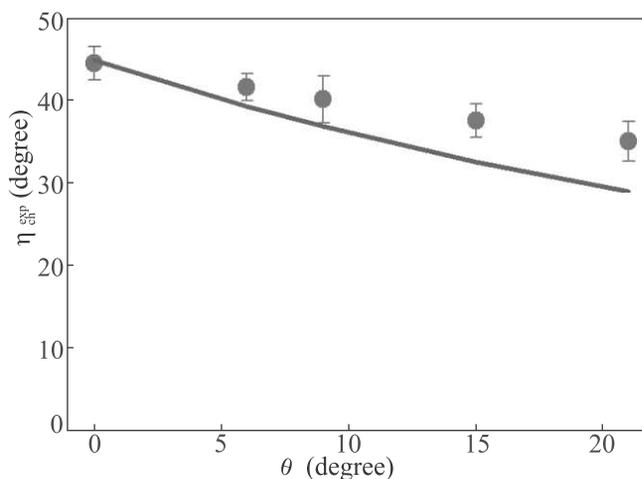


Рис. 4. (Цветной онлайн) Углы η_{ch}^{exp} в максимумах угловых распределений (см. рис. 3) при разных углах поворота мишени. Сплошная линия – теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (6)

Расхождение оценок по формуле (6) с экспериментальными данными мы связываем с вкладом ди-

фракционного излучения, возникающего при взаимодействии кулоновского поля электронов с основанием призмы (см. рис. 1а) и дальнейшим его переотражением и интерференцией с полем ИВЧ в материале радиатора.

На рисунке 5 приведены измеренные угловые распределения для многослойной призматической мишени.

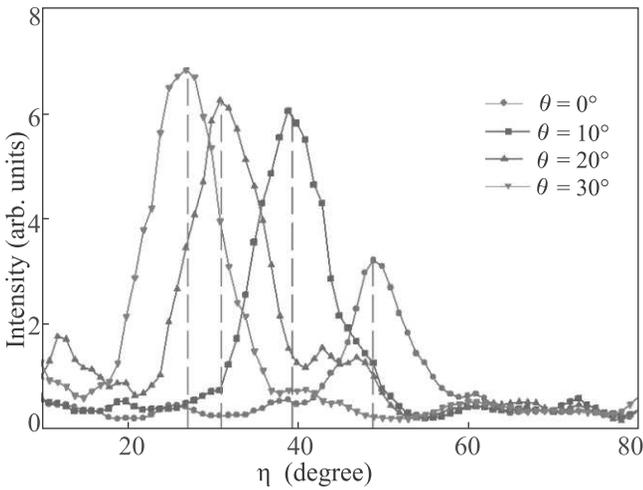


Рис. 5. (Цветной онлайн) Угловые распределения от многослойной мишени при различной ее ориентации θ

В таблице 3 приведены значения углов η_{ch}^{exp} в зависимости от угла поворота призмы θ и эффективные показатели преломления, посчитанные по формуле (6).

Таблица 3. Значение эффективного показателя преломления для многослойной мишени

θ	η_{ch}^{exp}	n_{eff}
0°	49°	1.49
10°	39.5°	1.47
20°	31.2°	1.44
30°	27.3°	1.45

Как и в случае диэлектрической призмы, наблюдается уменьшение угла для максимума η_{ch}^{exp} при повороте призмы. Однако зависимость между η_{ch}^{exp} и θ не описывается выражением (6) для фиксированного значения n_{eff} . Значение эффективного показателя преломления n_{eff} , “связывающего” углы η_{ch}^{exp} и θ , приведены в табл. 3.

Для рассматриваемого слоистого призматического радиатора коэффициент преломления n_{eff} не является константой и зависит от угла поворота призмы θ . Заметим, что вклад дифракционного излучения, возникающего при взаимодействии кулоновского по-

ля электронов с основанием призмы (см. рис. 1б) в этой мишени отсутствует.

Мы предполагаем, что величина n_{eff} не является скалярной величиной, а носит тензорный характер.

В работе [18] утверждалось, что механизм резонансного переходного излучения можно рассматривать как квазичеренковский механизм. Как отмечалось выше, авторы статьи [11] предложили слоистый конический радиатор для генерации ТГц излучения при использовании механизма резонансного переходного излучения. По оценкам, приведенным в этой работе, интенсивность квазичеренковского излучения из конической слоистой мишени может существенно превышать интенсивность ИВЧ для диэлектрического радиатора. В работе [22] была предложена геометрия радиатора на основе метаматериала, позволяющего генерировать “нерасходящийся” (*nondivergent*) пучок. В отличие от этих работ, в которых использовался средний эффективный показатель преломления, в нашей работе показана зависимость показателя преломления от геометрии мишени.

По результатам исследований мы предлагаем использовать для генерации квазичеренковского излучения механизм резонансного дифракционного излучения [23]. Радиатор, так же как и в [11], является коническим с осевым вакуумным каналом для пропускания электронного пучка.

В предлагаемой геометрии радиатора (рис. 6) электронный пучок теряет энергию только на излучение, а ионизационные потери отсутствуют. Кроме того, периодическая структура радиатора будет приводить к монохроматизации спектра квазичеренковского излучения.

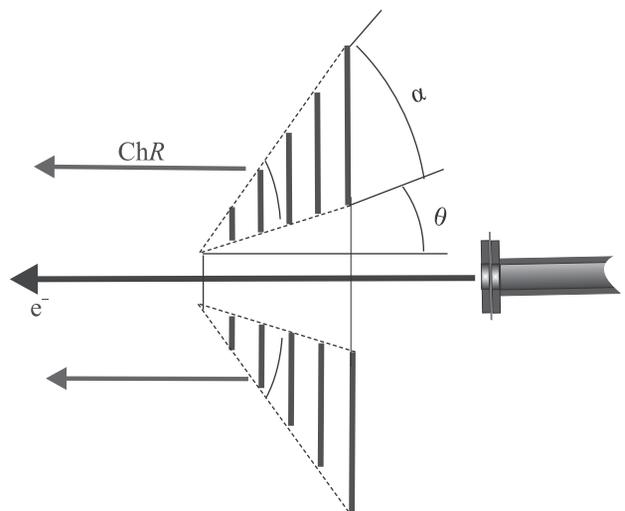


Рис. 6. (Цветной онлайн) Геометрия излучения от многослойной конической мишени

Результаты исследований спектрального состава излучения от призматической слоистой мишени будут опубликованы в следующей статье.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 18-52-50002).

Авторы признательны Н. А. Винокурову за полезную дискуссию.

1. Дж. Джелли, *Черенковское излучение и его применение*, Изд-во иностр. лит., М. (1960).
2. В. П. Зрелов, *Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий*, Атомиздат, М. (1968).
3. T. Ypsilantis and J. Seguinot, Nucl. Instr. and Meth. A **343**, 30 (1994).
4. A. M. Cook, R. Tikhoplav, S. Y. Tochitsky, G. Travish, O. B. Williams, and J. B. Rosenzweig, Phys. Rev. Lett. **103**, 095003 (2009).
5. K. Kan, T. Kondoh, T. Kozawa, K. Norizawa, A. Ogata, J. Yang, and Y. Yoshida, *Bunch length measurement using coherent Cherenkov radiation*, in *Proceedings of the 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators DIPAC-2011, TUPD30, Hamburg, Germany, May 16–18* (2011).
6. N. Sei and T. Takahashi, Sci. Rep. **7**, 17440 (2017).
7. A. V. Smirnov, Nucl. Instr. and Meth. A **771**, 147 (2015).
8. T. Takahashi, Y. Shibata, K. Ishi, M. Ikezawa, M. Oyamada, and Y. Kondo, Phys. Rev. E **62**, 8606 (2000).
9. M. V. Shevelev and A. S. Kon'kov, J. Exp. Theor. Phys. **118**, 501 (2014).
10. R. Kieffer, L. Bartnik, M. Bergamaschi et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**(5), 054802 (2018).
11. N. A. Vinokurov and Y. U. Jeong, Phys. Rev. Lett. **110**, 064805 (2013).
12. Ch. Luo, M. Ibanescu, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, Science **299**, 368 (2003).
13. L. Vovchenko, O. Lozitsky, Ig. Sagalianovv, L. Y. Matzui, V. V. Oliynyk, and V. L. Launets, Nanoscale Res. Lett. **12**, 269 (2017).
14. H. Benisty, V. Berger, M.-J. Gerard, D. Maystre, and A. Tchelnokov, *Photonic Crystals*, Springer, Belin (2005).
15. Е. Л. Ивченко, А. Н. Поддубный, ФТТ **48**(3), 540 (2006).
16. В. А. Кособукин, *Окно в Микромир*, Физико технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН **4**, 4 (2002).
17. В. Г. Федотов, А. В. Селькин, Наносистемы: физика, химия, математика **2**(1), 109 (2011).
18. X. Lin, S. Easo, Y. Shen, H. Chen, B. Zhang, J. D. Joannopoulos, M. Soljai, and I. Kaminer, Nature Phys. **18**, 816 (2018).
19. G. A. Naumenko, A. P. Potylitsyn, M. V. Shevelev, and Yu. A. Popov, JETP Lett. **94**(4), 258 (2011).
20. G. A. Naumenko, A. P. Potylitsyn, P. V. Karataev, M. A. Shipulya, and V. V. Bleko, JETP Lett. **106**(2), 127 (2017).
21. B. N. Kalinin, G. A. Naumenko, A. P. Potylitsyn, G. A. Saruev, L. G. Sukhikh, and V. A. Cha, JETP Lett. **84**(3), 110 (2006).
22. A. V. Tyukhtin and V. V. Vorobev, Phys. Rev. Lett. **108**, 184801 (2012).
23. A. P. Potylitsyn, M. I. Ryazanov, M. N. Strikhanov, and A. A. Tishchenko, *Diffraction radiation from Relativistic Particles*, Springer, Berlin (2011).

Schwarzschild black hole as accelerator of accelerated particles

O. B. Zaslavskii¹⁾

Department of Physics and Technology, Kharkov V. N. Karazin National University, 61022 Kharkov, Ukraine

Institute of Mathematics and Mechanics, Kazan Federal University, 420008 Kazan, Russia

Submitted 13 October 2019
 Resubmitted 27 January 2020
 Accepted 30 January 2020

DOI: 10.31857/S0370274X20050033

We consider collision of two particles near the horizon of a nonextremal static black hole. At least one of them is accelerated. We show that the energy $E_{c.m.}$ in the center of mass can become unbounded in spite of the fact that a black hole is neither rotating nor electrically charged. In particular, this happens even for the Schwarzschild black hole. The key ingredient that makes it possible is the presence of positive acceleration (repulsion). Then, if one of particles is fine-tuned properly, the effect takes place. This acceleration can be caused by an external force in the case of particles or some engine in the case of a macroscopic body (“rocket”). If the force is attractive, $E_{c.m.}$ is bounded but, instead, the analogue of the Penrose effect is possible.

More explicitly, the black hole metric has the form

$$ds^2 = -f dt^2 + f^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (1)$$

where the horizon is located at $r = r_+$, so $f(r_+) = 0$. We consider pure radial motion with the four-velocity u^μ and four-acceleration a^μ with

$$a_\mu a^\mu \equiv a^2, \quad (2)$$

where by definition $a \geq 0$. The presence of acceleration enables one to have fine-tuned (“critical”) particles, such that the energy

$$E = m \int_{r_+}^{\infty} dr' a(r'). \quad (3)$$

Let particles 1 and 2 move from infinity and collide in some point r_0 . The energy in the center of mass frame

$$\begin{aligned} E_{c.m.}^2 &= -(m_1 u_1^\mu + m_2 u_2^\mu)(m_1 u_{1\mu} + m_2 u_{2\mu}) = \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \gamma, \end{aligned} \quad (4)$$

where $\gamma = -u_{1\mu} u_2^\mu$ is the Lorentz factor of relative motion. It follows from the above equations that

$$\gamma = \frac{X_1 X_2 - P_1 P_2}{m_1 m_2 f}. \quad (5)$$

Here, it is supposed that both particles move in the same direction, P being the radial momentum, $X = E - m \int_r^\infty dr' a(r')$.

If a critical particle 1 collides with a usual particle 2,

$$\gamma \sim \frac{\text{const}}{\sqrt{(r_0 - r_+)}}, \quad (6)$$

where a constant depend on the details of trajectories. Then, taking r_0 as close to r_+ as one likes, we obtain the unbounded growth of γ and $E_{c.m.}^2$ that can be thought of as a counterpart of a similar formula for the Kerr metric was considered. Thus there is a close analogy between our case and the BSW effect near nonextremal black holes. In particular, now the same difficulties persist that forbid arrival of the near-extremal particle from infinity because of the potential barrier typical of any nonextremal black hole. Therefore, either such a particle is supposed to be created already in the vicinity of the horizon from the very beginning or one is led to exploiting scenarios of multiple scattering. What is especially interesting is that the effect under discussion is valid for the Schwarzschild black hole.

Usually, the factor connected with additional forces (like gravitational radiation) are referred to as obstacles to gaining large $E_{c.m.}$. To the extent that such influence can be modeled by some force, backreaction does not spoil the effect. Meanwhile, as we saw now, in our context the presence of the force not only is compatible with the BSW effect but it can be its origin.

If a black hole is surrounded by external electromagnetic fields, we can suppose that the described mechanism promotes high energy collisions near black holes. The Schwarzschild metric and radial motion give us the simplest exactly solvable example but it is quite probable that qualitatively the similar results hold in a more realistic situation as well.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020050033

¹⁾e-mail: zaslav@ukr.net

Microstructural characterization of V-defects in InGaN/GaN multiquantum wells

H. Wang⁺¹), G. Jin⁺, Q. Tan^{+*}

⁺Academy of Electronic Information and Electrical Engineering, Xiangnan University Chenzhou, 423000, China

^{*}Institute of Physics and Information Science, Hunan Normal University, Changsha, 410081, China

Submitted 27 December 2019

Resubmitted 2 February 2020

Accepted 2 February 2020

DOI: 10.31857/S0370274X20050045

GaN-based materials have wide bandgap and good thermal stability, which are widely used in photoelectric and microelectronic devices, such as light-emitting diodes, laser diodes, detectors, high electron mobility transistors, etc [1, 2]. But, owing to the lattice mismatch and thermal mismatch between GaN and substrate in heteroepitaxy, there are high density defects in GaN materials, such as V-defect, dislocation, point defect and so on. In the InGaN multi-quantum well (MQW) structure, the so-called V-defects are often observed [3, 4]. These defects have a hexagonal inverted pyramidal appearance with $\{10\bar{1}0\}$ walls, and they are limited by a hexagon in the basal plane [4]. The V-defects often nucleate on threading dislocations (TDs), and crossed with the MQW just above the underlying layer. Several suggestions, such as strain release, low surface mobility of the adatoms on the InGaN layer and/or reduced Ga incorporation on the $\{10\bar{1}1\}$ planes in comparison to the $\{1000\}$ surface, have been proposed to explain the generation of this V-defect [5, 6]. The model established by Northrup and Neugebauer [7] using the first principle calculation shows that indium is a kind of differential surfactant. The indium reduces surface energy of $\{10\bar{1}1\}$ relative to $\{1000\}$, which promotes the V-shaped defect with $\{10\bar{1}1\}$ opening from the threading dislocation.

All layers of the samples were grown on a c-sapphire (0001) substrate by MOVCD. During the MOCVD growth, trimethylgallium, trimethylindium and ammonia were used as precursors of gallium, indium and nitrogen. Biscyclopentadienyl magnesium and disilane were used as p- and n-type dopant sources, respectively. After thermal cleaning of the substrates in hydrogen environment at 1100 °C for 10 min, a 25 nm thick GaN nucleation layer was deposited at 550 °C. Subsequently, an undoped GaN (u-GaN) layer and a n-type doped GaN (n-GaN) layer were grown on the low-temperature GaN

at 1150 °C for 2 h with a V/III flux ratio of 1500. Then, thirteen pairs of InGaN (2.7 nm)/GaN (11.5 nm) MQW were grown at 860 °C. The MQW were capped with 900 Å of $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{N}$. Cross-section-view transmission electron microscopy (TEM) samples were prepared by wedge polishing followed by Ar^+ ion milling. TEM measurements were carried out by a Philips CM200 high-resolution transmission electron microscope at an operating voltage of 200 kV.

Low magnification dark field TEM (Fig. 1) showed a number of threading dislocations in the MQW. On the

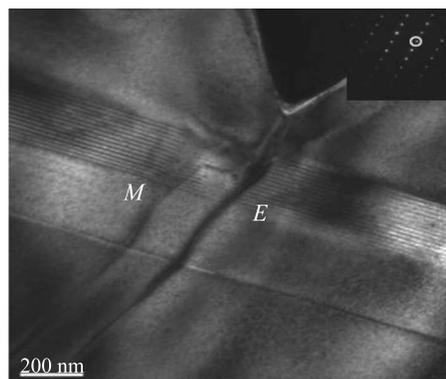


Fig. 1. Cross-section dark field TEM images of the InGaN/GaN MQW. The diffraction spot was marked in upper right corner

left side of the image we can see a threading dislocation reaching the MQW, and it does not go out from the top of the defect, instead of stopping at the quantum well. Nevertheless, on the right side of the image, a threading dislocation enters the GaN overlay from the last quantum well. In the micrograph a mixed-type threading dislocation (labeled with M) and a pure-edge TD (labeled with E) can be seen. The mixed-type threading dislocation was decomposed into an a-type and a c-type dislocation. The a-type component dislocation bends to an

¹)e-mail: whycs@163.com

interface direction contributing to a misfit dislocation in the InGaN/GaN interface, afterwards from an interface to another threading dislocation. Due to the $g \cdot b = 0$ invisibility criterion, the c-type component dislocation is not seen, because this decomposition reaction is an energetically neutral reaction [8]. This dislocation has a Burgers vector $b = 1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$ in the $\{0001\}$ sliding surface, which alleviates the mismatch in this region. Due to the poor compatibility between GaN and InN, In-rich clusters have been found in InGaN quantum wells, which are caused by the fluctuation of indium composition [9]. The fluctuation of the In components in the quantum well may cause the decomposition reaction of the threading dislocation, which results in the mismatch strain-induced dislocation. The threading dislocations associated with this defect have different characteristics. When the dislocations have c-component, the possibility of nucleation increases.

In Figure 2, the 13-pair MQW cross-sectional TEM micrograph shows that the V-defects include some dis-

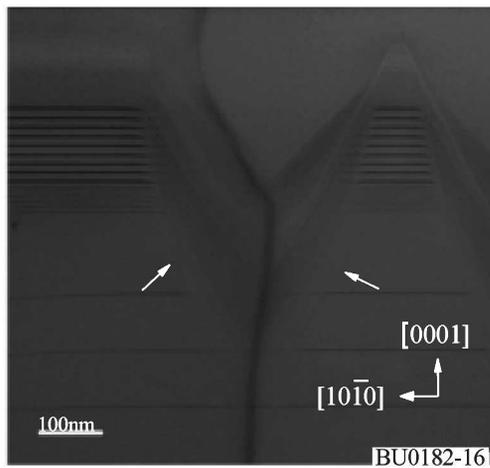


Fig. 2. TEM images of V-defects in the InGaN/InGaN MQW. The white arrowheads indicate the thin MQWs on the $\{10\bar{1}1\}$ and $\{\bar{1}011\}$

tinct stripes, and these stripes are parallel to the sidewalls $\{10\bar{1}1\}$ and $\{\bar{1}011\}$. The V-defect clearly connects to threading dislocations (TDs). The stripes parallel to the sidewalls $\{10\bar{1}1\}$ and $\{\bar{1}011\}$ of the V-defects accord with the models of X. H. Wu and K. Watanabe. In Figure 2, there is no obvious concomitant TDs stopping at the apex of V-defects. From TEM, the angle between the two $\{10\bar{1}1\}$ facets is approximately 55.6° , which is basically consistent with the theoretical value of 56.1° . Although strain (mainly related to TD) may

play a central role in the nucleation of V-defects, the strain (and comparable strain energy) in InGaN MQW on the pyramid planes should be the same as that on the $\{0001\}$ plane (the mismatch of GaN and InN in a- and c-directions is about 12%). Therefore, strain relief should not be the reason for the growth of V-defects. On the contrary, the decrease of GaN incorporation (and growth rate) in the pyramid plane compared with the $\{0001\}$ plane is the main reason for the growth of V-defects. The direction of the inclined plane terminating quantum well is determined by the relative growth rate of the material in the V-defect compared to the growth in the adjacent $\{0001\}$ plane. In the normal growth of InGaN/GaN MQW, the growth temperature of GaN barrier is about 290°C lower than that of high temperature GaN to restrain the re-evaporation of In. Under the condition of nominally used for MQW growth, the more refractory component (GaN in this case) has limited surface diffusion, so the defect morphology is controlled by dynamics. At high temperature, when the surface diffusion rate is high, the V-defects are flattened rapidly by GaN.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020050021

1. C. Lin, J. Zheng, Z. Yang, J. Dai, D. Lin, C. Chang, Z. Lai, and C.S. Hong, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 083121 (2006).
2. H. Gao, F. Yan, Y. Zhang, J. Li, Y. Zeng, and G. Wang, *J. Appl. Phys.* **103**, 014314 (2008).
3. X.H. Wu, C.R. Elsass, A. Abare, M. Mack, S. Keller, P.M. Petroff, S.P. DenBaars, J.S. Speck, and S.J. Rosner, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 692 (1998).
4. Y. Chen, T. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki, N. Yamada, Y. Kaneko, and S.Y. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 710 (1998).
5. C.J. Sun, M. Zubair-Anwar, Q. Chen, J.W. Yang, M. Asif Khan, M.S. Shur, A.D. Bykhovski, Z. Liliental-Weber, C. Kisielowski, M. Smith, J.Y. Lin, and H.X. Xiang, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2978 (1997).
6. I.H. Kim, H.S. Park, Y.J. Park, and T. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1634 (1998).
7. J.E. Northrup and J. Neugebauer, *Phys. Rev. B* **60**, 8473 (1999).
8. K. Watanabe, J.R. Yang, S.Y. Huang, K. Inoke, J.T. Hsu, R.C. Tu, T. Yamazaki, N. Nakanishi, and M. Shiojiri, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 718 (2003).
9. P. Ruterana, S. Kret, A. Vivet, G. Maciejewsk, and P. Dluzewski, *J. Appl. Phys.* **91**, 8979 (2002).

Complex dynamics of optical solitons interacting with nanoparticles

D. A. Dolinina¹⁾, A. S. Shalin, A. V. Yulin

ITMO University, 197101 St.-Petersburg, Russia

Submitted 19 November 2019

Resubmitted 14 February 2020

Accepted 16 February 2020

DOI: 10.31857/S0370274X20050057

The localized nonlinear patterns in the systems with gain and loss are referred as dissipative solitons [1, 2]. The formation of the localized dissipative structures is provided not only by the balance of the spreading and the narrowing of the wave but also by the balance of the driving force and the losses in the system. A pump of energy is essential and the solitons are defined by the properties of the system, rather than by the initial conditions [3]. That is why the dissipative solitons can be easily controlled and are interesting from the practical point of view for their potential applications in optoelectronic devices [4, 5].

One of the recent proposed applications of the optical solitons is optical trapping [6]. Nowadays optical trapping [7–9] and transporting [10–14] is actively developing field and many new effects, that can be used for the trapping, for example such as optical hook [15], is presented. In [6] it is proposed to use optical solitons for manipulation of nanoparticles placed in or on the top of the resonator excited by a powerful holding beam. The solution in the form of a bound state of a soliton and a particle is found, and the stability of the states is studied. It is shown that the bound states can be dynamically stable and, thus, can be observed experimentally.

In the present Letter we consider the dynamics of the solitons carrying more than one particle and investigate mutual interaction of the solitons with the trapped particles.

The system of interest is a nonlinear Fabry–Perot resonator pumped by the coherent light with a dielectric particle, located in the surface. The system of this type can be described by a generalized nonlinear Schrödinger equation for the optical field. The viscous dynamics of the particle can be obtained via the solution of an ordinary differential equation for the centre mass of the particle [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t} E - iC \frac{\partial^2}{\partial x^2} E + \left(1 - i\delta + i \frac{\alpha}{1 + |E|^2} \right) E = \left(1 - \sum_m f e^{-(x-\epsilon_m)^2/\omega^2} \right) P, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \epsilon_m = \eta \frac{\partial}{\partial x} |E(\epsilon_m)|^2, \quad (2)$$

where E is a complex amplitude of optical field in the resonator, C is diffraction coefficient, P is complex amplitude of laser pumping, α is coefficient of nonlinearity; δ is laser detuning from resonant frequency, ϵ is coordinate of nanoparticle. Parameter ω is width of a particle shadow, f is a transparency coefficient of a particle: if $f = 0$, then particle is transparent and if $f = 1$ then the particle is opaque. The coefficient η defines the ratio of the dragging force acting on the particle to the field intensity gradient at the point of particle location.

The numerical simulations of collisions of soliton-particle bound states is performed. To force solitons with trapped particles to move towards each other a phase gradient of the holding beam $P = P_0 e^{-ikx^2}$ is used. It is shown, that as a result of two-soliton collision one soliton is formed, but in dependence of transparency of the particles different outcomes are possible. If particles are transparent enough the resulting soliton successfully captures them, see Fig. 1a. If particles are too opaque the resulting soliton annihilates and particles get released, see Fig. 1d. In the intermediate case the resulting soliton and particles oscillate around some equilibrium point, see Fig. 1c. The result of the collision can be predicted by the stability analysis of the corresponding stationary state of single soliton with trapped particles, see Fig. 1b.

Also the interactions of solitons through rescattering on the particles is considered. The system of interest is two nonlinear wide-aperture resonators separated by a relatively thin gap. Each of the resonators is pumped by a holding beam, and we assume that the resonators do not interact with each other directly. However, if a particle is placed between them, then it feels the evanescent fields of the both resonators modes. That is why

¹⁾e-mail: dasha.doly@gmail.com

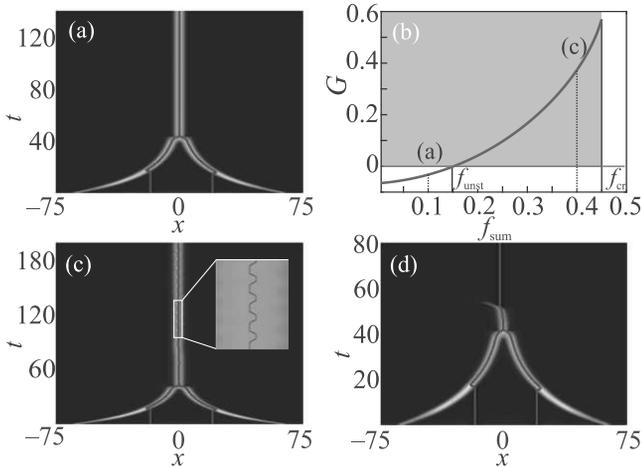


Fig. 1. (Color online) Collision of solitons with trapped particles under inhomogeneous pumping $P = P_0 e^{-ikx^2}$. Parameters: $P_0 = 5$, $k = 0.0002$, $\nu = 2.24$, $\delta = 1.5$, $\alpha = 15$. (a) – As a result of the collision of two initial solitons with trapped particles one soliton is formed, which successfully captures both particles, $f = 0.05$. A corresponding stationary state is stable, see panel (b). (b) – The dependence of the instability increment of the resulting soliton with captured particles on the collective transparency of the particles, where $f_{sum} = 2f$, because particles are the same. (c) – With more opaque particles ($f = 0.2$) the oscillating soliton with particles is formed as a result of two solitons collision. The inset shows the position of the particles with respect to the soliton. The soliton oscillates because corresponding stationary state is unstable, see panel (b). (d) – As a result of the collision both solitons annihilate, $f = 0.25$, because there is no corresponding stationary state

the particle can get attracted to the maximal intensity region of the field in each of the cavities. At the same time coupling to the particles decreases coupling of the holding beam to the guided mode of the cavity. Thus, the modes of the cavities can interact through the particles placed between them.

It is shown that in case of the solitons of same intensity the slower one takes all the particles. The slower soliton can steadily capture all the particles or just one, in dependence of transparency of the particles. If both solitons move with the similar velocities, in a result of interactions between solitons all trapped particles get released.

By considered effects it is possible, for example, to collect all the particles in the system by two counter-propagating solitons and then release the particles at some desirable point creating a cluster of particles; or to bring all the particles to the left or to the right edge of the cavity. In other words, the solitons can be used

for a flexible and precise control over the particles. Such accurate many particle manipulation can be used in microfabrication.

The work has been partially supported by the Russian Foundation for Basic Research (Projects # 18-02-00414, 18-52-00005) and Ministry of Education and Science of the Russian Federation (grant # 2019-220-07-8749, and GOSZADANIE). The calculations of the soliton dynamics are supported by the Russian Science Foundation (Project # 18-72-10127).

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S002136402005001X

1. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Dissipative solitons: from Optics to Biology and Medicine*, Springer Science and Business Media, Berlin (2008).
2. N. N. Rosanov and G. V. Khodova, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 6 (1990).
3. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Optical Solitons, Theoretical and Experimental Challenges, Lecture Notes in Physics*, ed. by K. Porsezian and V. C. Kurakose, Springer, Berlin (2003), v. 613.
4. W. J. Firth and C. O. Weiss, *Opt. Phot. News* **13**, 55 (2002).
5. W. J. Firth and A. J. Scroggie, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1623 (1996).
6. D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, *Pis'ma v ZhETF* **110**, 11 (2019).
7. A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 156 (1970).
8. A. Ivinskaya, M. I. Petrov, A. A. Bogdanov, I. Shishkin, P. Ginzburg, and A. S. Shalin, *Light Sci. Appl.* **6**, e16258 (2017).
9. N. Kostina, M. Petrov, A. Ivinskaya, S. Sukhov, A. Bogdanov, I. Toftul, M. Nieto-Vesperinas, P. Ginzburg, and A. Shalin, *Phys. Rev. B* **99**, 125416 (2019).
10. D. B. Ruffner and D. G. Grier, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 163903 (2012).
11. M. I. Petrov, S. V. Sukhov, A. A. Bogdanov, A. S. Shalin, and A. Dogariu, *Laser Photonics Rev.* **10**, 116 (2016).
12. A. S. Shalin and S. V. Sukhov, *Plasmonics* **8**, 2 (2013).
13. S. Sukhov, N. Kostina, A. Proskurin, M. I. Petrov, A. A. Bogdanov, S. Sukhov, A. V. Krasavin, A. Karabchevsky, A. S. Shalin, and P. Ginzburg, *Opt. Exp.* **23**, 247 (2015).
14. A. Ivinskaya, N. Kostina, A. Proskurin, M. I. Petrov, A. A. Bogdanov, S. Sukhov, A. V. Krasavin, A. Karabchevsky, A. S. Shalin, and P. Ginzburg, *ACS Photonics* **5**, 4371 (2018).
15. L. Yue, N. Kostina, A. Proskurin, M. I. Petrov, A. A. Bogdanov, S. Sukhov, A. V. Krasavin, A. Karabchevsky, A. S. Shalin, and P. Ginzburg, *Opt. Lett.* **43**, 4 (2018).

Особенности пробоя газов в узких разрядных промежутках при высоких давлениях

А. А. Книжник⁺, С. В. Коробцев⁺¹⁾, Д. Д. Медведев⁺, Б. В. Потапкин⁺, Н. К. Белов*

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

*Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 февраля 2020 г.

После переработки 13 февраля 2020 г.

Принята к публикации 14 февраля 2020 г.

Плазменная обработка пористых полимерных материалов – перспективный метод создания новых материалов, которые могут найти применение в различных прикладных задачах, в том числе в медицине, при разработке новых типов биосовместимых и биоразлагаемых полимерных материалов. Данная работа посвящена исследованию процессов плазменной обработки пористых полимерных материалов для уточнения условий пробоя и оптимизации процесса обработки. В работе были проведены эксперименты по определению пробойного напряжения в разрядном промежутке импульсного барьерного разряда при разных давлениях воздуха и величин зазоров в районе минимума кривой Пашена. Предложена аппроксимация кривой Пашена с переменной γ , обеспечивающая хорошее совпадение с результатами эксперимента. Предложена методика обработки внутренней поверхности пор диэлектрического материала барьерным разрядом за счет оптимизации давления внутри пор, обработка пор с размером порядка микрон требует давления, существенно выше атмосферного. Получены первые результаты, демонстрирующие возможность модификации толщи полимерного материала за счет обработки барьерным разрядом в момент сброса давления газа в разрядной камере.

DOI: 10.31857/S0370274X20050069

Введение. Плазменная обработка полимерных материалов – это известный инструмент для модификации свойств их поверхности – увеличение гидрофильности и адгезии красителей и клеящих материалов. Однако плазменная обработка изменяет только поверхность полимерного материала, и это является существенным ограничением применения технологии. Обработка всего объема пористых полимерных материалов может дать гораздо больший эффект и использоваться для создания новых материалов, которые могут найти применение в различных прикладных задачах, в том числе при разработке новых типов биосовместимых и биоразлагаемых полимерных материалов.

Плазменная обработка пор в полимерных материалах предполагает зажигание плазмы внутри этих пор или, другими словами, электрический пробой газа внутри ограниченного зазора. Условия пробоя газа между двумя электродами описаны законом Пашена в 1889 г. [1], однако до сих пор выполняются многочисленные исследования по ее уточнению, особенно в районе минимума пробойного напряжения, причем разброс экспериментальных данных в этой области

очень велик [2, 3]. Проблема в том, что этот закон имеет комбинированную природу и зависит не только от параметров газа, но и от параметров вторичной электронной эмиссии с поверхности электрода. При этом коэффициенты вторичной электронной эмиссии могут сами зависеть от приложенного поля [4]. Изменения параметров кривой Пашена в микрометровых промежутках между диэлектриками были отмечены в работе [5]. Похожие условия развития пробоя также характерны для электрического разряда микропузырей в диэлектрической жидкости и в проводящей жидкости при наносекундном времени нарастания фронта напряжения. Развитие стримера и дальнейший процесс пробоя в микропузырьках в жидкости экспериментально и теоретически исследовался в работах [6–9], однако результаты, полученные в этих работах, не дают необходимой информации об условиях пробоя в районе минимума кривой Пашена.

Для пробоя в микрозазоре между металлическими электродами при больших полях также могут стать важными процессы полевой эмиссии под действием электрического поля [10, 11].

В качестве достаточно надежного источника, включающего в себя как экспериментальные данные, так и аппроксимацию кривой Пашена, можно

¹⁾e-mail: korobtsev_sv@nrcki.ru

использовать данные, приведенные в отчете [12] Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли в 2006 г. для воздуха и инертных газов в зазоре между плоскими медными электродами.

Данная работа посвящена исследованию условий и механизмов пробоя в микро- и нанопорах внутри полимерных материалов. Уточнение условий пробоя в малых зазорах и относительно высоких давлениях для геометрии барьерного разряда (когда разрядный зазор ограничен диэлектриком, а не металлом) необходимо для исследования процессов плазменной обработки пористых полимерных материалов.

Экспериментальная установка и методики измерений. Эксперименты проводились в разрядной камере с входом и выходом газа, состоящей из нижней и верхней половин, электрически изолированных друг от друга уплотнителем из силиконовой резины. Нижняя половина представляла собой полированный медный диск, а верхняя – полый цилиндр с крышкой (рис. 1).

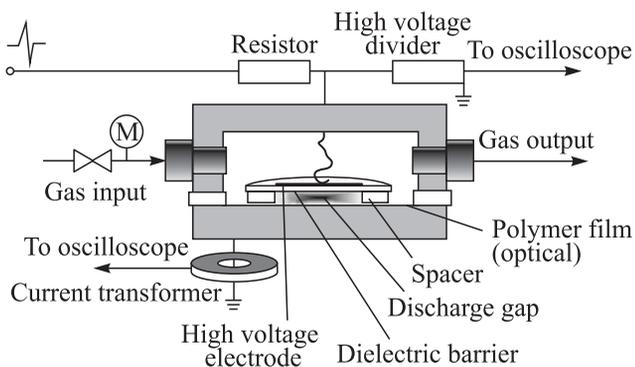


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Вход газа соединялся с системой смешения и подачи газа из баллонов, а выход с насосом с регулируемой скоростью откачки. Регулировочные вентили позволяли устанавливать внутри разрядной камеры необходимый состав газовой смеси, рабочее давление варьировалось в диапазоне от 0.01 до 10 атм, скорость протока до 100 л/ч.

На поверхности полированного нижнего диска размещалась разрядная система, диэлектрик представлял собой высокоточное полированное стекло толщиной 100 мкм. К верхней поверхности стекла плотно прилегал металлический электрод размером 1×1 см, закрытый слоем эпоксидной смолы. Электрод соединялся с верхней частью разрядной камеры гибким проводником. Нижняя поверхность стекла прижималась к нижнему диску через две дистанционирующие вставки, проходящие по краям стекла, не затрагивая область под металлическим

электродом. Разрядный зазор регулировался толщиной дистанционирующих вставок в диапазоне от 5 до 100 мкм. В ряде экспериментов на поверхность нижнего электрода накладывалась диэлектрическая пленка, в других – поверхность нижнего электрода была металлической.

Обработка экспериментальных данных. Для определения пробойного напряжения на разрядном зазоре снимались осциллограммы напряжения и тока системы электродов. Типичные осциллограммы напряжения на электродах без пробоя и при наличии пробоя приведены на рис. 2.

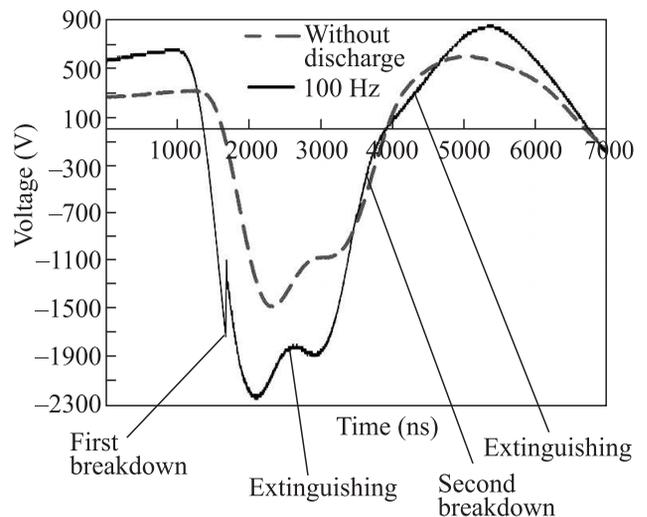


Рис. 2. Осциллограмма напряжения на электродах разрядной системы для воздуха с промежутком 39 мкм при атмосферном давлении. Осциллограмма без пробоя помечена “without discharge”, с пробоем “100 Hz” (100 Гц)

Сравнение формы напряжения без зажигания разряда и с зажиганием разряда дает возможность приблизительно идентифицировать несколько важных моментов в эволюции разряда в зазоре. Первый пробой (*first breakdown*) после нарастания отрицательного импульса напряжения заметен в момент около 1700 нс как резкое падение напряжения (от величины -1750 В до величины -1100 В). Падение связано с частичной “закороткой” газового разрядного промежутка в процессе пробоя и, тем самым, увеличением полной электрической емкости разрядной системы. Далее рост напряжения продолжается, но с меньшей скоростью, так как емкость разрядной системы увеличилась. В момент времени около 2500 нс разряд погасает (*extinguishing*), что видно по росту отрицательного напряжения на осциллограмме с разрядом по отношению к осциллограмме без разряда, соответствующему уменьшению

электрической емкости электродной системы до первоначальной величины. Повторный пробой (second breakdown) происходит при уменьшении отрицательного напряжения до величины около -200 В (около 3800 нс). В этот момент на осциллограмме с разрядом наблюдается излом в отличие от напряжения без разряда. Падение производной говорит о вторичном увеличении емкости разрядной системы, которая опять падает в момент около 4500 нс после вторичного погасания разряда. Вторичный пробой при уменьшении напряжения обусловлен поверхностным зарядом на поверхности диэлектрика. Наличие этого заряда может существенно влиять и на напряжение первичного пробоя при высокой частоте повторения импульсов высокого напряжения. Для уточнения этого эффекта были проведены эксперименты при разных частотах повторения импульсов. В диапазоне частот от 100 Гц до 2000 Гц зависимости напряжения от частоты следования импульсов отсутствует с точностью естественного разброса напряжения пробоя от импульса к импульсу, т.е. поверхностный заряд на поверхности стеклянного диэлектрика успевает рассосаться до начала следующего импульса за время 500 мкс.

Точный момент начала первого пробоя не совсем точно соответствует точке провала напряжения на осциллограмме. В точке провала напряжения разряд уже достаточно развит и его ток достаточно велик для “закоротки” разрядного зазора. Истинный момент пробоя соответствует моменту начала разрядного тока, который можно определить, анализируя осциллограммы тока и напряжения разряда (рис. 3).

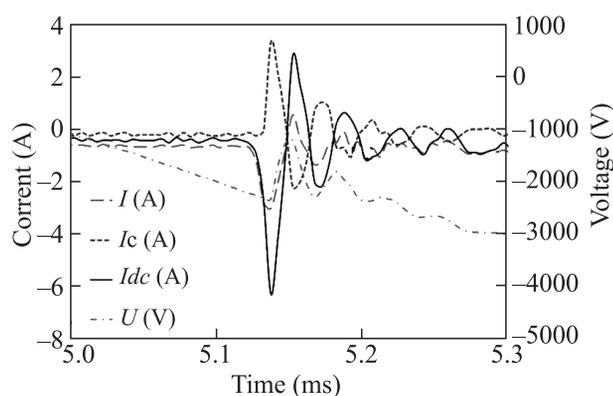


Рис. 3. Осциллограммы измеряемого разрядного тока I и напряжения U , расчетное значение емкостного тока I_c и истинного тока разряда I_{dc} для зазора 10 мкм на воздухе при атмосферном давлении

Истинный ток разряда рассчитывался как разность измеряемого тока разряда и емкостного тока

$I_c = C \cdot \frac{dU}{dt}$, где C – емкость системы электродов. Видно, что скорость нарастания емкостного тока медленнее скорости тока смещения, связанного с распространением стримера [13], т.е. наблюдаемая картина является усредненной по группе стримеров, что даже несколько увеличивает точность эксперимента. Видно, что существует некоторая разница между началом пробоя и моментом падения напряжения, которая приводит к ошибке определения напряжения, соответствующего моменту пробоя порядка 100 В. Эта ошибка может быть легко устранена, что и делалось в дальнейшем.

Определить пробойное напряжение на газовом зазоре толщиной d , используя данные о напряжении на электродах в начале пробоя легко сделать, используя известную емкость диэлектрического барьера Cd при нулевом газовом зазоре. Рассчитанное значение емкости (и подтвержденное непосредственными измерениями) составило 56 пФ.

Точность установки электродной системы и толщина воздушного зазора контролировалась при помощи измерения полной емкости разрядной системы, включающей воздушный и диэлектрический зазоры, которые можно рассматривать как последовательно соединенные плоские конденсаторы. Зная полную емкость разрядной системы и емкость диэлектрического барьера, рассчитывалась электрическая емкость воздушной части разрядной системы и величина зазора, которая сравнивалась с непосредственно измеренной. Для всех зазоров расхождение не превышало 5% , что говорит о достаточной точности изготовления электродной системы. Зная емкость воздушного зазора Cg и полную емкость электродной системы C , можно пересчитать полное напряжение на электродной системе U в напряжение на газовом зазоре Ug как $Ug = U \cdot \frac{C}{Cg}$, что и позволяет определить пробойное напряжение газового зазора.

Результаты эксперимента и их анализ. Для сопоставления экспериментальных данных с массивом данных, полученных ранее, мы будем использовать экстраполяцию для кривой Пашена из работы [12], как одну из наиболее достоверных и современных. Параметры кривой Пашена:

$$U = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln(\ln(1 + \frac{1}{\gamma}))}$$

для воздуха, предложенные в этой работе, приведены ниже:

$$A = 14.73 (\text{Torr} \cdot \text{cm})^{-1},$$

$$B = 450 \frac{\text{В}}{\text{Torr} \cdot \text{cm}},$$

$$\gamma = 0.01.$$

Значение γ (определяет выход электронов вторичной эмиссии на один ион) было подобрано для наилучшего соответствия кривой результатам экспериментов, приведенных в [4] для воздуха и медных электродов.

Полученные значения измеренного пробойного напряжения на воздушных зазорах различной толщины в зависимости от Pd приведены на рис. 4. Эксперименты проводились в геометрии однопольного разряда с отрицательной полярностью импульса высокого напряжения на электроде со стеклянным барьером.

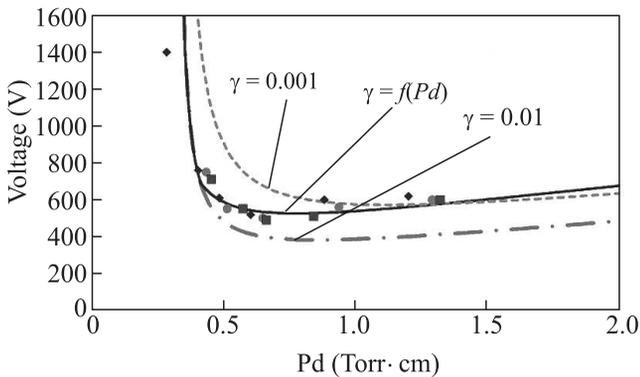


Рис. 4. Пробойные напряжения на воздушных зазорах толщиной 17 мкм (круг), 8 мкм (ромб) и 5 мкм (квадрат) как функция от Pd

Как видно из рисунка, экспериментальные точки расположены несколько выше экстраполированной кривой Пашена при $g = 0.01$, что вполне объяснимо при наличии диэлектрического барьера между электродами, когда эффекты вторичной эмиссии менее существенны, чем в случае медных электродов. В целом, это отклонение не велико по сравнению с имеющимся массивом экспериментальных данных по закону Пашена, но является существенным для наших целей.

Формальное уменьшение выхода электронов при вторичной эмиссии в 10 раз и соответственно величины γ до 0.001 или до любой другой постоянной величины также не дает желаемого соответствия результатов эксперимента с экстраполирующей кривой.

Наилучшее соответствие получается при переменном значении γ , убывающим при увеличении Pd обратно пропорционально его квадрату:

$$\gamma = \frac{1.67 \cdot 10^{-3} (\text{Торр} \cdot \text{см})^2}{(Pd)^2}.$$

Физически это означает падение выхода электронов в процессе вторичной эмиссии при уменьшении

величины E/n (отношения напряженности электрического поля E к концентрации газа n), что представляется вполне физически возможным. Похожая зависимость γ от E/n (или от E/P) описана в [4].

Для наших целей интересно представить полученные результаты в виде отдельных зависимостей пробойного напряжения для разных зазоров как функцию от давления, которые приведены на рис. 5 с наложением аппроксимирующей кривой Пашена с переменной γ .

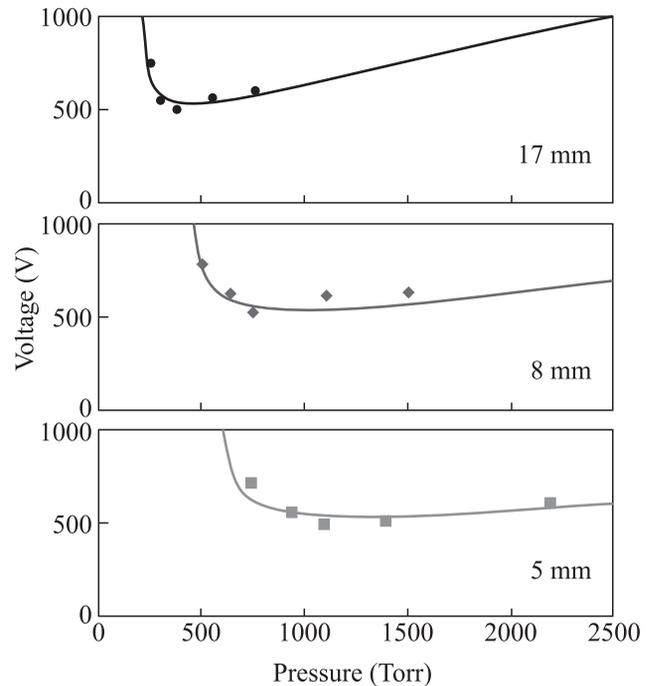


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость напряжения пробоя для промежутков 5, 8 и 17 мкм для воздуха от давления

На рисунке 5 для 17 мкм видно, что минимум пробойного напряжения приходится на давление существенно ниже атмосферного, для зазоров 8 мкм минимум приходится на давление около атмосферного, а для 5 мкм – на давление существенно больше атмосферного. Это следствие из закона Пашена очень важно для процесса плазменной обработки пористых диэлектрических материалов и, в частности, пористых полимеров. Даже в случае изолированных пор, необходимое давление внутри них может быть достигнуто за счет диффузии газа. При достаточно маленьких порах, размер которых меньше 5 мкм, когда пробойное напряжение становится большим, для зажигания электрического разряда внутри этих пор необходимо увеличить давление. Чем меньше размер пор, тем выше должно быть давление и, наоборот,

для больших пор давление должно понижаться. Зависимость давления, соответствующего минимальному напряжению от зазора или от размера поры в диэлектрике, приведено на рис. 6. Зависимость полу-

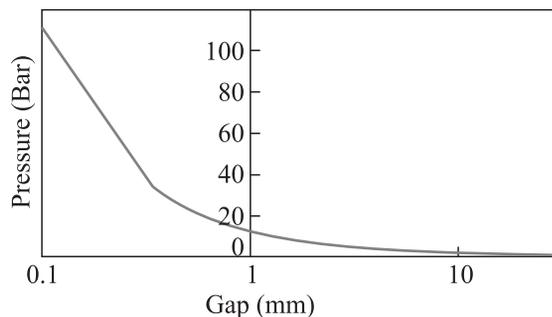


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость давления воздуха в зазоре от его размера, соответствующая минимальному значению напряжения пробоя

чена после вычисления минимального значения аппроксимации напряжения от Pd с помощью приравнивания к нулю производной этой функции.

Интересно, что зависимость дает вполне разумные значения давлений, при которых можно организовать пробой даже в порах диэлектрика порядка 100 нм. К этому выводу надо отнестись с некоторой осторожностью и для его проверки необходимо рассчитать значение напряженности электрического поля внутри диэлектрика, соответствующее этим условиям.

Вплоть до микронных зазоров напряженность электрического поля в диэлектрике остается достижимой с учетом того, что внутри диэлектрика она в несколько раз ниже. Однако пробой в зазорах порядка сотен нанометров становится возможен только при приближении к напряженности пробоя самой толщи диэлектрика или даже выше ее. Это может привести к некоторым новым следствиям. При приближении к порогу пробоя диэлектрика лавина, развившаяся внутри газового пузыря в толще диэлектрика, не останавливается на его границе, а затухает уже в его толще. В этом случае, обработка пор в материале приводит к обработке самой толщи материала, а жесткое ограничение тока пробоя препятствует необратимому разрушению материала.

В качестве первых шагов для проверки этого подхода к модификации полимерных материалов были проведены следующие эксперименты. Пленка полиэтилена высокого давления толщиной 15 мкм была помещена в разрядную камеру высокого давления в зазор между электродами барьерного разряда. Изначально пленка содержала некоторое количество пор

размером порядка микрона, хорошо различимых на фотографиях, сделанных оптическим микроскопом (наведение на резкость на глубину ~ 10 мкм под поверхность образца).

Затем образец выдерживался в атмосфере водорода при давлении 120 атм в течение 30 мин до насыщения газом толщи полимера. Затем происходил контролируемый сброс давления (в течение 60 с), при этом на электроды барьерного разряда подавались двупольные импульсы высокого напряжения с амплитудой 30 кВ. Частота импульсов варьировалась от нуля (разряд выключен) до 1.5 кГц. Разряд в зазоре зажигался при падении давления в камере ниже пороговой величины около 30 атм и продолжал гореть до конца процесса. Давление и концентрация газа внутри образца в процессе диффузии газа уменьшались, какое-то время оставаясь еще существенно выше внешних. Мощность, вкладываемая в разряд, определялась частотой импульсов. После такой обработки измерялся модуль Юнга образца как функция частоты повторения импульсов и, соответственно, вложенной мощности.

Типичная зависимость модуля Юнга обработанного образца от частоты импульсов приведена на рис. 7.

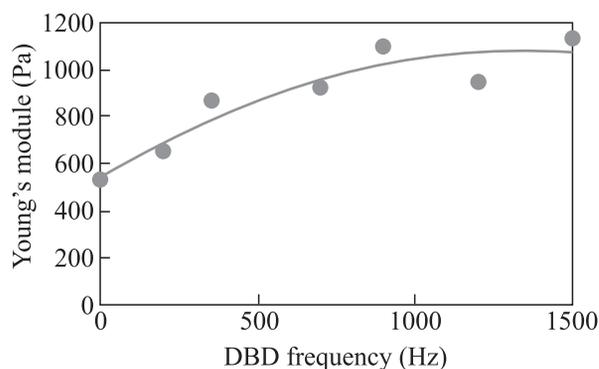


Рис. 7. Зависимость модуля Юнга образца полиэтилена толщиной 15 мкм (после обработки барьерным разрядом в процессе падения давления) от частоты повторения импульсов. Время сброса давления 60 с

Измерения показали существенное (практически двукратное) увеличение модуля Юнга за счет обработки материала по описанной методике.

Выводы.

1. Проведены эксперименты по определению пробойного напряжения в импульсном барьерном разряде в условиях малых зазоров и высоких давлений газа (в районе минимума кривой Пашена).

2. Предложена аппроксимация кривой Пашена с переменной γ , обеспечивающая хорошее совпадение с результатами эксперимента.

3. Предложена методика обработки внутренней поверхности пор диэлектрического материала барьерным разрядом за счет оптимизации давления внутри пор. Обработка пор с размером порядка микрон требует давления существенно выше атмосферного.

4. Получены первые результаты, демонстрирующие возможность модификации толщи полимерного материала и изменения его свойств (модуля Юнга) за счет объемной обработки барьерным разрядом в момент сброса давления газа в разрядной камере.

1. F. Paschen, *Annalen der Physik* **273**(5), 69 (1889); doi:10.1002/andp.18892730505.
2. M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*, 2nd ed., Wiley-Interscience, Hoboken, N.J. (2005), 546 p.
3. J. D. Cobine, *Gaseous Conductors*, Dover, N.Y. (1958), Ch. 7.
4. E. Husain and R. S. Nema, *IEEE Transactions on Electrical Insulation* **EI-17**(4), August 1982, Department of High Voltage Engineering Indian Institute of Science Bangalore, India (1982).
5. S. M. Harris and A. Mellinger, *J. Appl. Phys.* **115**, 163302 (2014).
6. Н. Ю. Бабаева, R. S. Berry, Г. В. Найдис, Б. М. Смирнов, Э. Е. Сон, Д. В. Терешонок, *ТВТ* **54**(5), 792 (2016) [*High Temperature* **54**(5), 745 (2016)].
7. N. Yu. Babaeva and M. J. Kushner, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 132003 (2009).
8. А. В. Недоспасов, Э. Х. Исакаев, А. С. Тюфтяев, and М. Х. Гаджиев, *ЖТФ* **7**, 142 (2015).
9. В. А. Панов, Л. М. Василяк, С. П. Ветчинин, В. Я. Печеркин, Э. Е. Сон, *Вестник ОИВТ РАН* **1**(1), 7 (2018).
10. A. M. Loveless and A. L. Garner, *Phys. Plasmas* **24**, 113522 (2017).
11. A. Peschot, N. Bonifaci, O. Lesaint, C. Valadares, and C. Poulain, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 123109 (2014); doi:10.1063/1.4895630.
12. L. F. Berzak, S. E. Dorfman, and S. P. Smith, *Paschen's law in air and noble gases*, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA (2006).
13. Д. В. Белоплов, М. И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко, Д. А. Сорокин, *Письма в ЖЭТФ* **107**(10), 636 (2018) [*JETP Lett.* **107**(10), 606 (2018)].

Пропускание электромагнитного излучения видимого диапазона тонким слоем льда 0, конденсированного на диэлектрическую подложку

Г. С. Бордонский¹⁾, А. А. Гурулев, А. О. Орлов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт природных ресурсов, экологии и криологии
Сибирского отделения РАН, 672002 Чита, Россия

Поступила в редакцию 26 декабря 2019 г.

После переработки 28 января 2020 г.

Принята к публикации 28 января 2020 г.

Выполнены измерения пропускания электромагнитного излучения видимого диапазона через образцы из прозрачных диэлектриков с тонким слоем льда нанометровой толщины на их поверхности. Лед был получен осаждением паров воды при температуре от -170 до 0 °С. Обнаружено уменьшение интенсивности проходящего излучения на длине волны 0.52 мкм в два раза и более в зависимости от материала подложки и температуры с минимумом вблизи -23 °С. Предполагается, что эффект связан с образованием сегнетоэлектрического льда 0 и возникновением поверхностных плазмонов в высоко проводящем тонком слое на границе лед 0 – диэлектрик.

DOI: 10.31857/S0370274X20050070

Введение. В работе [1] сообщалось об экспериментальном обнаружении новой кристаллической модификации – льда 0, которая (при невысоких давлениях) образуется из переохлажденной воды при температурах ниже -23 °С. Эта модификация первоначально была найдена и исследована при компьютерном моделировании в работах [2–4]. Кристаллическая структура льда 0 является тетрагональной, в элементарной ячейке которого содержится 12 молекул воды. В [1] ее обнаружили при замораживании воды, находящейся в порах силикатных сорбентов, по особенностям электромагнитных свойств льда 0, который является сегнетоэлектриком. Сегнетоэлектрики, контактируя с диэлектриками, образуют в области контакта тонкий, порядка нанометра, слой с высокой электропроводностью [5, 6]. Из-за большой удельной площади поверхности пор сорбента, порядка сотен квадратных метров на грамм сухого вещества, достигается заметное увеличение микроволнового фактора потерь среды. Этот эффект позволил наблюдать существенное повышение коэффициента отражения микроволнового излучения от увлажненного сорбента при температуре ниже -23 °С, гистерезис низкочастотных электрических флуктуаций при циклическом изменении температуры, а также аномалии низкочастотной диэлектрической проницаемости пористых увлажненных сред [1].

В [7] был выполнен эксперимент по изучению вариаций микроволнового поглощения в ветках сосны в условиях естественных суточных изменений температуры окружающего воздуха в зимний период времени. Проведенный эксперимент показал возникновение льда 0 в ветках древесины сосны, если имеет место охлаждение до температур ниже $-30 \dots -35$ °С.

Возникает вопрос, при каких температурах и в каких спектральных интервалах лед 0 в наибольшей степени проявляет себя при взаимодействии с электромагнитными излучениями.

Эксперимент. Особые свойства льда 0 проявились в микроволновом диапазоне при замораживании воды в поровом пространстве непрозрачных для видимого диапазона сред [1, 7]. Поэтому была поставлена задача исследовать пропускание пленки льда 0, осажденного на прозрачный диэлектрик в области оптических частот. Однако переохладить объемную воду до температур $-50 \dots -100$ °С, где достаточно эффективно может образовываться лед 0, является весьма сложной задачей. Например, в [8] для получения переохлаждения до температуры -46 °С использовали капли воды микронных размеров при их испарении в вакууме на время порядка миллисекунд. Характеристики такой воды исследовали импульсным рентгеновским лазером фемтосекундной длительности.

В настоящей работе для получения тонкой пленки толщиной порядка единиц нанометра использо-

¹⁾e-mail: lgc255@mail.ru

вали специальный прием конденсации водяного пара на холодную подложку из разнообразных диэлектриков: слюды, кристалла хлорида натрия и кварца.

Как ожидалось, основное влияние на отражение и рассеяние излучения играет проводящий слой толщиной 0.1 нм... 1 нм на границе льда 0 и диэлектрика. Поэтому необходимо было получить образцы толщиной более 1 нм. Это было достигнуто в холодильной камере, в которой специальным режимом создавали градиент влажности. Схема установки приведена на рис. 1.

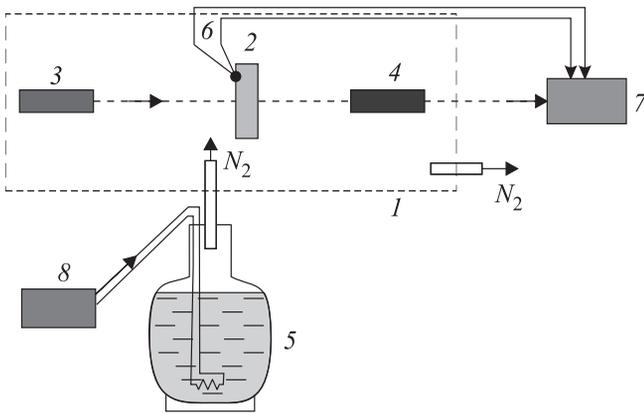


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема установки для изучения пропускания тонкой пленки льда 0; конденсированной на прозрачную диэлектрическую пластину: 1 – холодильная камера; 2 – диэлектрическая подложка с осажженным из газовой фазы льдом 0; 3 – лазер; 4 – фотодетектор с усилителем; 5 – сосуд Дьюара с жидким азотом и резистором-испарителем; 6 – термопара; 7 – система сбора информации; 8 – стабилизированный источник тока для питания испарителя

Способ получения образца в виде тонкой пленки на диэлектрической пластинке заключался в следующем. На первом этапе эксперимента в камеру (1) с температурой лабораторного помещения подавали с постоянной скоростью пары азота, которые заполняли объем камеры, охлаждадали ее элементы и подложку (2). Отработанные пары выходили из камеры, одновременно увлекая во внешнее пространство находящиеся в объеме камеры пары воды. При такой схеме охлаждения в камере отсутствовали водяные пары, и отсутствовала их конденсация на подложке во все время прокачки объема установки газообразным азотом. После достижения подложкой (2) требуемой температуры ($-150 \dots -180^\circ\text{C}$) начинали процесс ее нагревания путем отключения тока через испаритель. Нагревание подложки при этом происходило путем притока теплоты через стенки камеры, которую выполнили из полиэтиленовой пленки. Адсорби-

рованные пары воды и мелкие кристаллики льда при повышении температуры, испаряясь на нагреваемых поверхностях, увеличивали абсолютную влажность на периферийных участках установки. Диффундируя в центральную часть камеры, пары конденсировались на более холодных элементах в центре, в том числе на подложке. В результате удалось получить приток пара и его конденсацию при температурах, при которых может образовываться лед 0 на исследуемой подложке, т.е. в интервале $-120 \dots 0^\circ\text{C}$. Одновременно с изменением температуры образца выполняли измерения проходящей мощности излучения с использованием фотодетектора и усилителя. Для уменьшения низкочастотных флуктуаций приемного элемента использовали синхронное детектирование принимаемого излучения. Точность измерения температуры термпарой, прижимаемой к подложке, около 1°C .

Результаты измерений. Измерения выполнены с использованием маломощного полупроводникового лазера на длину волны 0.52 мкм. Результаты измерений представлены на рис. 2 для случая подложки

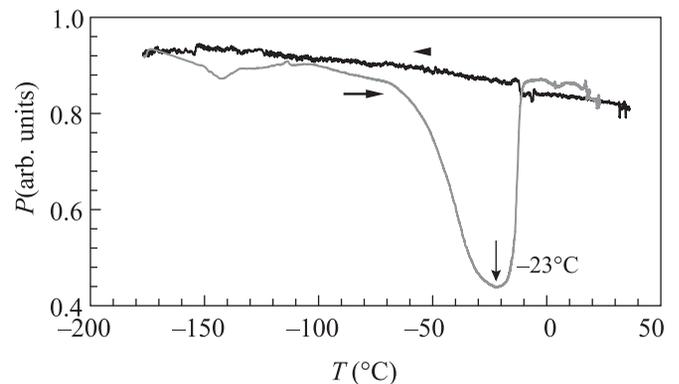


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость проходящей мощности лазерного излучения (P) через слюдяную пластинку с осажженной на ней пленкой льда от ее температуры в цикле охлаждения – нагревание. Мощность регистрируемого излучения приведена в относительных единицах

из плоского кристалла слюды. Ее толщина составляла ~ 0.2 мм. Время охлаждения при равномерной скорости подачи холодного газообразного азота составляло ~ 1 ч.

Время нагревания от -160 до $+5^\circ\text{C}$ (при температуре в лабораторном помещении $+20^\circ\text{C}$) составляло ~ 1 ч. Стрелками вблизи графиков показано направление процесса изменения температуры во времени.

На рисунках 3, 4 представлены результаты измерений для случая осаждения льда 0 на пластинку из

кварцевого стекла и поверхность кристалла хлорида натрия.

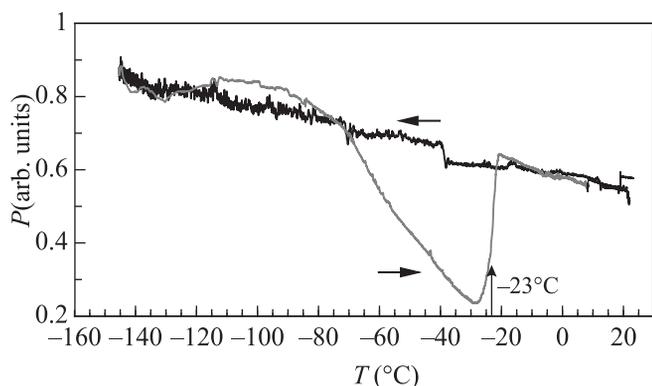


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость проходящей мощности лазерного излучения через пластинку из кварцевого стекла от ее температуры в цикле охлаждение – нагревание

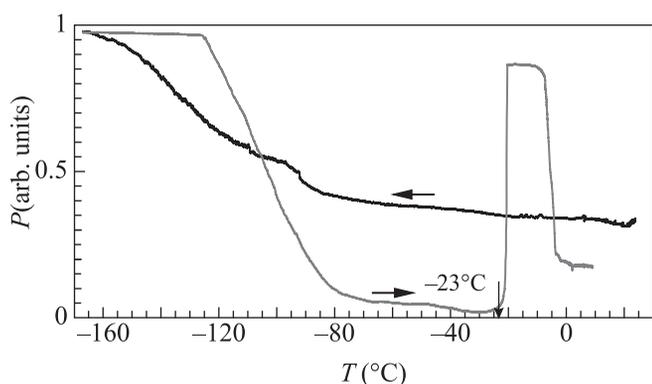


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость проходящей мощности лазерного излучения через монокристалл NaCl от температуры в цикле охлаждение – нагревание

Обсуждение результатов. Выполненные измерения показывают наличие характерного минимума прохождения излучения лазера после начала конденсации льда на подложке из различных диэлектриков, обладающих различной степенью гидрофильности. Коэффициент пропускания в области температур $-40 \dots -23^\circ\text{C}$ понижался до значений $0.1 \dots 0.5$. Этот процесс, как и предполагали, наблюдается на ветви нагревания при прекращении притока и оттока газообразного азота, что создает вблизи исследуемого образца накопление и избыточное давление паров воды, отличное от равновесного, из-за разности температур в центре и более теплой периферии камеры.

Вывод о том, что в процессе конденсации образуется именно лед 0, следует из того наблюдаемого факта, что проходящая мощность достаточно резко возрастает выше температуры -23°C для всех исследованных образцов. В этой области температуры лед 0 нестабилен и превращается в лед II или Ic согласно результатам [2–4].

Была выполнена грубая оценка толщины осажденной пленки льда 0 из наблюдавшегося отсутствия выраженных интерференционных изменений интенсивности прошедшего излучения. В случае тонких пленок на прозрачной подложке из-за разности их коэффициентов преломления в случае толщины пленки приблизительно в четверть длины волны должны возникать явления максимального просветления системы или, наоборот, возрастания коэффициента отражения (в зависимости от значения диэлектрической проницаемости пленки льда и подложки). Для используемой длины волны это значение с учетом влияния укорочения длины волны в среде составляет $\lambda/(4\sqrt{\epsilon'}) \sim 100 \text{ нм}$ (где λ – длина волны лазера в воздухе, ϵ' – действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости льда ~ 2.5). Поскольку сигналы вблизи 0°C при циклическом процессе охлаждения и нагревания совпадают в пределах одного процента, то можно ожидать, что толщина пленок не менее, чем на порядок меньше четверти волны и оказывается не более 10 нм. Это значение соответствует ожидаемой величине, при которой возникают поверхностные плазмоны [9, 10].

Также искали проводимость, которая возникает в слое на контакте льда 0 и диэлектрика. Для этого на расстоянии $\sim 1 \text{ см}$ на кварцевую пластинку прикрепляли два электрода из медной проволоки и выполняли измерение электрического сопротивления в процессе осаждения паров воды в условиях, аналогичных измерениям с лазером. В этих измерениях не было обнаружено появление сквозной проводимости. Из полученных результатов был сделан вывод, что осажденные пленки имели островковый характер на слюде и кварцевом стекле.

Имеются некоторые особенности на графиках пропускания для подложки из хлорида натрия – рис. 4. Особенность вблизи 0°C можно связать с появлением слоя жидкости, существенно превышающего толщину ранее осажденного слоя льда из-за процесса растворения подложки. Падение сигнала до значения порядка 0.1 от исходного вблизи -23°C можно объяснить более равномерным покрытием пленки из льда 0 из-за высокой степени гидрофильности поверхности кристалла, в отличие от случаев слюдяной и кварцевой подложек.

Объяснение наблюдаемого эффекта связывается с возникновением поверхностных плазмонов в трехслойной среде с тонким слоем повышенной проводимости между двумя диэлектриками с шероховатыми поверхностями [9, 10]. Их возникновение, как известно, приводит к поглощению и рассеянию падающих излучений даже от слоев нанометровой толщины.

Однако требуется объяснить появление высоких значений плотности свободных зарядов для достижения плазменной частоты выше частоты, на которой выполнены эксперименты. Как вначале предположили авторы, используя идею работ [5, 6], появление повышенной концентрации зарядов на границе двух диэлектриков, один из которых сегнетоэлектрик, может объяснить наблюдаемый эффект. Но по выполненным оценкам из данных работы [6] возможно возрастание концентрации поверхностных зарядов на 5–6 порядков по сравнению с объемом диэлектрика (для случая контакта трансформаторного масла и титанат-бариевой керамики). Найденное значение плазменной частоты оказывается в микроволновом диапазоне (из-за большой массы заряженных частиц, образованных при диссоциации ионов).

Альтернативным объяснением обнаруженного эффекта может быть поведение островковых пленок металлов, в которых наблюдали фотопроводимость в видимой и инфракрасной областях спектра [11, 12]. В этих структурах, кроме того, была обнаружена гигантская диэлектрическая проницаемость $10^7 \dots 10^8$, и ряд других эффектов. Фотопроводимость ранее не наблюдали в металлах, интересно то, что диэлектрическая проницаемость имела положительное значение, характерное для диэлектриков, и изменяла знак на отрицательный при наложении электрического поля. Таким образом, островковые пленки изменяют свои свойства от металлических до диэлектрических при внешних воздействиях. При этом оказалось, что значительную роль в поведении островковых пленок играет геометрический фактор. Можно предположить, что в случае пленок льда 0 появление высоких концентраций свободных электронов происходит за счет внутреннего фотоэффекта в сегнетоэлектрическом льде при облучении образцов зондирующим излучением.

Предполагается дальнейшее исследование обнаруженного эффекта в широком интервале длин волн от оптических до микроволнового диапазона для выяснения влияния пространственной организации наноскопических островков, эффектов подложки, а также интенсивности излучения.

Выводы.

1. Используемый способ циклического охлаждения – нагревания камеры при заполнении ее холодными парами азота позволил получить пленки льда 0 нанометровых толщин, выявленных при просвечивании подложек из диэлектрических материалов с осажденным льдом с использованием лазера на длину волны 0.52 мкм.

2. Из зависимостей интенсивности прошедшего излучения следует, что конденсированный лед является льдом 0, так как выше температуры -23°C наблюдали восстановление пропускания интенсивности излучения в соответствии с теоретическими предсказаниями.

3. Коэффициент пропускания интенсивности излучения лазера уменьшается до значений 0.1...0.5 в зависимости от площади покрытия пленками льда поверхности подложки, что определяется степенью их гидрофильности. Этот эффект определяется тем, что на границе сегнетоэлектрического льда 0 с диэлектриком возникает высоко проводящий слой толщиной порядка нанометра. Один из предполагаемых механизмов его образования связывается с внутренним фотоэффектом в наноразмерных островковых пленках сегнетоэлектрического льда. Поглощение и рассеяние в тонком слое связано с возникновением плазмонных колебаний и резонансных явлений.

4. Обнаруженная особенность может проявиться в стратосферных и мезосферных облаках при резких понижениях температуры и осаждении паров воды в виде льда 0 на пылевых диэлектрических частицах. То же может возникать при реакциях образования воды и ее последующего замерзания на поверхности частиц при низких температурах в этих облаках.

-
1. Г. С. Бордонский, А. О. Орлов, Письма в ЖЭТФ **105**, 483 (2017).
 2. B. Slater and D. Quigley, *Nature Mater.* **13**, 670 (2014).
 3. J. Russo, F. Romano, and Y. Tanaka, *Nature Mater.* **13**, 733 (2014).
 4. D. Quigley, D. Alfe, and B. Slater, *J. Chem. Phys.* **141**, 161102 (2014).
 5. S. M. Korobeynikov, A. P. Drozhzhin, G. G. Furin, V. P. Charalambakos, and D. P. Agoris, *Proc. 2002 IEEE 14th Intern. Conf. Dielectric Liquids* (2002), p. 270.
 6. S. M. Korobeynikov, A. V. Melekhov, Yu. G. Soloveitchik, M. E. Royak, D. P. Agoris, and E. Pyrgioti, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 915 (2005).
 7. Г. С. Бордонский, А. А. Гурулев, А. О. Орлов, С. В. Цыренжапов, *Современные проблемы дистан-*

- ционного зондирования Земли из космоса **15**, 120 (2018).
8. J. A. Sellberg, C. Huang, T. A. McQueen et al. (Collaboration), *Nature* **510**, 381 (2014).
9. К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*, Мир, М. (1986), 664 с.
10. В. В. Климов, *Наноплазмоника*, Физматлит, М. (2009), 480 с.
11. А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, *ЖЭТФ* **123**, 1067 (2003).
12. A. P. Boltaev and F. A. Pudonin, *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **38**, 185 (2011).

Измерение спектра двумерных “прокси” плазмонов методом СТОЯЧИХ ВОЛН

А. М. Зарезин^{+*1)}, П. А. Гусихин⁺, В. М. Муравьев⁺, И. В. Кукушкин⁺

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 31 января 2020 г.

После переработки 4 февраля 2020 г.

Принята к публикации 6 февраля 2020 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследованы плазменные возбуждения в двумерной электронной системе, частично экранированной металлическим затвором в форме полоски. Подобраны оптимальные геометрические параметры структуры для наблюдения стоячих волн “прокси” плазмона (*proximity plasmon*) вдоль длины полоски. Обнаружено четыре стоячие моды “прокси” плазменной волны. Путем сопоставления каждой из мод соответствующего волнового вектора, был измерен спектр “прокси” плазменных возбуждений, который с хорошей точностью совпал с теорией.

DOI: 10.31857/S0370274X20050082

Плазменные и магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) активно исследуются на протяжении последних 50 лет [1–7]. Такой повышенный интерес к данной теме связан с тем, что, по сравнению с трехмерным случаем, плазмоны в ДЭС обладают целым рядом уникальных свойств. К таким свойствам относится, например, бесщелевой корневой закон дисперсии. При этом, в отличие от трехмерных плазменных возбуждений, скорость двумерных плазмонов может регулироваться в широких пределах путем изменения концентрации двумерных электронов или приложения внешнего магнитного поля. Также, поскольку ДЭС находится близко к поверхности полупроводниковой подложки, на спектр двумерных плазмонов оказывает большое влияние диэлектрическое окружение системы [8–14].

Наиболее заметно взаимодействие двумерных электронов модифицируется путем создания хорошо проводящего затвора над плоскостью ДЭС. Типичной геометрией, в которой исследовались экранированные плазмоны, была двумерная электронная система конечного размера, экранированная бесконечным в латеральном направлении металлическим затвором. Было установлено, что в таких условиях спектр двумерного плазмона преобразуется к линейному виду [8]. Недавно было обнаружено, что в геометрии, когда ДЭС лишь частично экранирована

металлическим затвором, появляется семейство плазменных мод, существенно отличающихся по своим свойствам от экранированного плазмона [15–20]. Эти плазменные волны, индуцированные близким металлическим затвором, были названы “прокси” плазмонами (*proximity plasmons*).

В случае, когда проводящий затвор имеет форму полоски с шириной W (вставка к рис. 1), закон дисперсии “прокси” плазмона имеет следующий вид [19]:

$$\omega_{\text{pr}}(q) = \sqrt{\frac{2n_s e^2 h q}{m^* \varepsilon \varepsilon_0 W}} \quad (qW \ll 1), \quad (1)$$

где n_s – концентрация двумерных электронов, m^* – эффективная электронная масса, h – расстояние от ДЭС до металлического затвора, q – волновой вектор плазмона, направленный вдоль затвора, ε – диэлектрическая проницаемость полупроводникового кристалла.

В работе [17] были экспериментально обнаружены “прокси” плазменные моды в образцах с затвором в форме полоски, а также исследована зависимость их частоты от геометрических размеров затвора и концентрации двумерных электронов. Однако, для того, чтобы описать свои данные формулой (1), авторы использовали диэлектрическую проницаемость ε в качестве подгоночного параметра, получив значение 7.8, которое сильно отличается от ожидаемого значения $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$. Это указывает на то, что в тех экспериментах, где наблюдалась лишь одна “прокси” мода, авторам не удалось однозначно определить

¹⁾e-mail: zarezin.am@phystech.edu

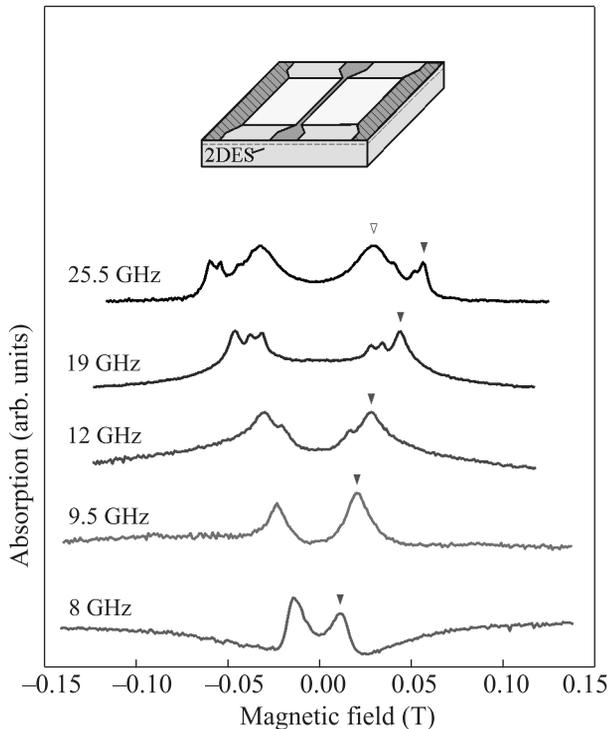


Рис. 1. (Цветной онлайн) Резонансные спектры интенсивности микроволнового поглощения в зависимости от величины приложенного перпендикулярно плоскости образца магнитного поля. Для удобства спектры сдвинуты по вертикали. Красная стрелка указывает на резонансный пик, соответствующий возбуждению фундаментальной моды “прокси” плазмона, а синяя – на пик, соответствующий возбуждению фундаментальной моды обычного двумерного плазмона. Измерения проводились на образце с металлическим затвором длиной $L = 500$ мкм и шириной $W = 20$ мкм. Концентрация электронов в ДЭС составляла $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$

волновой вектор плазмона. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по наблюдению “прокси” плазмона в образце с аналогичной конфигурацией ДЭС и металлического затвора. Путем подбора геометрических параметров затвора нам удалось создать плазмонный резонатор, где за счет многократного отражения “прокси” плазменной волны от границ резонатора возбуждается до 4 стоячих волн вдоль полоски затвора. Это позволило однозначно идентифицировать номера гармоник и сопоставить им соответствующие волновые векторы. Оказалось, что полученный таким образом спектр “прокси” плазмонов в нулевом магнитном поле находится в отличном согласии с теорией (1) без использования каких-либо подгоночных параметров.

Эксперименты были выполнены на высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с шири-

ной квантовой ямы 30 нм. Концентрация двумерных электронов в квантовой яме составляла $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, подвижность $\mu = 4 \cdot 10^6$ см 2 /(В·с) при температуре $T = 4.2$ К. Расстояние от ДЭС до поверхности полупроводниковой подложки составляло $h = 440$ нм. Образец представлял собой ДЭС прямоугольной формы (вставка к рис. 1). В центре меэты был термически напылен Cr (5 нм) – Au (300 нм) металлический затвор с шириной $W = 20$ мкм и длиной $L = 0.5$ мм. На расстоянии $a = 200$ мкм от затвора по бокам ДЭС были расположены металлические заземленные контакты. Центральный металлический затвор на границах ДЭС расширялся и на расстоянии 100 мкм переходил в контакты, имевшие размеры 100×100 мкм 2 . Плазменные колебания в данной системе возбуждались сверхвысокочастотным (СВЧ) излучением в диапазоне частот от 1 до 30 ГГц, которое подводилось непосредственно к центральному затвору по согласованному коаксиальному кабелю. Для регистрации плазменных возбуждений в ДЭС использовалась оптическая методика, основанная на детектировании нагрева системы при резонансном поглощении микроволнового излучения [21, 22]. Она основывается на высокой чувствительности спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному нагреву ДЭС. Излучение от стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 780$ нм подводилось непосредственно к образцу с помощью оптоволоконного кварцевого световода с диаметром 0.4 мм. Данный световод служил также для сбора сигнала люминесценции, который поступал на вход спектрометра со встроенной CCD (*charge-coupled device*) камерой. Эксперименты проводились в криостате со сверхпроводящим магнитом ($B = 0-1$ Тл) при температуре на образце $T = 4.2$ К.

На рисунке 1 показаны зависимости поглощения микроволнового излучения на частотах $f = 8, 9.5, 12, 19, 25.5$ ГГц, измеренные в зависимости от величины магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости ДЭС. Микроволновое излучение подавалось на центральный металлический затвор (вставка к рис. 1). На графиках, показанных на рис. 1, видны симметричные по магнитному полю резонансные пики поглощения. С увеличением частоты количество наблюдаемых пиков увеличивается, и они сдвигаются в сторону больших значений магнитного поля. Таким образом, резонансы соответствуют возбуждению различных магнитоплазменных мод в ДЭС. Красной стрелкой на графиках отмечен резонанс, соответствующий нижайшей по частоте моде. Далее будет показано, что этот резонанс отвечает

возбуждению вдоль затвора стоячей “прокси” плазменной волны с волновым вектором $q_L = \pi/L$. Следующие резонансы соответствуют возбуждению более высоких порядков стоячих плазменных волн с $q_L(N) = N\pi/L$ ($N = 2, 3, 4$).

Полая черная стрелка на верхней кривой ($f_p = 25.5$ ГГц) указывает на частоту, отвечающую двумерному плазмону в ДЭС (полые точки на рис. 2). Данное возбуждение связано с колебаниями элект-

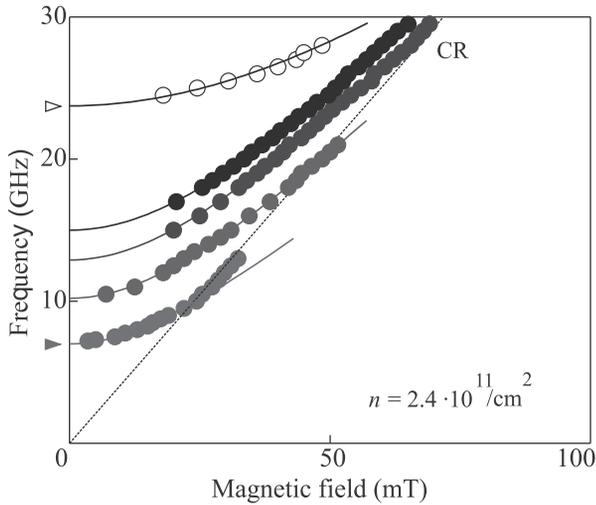


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментально полученная магнитодисперсия гармоник стоячих “прокси” плазменных резонансов с $N = 1, 2, 3, 4$ (сплошные кружки) и фундаментальной моды обычного двумерного плазмона (пустые кружки). Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу (CR, *cyclotron resonance*). Сплошные кривые являются результатом подгонки экспериментальных графиков зависимостью (2) с уменьшенным вследствие эффектов запаздывания значением ω_c . Красная стрелка указывает на теоретическое значение частоты фундаментальной моды “прокси” плазмона для данного образца

тронной плотности в ДЭС поперек центрального затвора с волновым вектором $q_{tr} = \pi/(2a + W)$, где $2a + W = 420$ мкм – расстояние между боковыми контактами. Плазменная волна в данном случае возбуждается с нестандартными граничными условиями, определяемыми нулем переменного потенциала на контактах. В таком случае ее частота в нулевом магнитном поле значительно “смягчается” относительно плазмона с граничными условиями в виде нуля по переменному току на границе ДЭС: $f_{th} = 36.5$ ГГц. Коэффициент “смягчения” частоты $\alpha = 1.4$ хорошо согласуется с экспериментальными данными для осесимметричного плазмона, возбуждаемого в диске

двумерных электронов с периметрическим контактом [23].

Стоит отметить, что наблюдение в настоящих экспериментах целой серии стоячих “прокси” плазменных волн скорее всего связано с формой центрального затвора. В настоящей работе (вставка к рис. 1) центральный затвор испытывает резкое расширение на границе ДЭС, что, по-видимому, однозначно задает граничные условия плазмонного резонатора для “прокси” волн. Таким образом устраняется один из основных каналов диссипации “прокси” плазмонов с большими волновыми векторами, связанный с “утечением” колебаний электронной плотности в затворе за пределы области над ДЭС.

Для характеристики наблюдаемых резонансных пиков поглощения на рис. 2 построена зависимость их частот от величины приложенного магнитного поля. Полученные экспериментальные магнитодисперсионные зависимости должны описываться квадратичным законом [8, 19]:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2, \quad (2)$$

где ω_0 – частота плазменной моды в нулевом магнитном поле, циклотронная частота $\omega_c = eB/m^*$, где B – перпендикулярно направленное к плоскости ДЭС магнитное поле. Однако формула (2) работает только при пренебрежении запаздыванием. В настоящем же эксперименте магнитодисперсионные зависимости имеют немного отличающийся от теоретической зависимости (2) наклон и пересекают прямую циклотронного резонанса (CR на рис. 2). Это является одним из проявлений эффектов гибридизации плазменных возбуждений со светом [24, 25]. Ранее было показано, что для “прокси” плазмонов эффекты запаздывания играют заметную роль [17].

Экстраполяция экспериментальных зависимостей на рис. 2 к нулевому магнитному полю дает следующие значения частот первых 4 стоячих плазменных резонансов вдоль полоски затвора: $f_1 = (7.0 \pm 0.2)$ ГГц, $f_2 = (10.2 \pm 0.2)$ ГГц, $f_3 = (12.9 \pm 0.2)$ ГГц, $f_4 = (15.0 \pm 0.2)$ ГГц. Полученные значения позволяют надежно идентифицировать каждую моду, а также построить дисперсионную зависимость “прокси” плазменного возбуждения, пользуясь тем, что серия стоячих волн соответствует серии значений волнового вектора:

$$q_L(N) = \frac{\pi}{L}N, \quad (3)$$

где $N = 1, 2, \dots$ – номер моды, L – длина металлического затвора.

Соответствующая зависимость частоты в нулевом магнитном поле от номера стоячей волны первых четырех наблюдаемых резонансов показана на рис. 3. Красные точки соответствуют вышеприве-

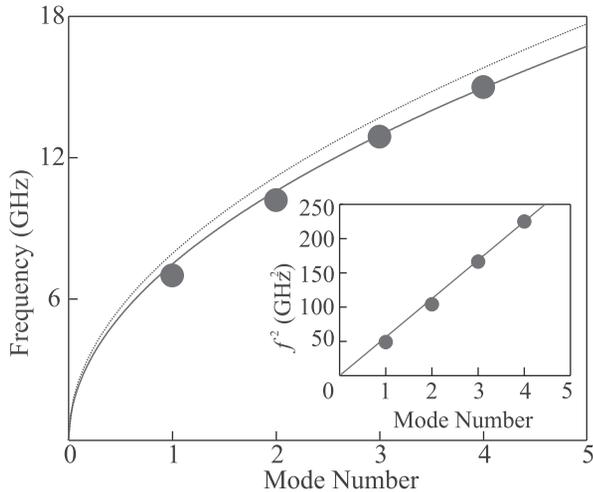


Рис. 3. (Цветной онлайн) Красными точками показана зависимость частоты в нулевом магнитном поле от номера гармоники для стоячих резонансов “прокси” плазмона. Сплошная линия – результат подгонки экспериментальных точек корневой зависимостью. Пунктирная линия соответствует теоретической зависимости (1), рассчитанной для параметров данного образца без подгоночных коэффициентов. Для наглядности на вставке показана линеаризованная зависимость квадрата частоты от номера гармоники

денным экспериментально полученным значениям. Красная сплошная кривая соответствует подгонке экспериментальных точек корневой зависимостью. Для наглядности на вставке показана линеаризованная зависимость квадрата частоты от номера моды. При этом следует отметить, что данные точки лежат очень близко к теоретической дисперсионной зависимости “прокси” плазмона (1), построенной без каких-либо подгоночных параметров пунктирной линией на рис. 3. При этом, согласно теории [19], для диэлектрической проницаемости было использовано значение $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$. Все экспериментальные значения слегка сдвинуты вниз по частоте относительно теоретических, что, скорее всего, является проявлением эффектов запаздывания. Практически полное совпадение теории [19] с представленными экспериментальными данными дает основание однозначно пронумеровать данные моды, а также однозначно определить волновой вектор, соответствующий возбуждению фундаментальной моды “прокси” плазмона. Таким образом, показанные на рис. 2 сплошными

кружками магнитодисперсионные зависимости относятся именно к стоячим волнам “прокси” плазмона.

В работе методом оптического детектирования экспериментально исследованы плазменные возбуждения в ДЭС с центральным металлическим затвором в форме полоски. Впервые удалось пронаблюдать на одном образце четыре стоячие волны “прокси” плазмона. Путем сопоставления каждой из мод соответствующего волнового вектора, был измерен спектр “прокси” плазменных возбуждений. Было установлено отличное согласие экспериментальных данных с существующей теорией.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 18-72-10072.

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
3. S. J. Allen, D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
4. S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
5. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
6. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
7. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **91**, 201 (2010).
8. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
9. P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Appl. Phys. Lett. **76**, 745 (2000).
10. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
11. D. A. Iranzo, S. Nanot, E. J. C. Dias, I. Epstein, Ch. Peng, D. K. Efetov, M. B. Lundberg, R. Parret, J. Osmond, J.-Y. Hong, J. Kong, D. R. Englund, N. M. R. Peres, and F. H. L. Koppens, Science **360**, 291 (2018).
12. С. И. Губарев, А. А. Дремин, В. Е. Козлов, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **90**, 588 (2009).
13. С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, В. Н. Белянин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **102**, 517 (2015).
14. В. В. Попов, О. В. Полищук, С. А. Никитов, Письма в ЖЭТФ **95**, 91 (2012).
15. П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **100**, 732 (2014).
16. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **114**, 106805 (2015).
17. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **99**, 241406(R) (2019).

18. V.M. Muravev, A.M. Zarezin, P.A. Gusikhin, A.V. Shupletsov, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **100**, 205405 (2019).
19. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B **99**, 165304 (2019).
20. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Semiconductors **53**(14), 1870 (2019).
21. B. M. Ashkinadze, E. Linder, and V. Umansky, Phys. Rev. B **62**, 10310 (2000).
22. V.M. Muravev, I.V. Andreev, S.I. Gubarev, V.N. Belyanin, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **93**, 041110(R) (2016).
23. V.M. Muravev, I.V. Andreev, V.N. Belyanin, S.I. Gubarev, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 045421 (2017).
24. И. В. Кукушкин, Д. В. Кулаковский, С. А. Михайлов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **77**, 594 (2003).
25. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).

Коллапс резонанса Фано вследствие нелокальности майорановского состояния

С. В. Аксенов⁺¹⁾, М. Ю. Каган^{*×1)}

⁺Институт физики им. Л. В. Киренского,
Федеральный исследовательский центр “Красноярский научный центр Сибирского отделения РАН”, 660036 Красноярск, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия

[×]Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 января 2020 г.

После переработки 10 февраля 2020 г.

Принята к публикации 10 февраля 2020 г.

Одна из главных особенностей майорановского состояния, привлекающая большой интерес к этим возбуждениям в твердотельных системах, заключается в его нелокальном характере. В данной работе демонстрируется, что непосредственным следствием этого является коллапс резонанса Фано в проводимости асимметричного интерференционного устройства, рукава которого соединены одномерным топологическим сверхпроводником. В рамках бесспиновой модели показано, что обнаруженный эффект связан с увеличением кратности вырождения состояния структуры с нулевой энергией в особой точке модели Китаева, приводящим к возникновению связанного состояния в континууме.

DOI: 10.31857/S0370274X20050094

1. Реализация связанных состояний в континууме (ССК) в квантовомеханических системах является частным случаем взаимодействия состояний непрерывного и дискретного спектров, когда гибридизация между ними исчезает [1, 2]. ССК могут быть обусловлены как фундаментальными причинами, связанными определенной симметрией структуры [3], так и случайным обращением в нуль отмеченного взаимодействия при непрерывном изменении параметров [4]. Системы с ССК в идеале обладают бесконечной добротностью, что делает их привлекательными для оптических приложений: лазеров, фильтров и детекторов [5].

Системы квантовых точек являются популярными объектами, где распространены ССК [6]. Это видно уже в простейшем случае двух точек, собственными состояниями которых выступают связанное и антисвязанное. Тогда, нарушая симметрию открытой системы непрерывным изменением параметров туннельного взаимодействия двойной точки с контактами, можно проследить переход от ситуации, когда антисвязанное состояние есть ССК при симметричном параллельном подключении, к ситуации, когда оба состояния имеют одинаковое конечное время жизни при последовательном подключении [7].

В промежуточном случае асимметричного параллельного соединения резонанс кондактанса, относящийся к антисвязанному состоянию, имеет вид особенности Фано [8], ширина которой прямо пропорциональна величине гибридизации этого состояния с континуумом. Похожая картина наблюдается и при учете фазы Ааронова–Бома [9, 10]. В результате, в сильно асимметричной транспортной геометрии кондактанс характеризуется наличием широкого резонанса Брейта–Вигнера и узкого резонанса Фано, подобно эффекту Дикке в оптике [11]. Таким образом, резонанс Фано можно интерпретировать как некоторый прекурсор ССК, а его коллапс является точкой в параметрическом пространстве, где ССК возникает [12, 13]. Увеличение числа точек в структуре приводит к росту числа ССК [14]. Учет многочастичных эффектов также приводит к реализации дополнительных ССК и резонансов Фано [15, 16]. В свою очередь, спин-орбитальное взаимодействие и зеemanовское расщепление позволяют реализовать эффект спиновой фильтрации на основе этих особенностей [17, 18]. Заметим, что возникновение ССК в обсуждаемых системах является естественным следствием их неоднородности в реальном или энергетическом пространстве [19, 20].

Явление топологической сверхпроводимости привлекает большое внимание исследователей во многом перспективами реализации квантовых вычисле-

¹⁾e-mail: asv86@iph.krasn.ru; kagan@kapitza.ras.ru

ний, устойчивых к действию процессов, нарушающих фазу состояния кубита. Одним из сценариев, позволяющих реализовать майорановское состояние (МС) в 1D системах на практике, является сочетание трех факторов: спин-орбитального взаимодействия, сверхпроводящего спаривания и магнитного поля [21–23]. В этом случае при определенном соотношении между параметрами в нормальной фазе возникает нечетное количество точек Ферми при $k \geq 0$ (k – волновой вектор). В результате реализуется сверхпроводящее спаривание электронов из одной подзоны, т.е. эффективное спаривание p -типа. Таким образом, проволока становится эквивалентной цепочке Китаева – идеализированной 1D системе, в которой впервые было показано возникновение МС [24]. Важность спин-орбитального взаимодействия также подчеркивается тем, что самосопряженный оператор квазичастичного возбуждения с нулевой энергией не может иметь вид $\beta = ua_{\uparrow} + va_{\downarrow}^{\dagger}$. В ряде экспериментов по туннельной спектроскопии полупроводниковых проволок InAs, InSb с сильной спин-орбитальной связью и наведенным сверхпроводящим спариванием (далее для краткости будем использовать аббревиатуру СП – сверхпроводящая проволока) приводились аргументы в пользу реализации МС в отмеченных структурах [25].

Однако, несмотря на прогресс в технологиях эпитаксиального роста и методах измерения [26], полученное квантование проводимости при нулевом напряжении не является достаточным свидетельством установления топологически нетривиальной фазы в упомянутых структурах [27]. В результате, на сегодняшний день насущной задачей является поиск альтернативных путей детектирования МС [28], в частности, используя нелокальный характер этого возбуждения. В работе [29] изучались транспортные свойства симметричного кольца Ааронова–Бома, рукава которого соединены мостиком в виде СП (см. рис. 1 при $t_1 = t_2$). Было показано, что если проволо-

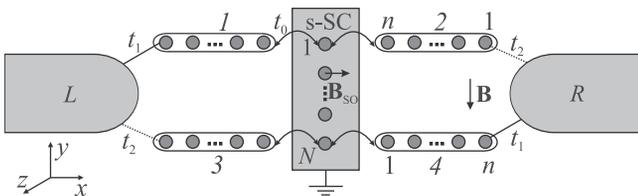


Рис. 1. (Цветной онлайн) Кольцо Ааронова–Бома, рукава которого соединены сверхпроводящей проволокой со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

ка находится в нетривиальной фазе, то в кондактансе наблюдается эффект Дикке. При этом свойства ре-

зонанса Фано зависят от величины перекрытия майорановских волновых функций, локализованных на противоположных концах СП.

В данной статье рассмотрено асимметричное кольцо, изображенное на рис. 1, где под асимметрией понимается неодинаковость параметров туннелирования между контактами и устройством, $t_1 \neq t_2$. Показано, что в отличие от рассмотренной ранее симметричной геометрии [29] в кондактансе асимметричного устройства возникают новые резонансы Фано. Обнаружено, что их ширина прямо пропорциональна величине нелокальности состояния СП с наименьшей энергией. Другими словами, чем сильнее плотность вероятности концентрируется на краях, тем уже резонанс Фано. В результате, в предельном случае двух невзаимодействующих майорановских фермионов данная особенность кондактанса исчезает.

2. Особенности квантового транспорта, которые будут обсуждаться ниже, связаны с присутствием СП. Ее гамильтониан имеет вид

$$\hat{H}_W = \sum_{j=1}^N \left[\sum_{\sigma} \xi a_{j\sigma}^{\dagger} a_{j\sigma} + \left(\Delta a_{j\uparrow}^{\dagger} a_{j\downarrow}^{\dagger} + i h a_{j\uparrow}^{\dagger} a_{j\downarrow} + \text{h.c.} \right) \right] + \frac{1}{2} \sum_{\sigma; j=1}^{N-1} \left[-t a_{j\sigma}^{\dagger} a_{j+1, \sigma} + i \alpha \sigma a_{j\sigma}^{\dagger} a_{j+1, \sigma} + \text{h.c.} \right], \quad (1)$$

где $\xi = \epsilon_d - \mu$ – одноузельная энергия, которая управляется энергией электрического поля затвора, ϵ_d ; μ – химический потенциал; t – параметр перескока между ближайшими узлами; α – интенсивность спин-орбитального взаимодействия Рашбы; Δ – параметр сверхпроводящего спаривания s -типа; h – зеемановская энергия, связанная с магнитным полем в плоскости устройства, \mathbf{B} . Тогда топологически нетривиальная фаза реализуется, если выполняется неравенство [21, 22]

$$(\xi - t)^2 + \Delta^2 < h^2 < (\xi + t)^2 + \Delta^2. \quad (2)$$

Заметим, что хотя α формально не входит в (2), наличие спин-орбитальной связи необходимо для возникновения МС, как отмечалось в разделе 1. Причем эффективное поле Рашбы, \mathbf{B}_{SO} , должно быть ориентировано перпендикулярно направлению зеемановского поля \mathbf{B} . В дальнейшем при расчетах все энергетические величины будут измеряться в единицах t : $t = 1$, $\Delta = 0.25$, $\alpha = 0.2$, $\mu = 0$.

Проволоки в нормальной фазе (НП), которые являются рукавами кольца (см. рис. 1), предполагаются одинаковыми. Их гамильтонианы, \hat{H}_{1-4} , получа-

ются из (1) при $\Delta = \alpha = 0$. Связь между СП и НП описывается туннельным гамильтонианом,

$$\hat{H}_T = -t_0 \sum_{\sigma} [(b_{L n \sigma}^+ + b_{R n \sigma}^+) a_{1 \sigma} + (d_{L 1 \sigma}^+ + d_{R 1 \sigma}^+) a_{N \sigma}] + \text{h.c.}, \quad (3)$$

где t_0 – параметр перескока между крайними узлами СП и НП; $b_{L(R) n \sigma}^+$ – оператор рождения электрона со спином σ на последнем узле левой (правой) верхней НП; $d_{L(R) 1 \sigma}^+$ – оператор рождения электрона со спином σ на первом узле левой (правой) нижней НП. В свою очередь, связь устройства (СП + НП) с контактами также описывается туннельным гамильтонианом, который в то же время выступает в роли оператора взаимодействия при применении диаграммной техники для неравновесных функций Грина,

$$\hat{V} = - \sum_{k \sigma} [c_{L k \sigma}^+ (t_1 b_{L 1 \sigma} + t_2 d_{L n \sigma}) + c_{R k \sigma}^+ (t_2 b_{R 1 \sigma} + t_1 d_{R n \sigma})] + \text{h.c.}, \quad (4)$$

где $c_{L(R) k \sigma}^+$ – оператор рождения электрона с волновым вектором k и спином σ в левом (правом) контакте; $t_{1,2}$ – параметры перескока между контактами и устройством. Гамильтониан i -го контакта ($i = L, R$) имеет простую форму, $\hat{H}_i = \sum_k (\epsilon_k - \mu_i) c_{i k \sigma}^+ c_{i k \sigma}$, где $\mu_{L,R} = \mu \pm eV/2$ – электрохимический потенциал контактов, учитывающий приложенное напряжение смещения.

Для расчета стационарного тока через устройство удобно диагонализировать его гамильтониан, $\hat{H}_D = \hat{H}_W + \sum_{i=1}^4 \hat{H}_i + \hat{H}_T$, используя операторы Намбу в узельном представлении, $\hat{f}_j = (f_{j \uparrow} \ f_{j \downarrow}^+ \ f_{j \downarrow} \ f_{j \uparrow}^+)^T$, где $f_{j \sigma}$ – оператор уничтожения электрона со спином σ на j -ом узле НП или СП [29]. Тогда можно определить матричную неравновесную функцию Грина кольца следующим образом:

$$\hat{G}^{ab}(\tau, \tau') = -i \langle T_C \hat{\Psi}(\tau_a) \otimes \hat{\Psi}^+(\tau_b') \rangle, \quad (5)$$

где T_C – оператор упорядочения на временном контуре Келдыша, состоящем из нижней (индекс +) и верхней (индекс -) частей [30]; $a, b = +, -$; $\hat{\Psi}$ имеет размерность $4(N + 4n) \times 1$, т.е. включает операторы Намбу и СП, и всех НП,

$$\hat{\Psi} = (\hat{b}_{L1} \dots \hat{b}_{Ln} \hat{d}_{L1} \dots \hat{d}_{Ln} \hat{a}_1 \dots \hat{a}_N \hat{b}_{R1} \dots \hat{b}_{Rn} \hat{d}_{R1} \dots \hat{d}_{Rn})^T. \quad (6)$$

Электронный ток в левом контакте записывается как $I = e \langle \dot{N}_L \rangle$ ($N_L = \sum_{k \sigma} c_{L k \sigma}^+ c_{L k \sigma}$ – оператор

числа частиц в левом контакте). Решая уравнение Гейзенберга, получим ($\hbar = 1$)

$$I = 2e \sum_k Tr \left[\hat{\sigma} Re \left\{ \hat{t}_1^+(t) \hat{G}_{k,L1}^{+-}(t,t) + \hat{t}_n^+(t) \hat{G}_{k,Ln}^{+-}(t,t) \right\} \right], \quad (7)$$

где $\hat{\sigma} = \text{diag}(1, -1, 1, -1)$; диагональные матрицы $\hat{t}_{1,n}$ являются функциями времени в результате унитарного преобразования [31], переводящего зависимость от напряжения в оператор \hat{V} ,

$$\hat{t}_{1,n} = \frac{t_{1,2}}{2} \text{diag} \left(e^{-i \frac{eVt}{2}}, e^{i \frac{eVt}{2}}, e^{-i \frac{eVt}{2}}, e^{i \frac{eVt}{2}} \right) \cdot \hat{\sigma}. \quad (8)$$

В формуле (7) смешанные функции Грина имеют вид $\hat{G}_{k,L1}^{+-} = i \langle \hat{b}_{L1}^+ \otimes \hat{c}_{Lk} \rangle$, $\hat{G}_{k,Ln}^{+-} = i \langle \hat{d}_{Ln}^+ \otimes \hat{c}_{Lk} \rangle$. Поскольку \hat{H}_D в пространстве операторов Намбу имеет вид гамильтониана свободных частиц, то при раскрытии средних в $\hat{G}_{k,L1}^{+-}$ и $\hat{G}_{k,Ln}^{+-}$ следует использовать те же принципы, что и для средних от T_C -упорядоченного произведения операторов вторичного квантования [32, 33]. В результате выражение (7) при $t \rightarrow 0$ переходит в

$$I = 2e \int_C d\tau_1 Tr \left[\hat{\sigma} Re \left\{ \hat{\Sigma}_{L1,L1}^{+a}(-\tau_1) \hat{G}_{L1,L1}^{a-}(\tau_1) + \hat{\Sigma}_{Ln,Ln}^{+a}(-\tau_1) \hat{G}_{Ln,Ln}^{a-}(\tau_1) + \hat{\Sigma}_{L1,Ln}^{+a}(-\tau_1) \hat{G}_{Ln,L1}^{a-}(\tau_1) + \hat{\Sigma}_{Ln,L1}^{+a}(-\tau_1) \hat{G}_{L1,Ln}^{a-}(\tau_1) \right\} \right], \quad (9)$$

где $\hat{\Sigma}_{Li,Lj}^{+a}(-\tau_1) = \hat{t}_i^+(0) \hat{g}_{Lk}^{+a}(-\tau_1) \hat{t}_j(\tau_1)$ – собственно-энергетические функции левого контакта ($i, j = 1, n$); $\hat{g}_{Lk}^{+a}(-\tau_1)$ – затравочная функция Грина левого контакта. Интегрируя по времени τ_1 и применяя преобразование Фурье, находим

$$I = e \sum_{i,j=1,n} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\pi} Tr \left[\hat{\sigma} Re \left\{ \hat{\Sigma}_{Li,Lj}^+(\omega) \hat{G}_{Lj,Li}^{+-}(\omega) + \hat{\Sigma}_{Li,Lj}^{+-}(\omega) \hat{G}_{Lj,Li}^+(\omega) \right\} \right]. \quad (10)$$

Дальнейшее преобразование формулы (10) дает возможность получить явный вид компонент, связанных с локальным андреевским отражением и нелокальным переносом носителей. Однако в виду громоздкости эти выражения здесь не приводятся.

Заметим, что поскольку в системе отсутствуют многочастичные взаимодействия, то функции Грина в подынтегральном выражении (10) определяются с учетом всех процессов туннелирования между устройством и контактами [33]. В частности, $\hat{G}_{Lj,Li}^a$ – блок матрицы опережающей функции Грина всего устройства, \hat{G}^a определяется из уравнения Дайсона,

$$\hat{G}^a = \left[\left(\omega - \hat{h}_D - \hat{\Sigma}^r(\omega) \right)^{-1} \right]^+, \quad (11)$$

где $\hat{\Sigma}^r(\omega)$ – матрица запаздывающей собственной энергетической функции, отражающей влияние обоих контактов на кольцо. В ходе дальнейших численных расчетов будем пользоваться популярным приближением широкозонных контактов, когда можно пренебречь реальными частями собственно-энергетических функций, а мнимые части рассматривать постоянными (см., например, [34]). Тогда имеем следующие ненулевые блоки $\hat{\Sigma}^r$:

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma}_{L1,L1}^r &= \hat{\Sigma}_{Rn,Rn}^r = -\frac{i}{2}\hat{\Gamma}_{11}, \hat{\Sigma}_{R1,R1}^r = \hat{\Sigma}_{Ln,Ln}^r = -\frac{i}{2}\hat{\Gamma}_{22}, \\ \hat{\Sigma}_{L1,Ln}^r &= \hat{\Sigma}_{R1,Rn}^r = \hat{\Sigma}_{Ln,L1}^r = \hat{\Sigma}_{Rn,R1}^r = -\frac{i}{2}\hat{\Gamma}_{12}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\hat{\Gamma}_{ii} = \Gamma_{ii}\hat{I}_4$, $\Gamma_{ii} = 2\pi t_i^2 \rho$ – функции уширения уровней устройства за счет взаимодействия с контактом ($i = 1, 2$); ρ – плотность состояний контакта; $\Gamma_{12} = \sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}$; \hat{I}_4 – единичная матрица 4×4 . При непосредственном рассмотрении асимметричного (симметричного) кольца будем предполагать, что $\Gamma_{22} = \Gamma_{11}/2 = 0.01$ ($\Gamma_{22} = \Gamma_{11} = 0.01$).

Блоки $\hat{G}_{Li,Lj}^{+-}$ в (10) получаются из решения уравнения Келдыша, $\hat{G}^{+-} = \hat{G}^r \hat{\Sigma}^{+-} \hat{G}^a$. Заметим, что поскольку рассматривается режим, когда все переходные процессы завершены, то затравочные функции Грина устройства в данное уравнение не входят [33]. При этом ненулевые блоки $\hat{\Sigma}^{+-}$ равны

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma}_{\alpha i, \alpha j}^{+-} &= -2\hat{\Sigma}_{\alpha i, \alpha j}^r \hat{F}_{\alpha}, \quad \alpha = L, R, \quad i, j = 1, n, \\ \hat{F}_{L(R)} &= \text{diag} \left(n(\omega \pm eV/2), n(\omega \mp eV/2), \right. \\ &\quad \left. n(\omega \pm eV/2), n(\omega \mp eV/2) \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где $n(\omega \pm eV/2)$ – функции Ферми–Дирака.

3. Обратимся к результатам численного расчета квантового транспорта в режиме линейного отклика и низких температур ($eV, k_B T \approx 0$) в системе, изображенной на рис. 1. Для начала рассмотрим предельный случай кольца с минимальным числом узлов, $n = 1, N = 2$. На рисунке 2а представ-

лена зависимость энергий четырех первых состояний, E_{1-4} , от энергии электрического поля затвора. При $h, \alpha = 0$ энергии вырождены попарно (см. тонкие пунктирные кривые). Кроме того, поскольку сверхпроводящее спаривание в кольце неоднородно, то при $\epsilon_d \neq 0$ реализуется щель. Однако в нулевом поле затвора имеем $E_{1-4} = 0$, вследствие чего кондактанс, $G = dI/dV$, содержит резонанс только при $\epsilon_d = 0$ (см. пик на рис. 2б).

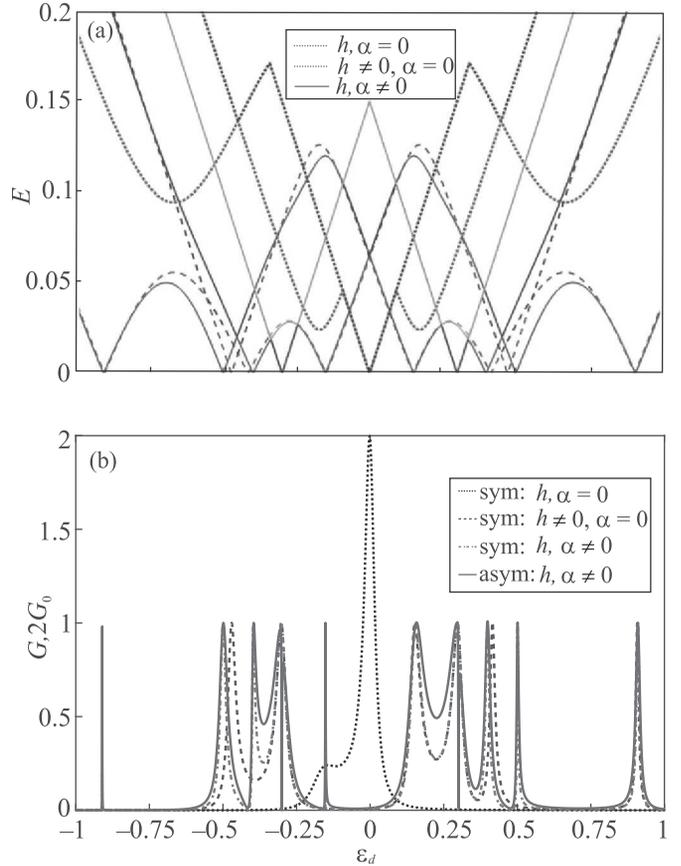


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости энергий возбуждения, E_{1-4} (а) и кондактанса (б) кольца, состоящего из шести узлов, от энергии поля затвора. Параметры: $n = 1, N = 2, t_0 = 0.5, h = 0.3$

При $h > \Delta$ щель подавляется, а также удваивается количество нулей в спектре за счет зеемановского расщепления (см. пунктирные кривые на рис. 2а). Как следствие, число максимумов кондактанса увеличивается, что показано штриховой кривой на рис. 2б. Однако не все нули энергий возбуждения проявляются в виде резонансов проводимости, что говорит о наличии ССК [7, 10]. Существует несколько путей сделать их время жизни конечным. Например, можно нарушить пространственную симметрию собственных состояний кольца введением

спин-орбитального взаимодействия [35]. В результате нули спектра возбуждений, связанные с СП, испытывают небольшое смещение, а в кондактансе появляются резонансы Фано (см. сплошные и штрихпунктирные кривые на рис. 2а и b соответственно). Таким образом, для реализации эффекта Дикке в симметричном кольце со сверхпроводящей центральной областью необходимо совместное действие магнитного поля и спин-орбитальной связи.

Стоит заметить, что при $\epsilon_d = \pm h$ состояние с нулевой энергией остается двукратно вырожденным и при $\alpha \neq 0$. Подобное вырождение также вызвано симметрией рассматриваемого кольца и указывает на существование дополнительных ССК [36, 37]. Их присутствие можно наблюдать в проводимости, если ввести асимметрию параметров туннелирования в контакты. Как показано на рис. 2b сплошной кривой, в этом случае появляются дополнительные резонансы Фано при $\epsilon_d = \pm h$. Аналогичный эффект возникает при учете фазы Ааронова–Бома [9, 10].

Если кольцо содержит большее число узлов в НП и СП, $N = 30$, $n = 20$, то эффект Дикке также имеет место при выполнении условия (2) и $\alpha \neq 0$ [29]. Данный режим означает реализацию топологически нетривиальной фазы в СП. На рисунке 3а сплошной кривой изображена пара резонансов, Фано и Брейта–Вигнера, в проводимости симметричного кольца ($n = 20$, $N = 30$) как функции зеemanовской энергии. Как отмечалось ранее, свойства резонанса Фано в таком случае зависят от степени локализации МС, что позволяет использовать данное устройство для детектирования этих возбуждений.

Дополнительные особенности транспорта, связанные с нелокальностью МС, имеют место при рассмотрении асимметричного кольца. В этом случае возникает дополнительный узкий резонанс Фано рядом с широким антирезонансом (см. пунктирную кривую на рис. 3а). Важно заметить, что с ростом длины мостика широкий антирезонанс приближается к узкому пику Фано. В свою очередь, последний коллапсирует, что хорошо видно на рис. 3b, и появляется ССК. Другими словами, можно говорить о своеобразной топологической блокаде эффекта Фано, связанного с асимметрией транспортных процессов в кольце, поскольку соответствующий резонанс исчезает именно в силу нелокальности низкоэнергетического возбуждения в СП.

Чтобы объяснить механизм, приводящий к коллапсу резонанса Фано, важно напомнить, что последний определяется ССК, возникающим за счет вырождения собственных состояний закрытой системы с нулевой энергией. Следовательно, исчезновение ре-

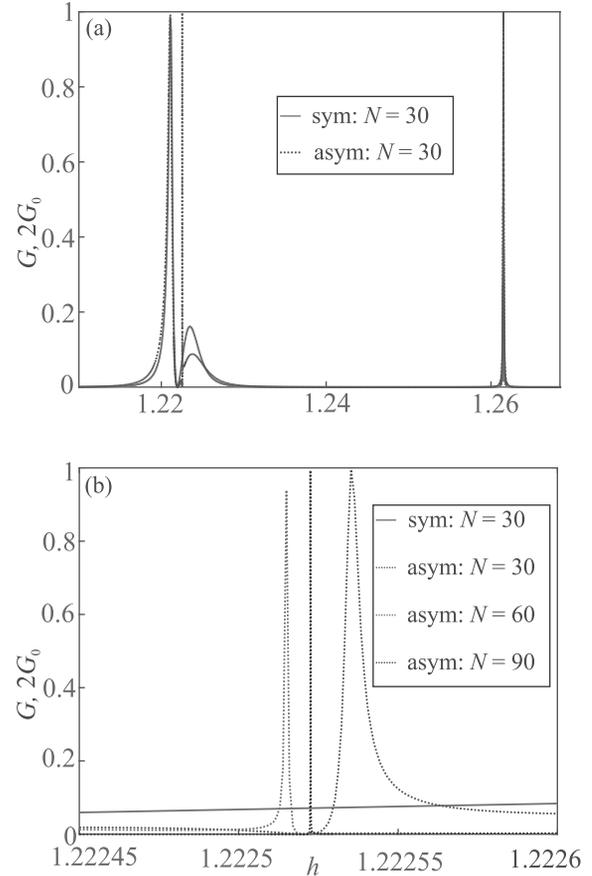


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Возникновение резонанса Фано за счет асимметрии туннельных процессов в кольце. (б) – Коллапс резонанса Фано, индуцированного на рис. 3а, с ростом нелокальности МС. Параметры: $n = 20$, $N = 30$, $t_0 = 0.1$, $\epsilon_d = 1$

зонанса Фано может указывать на увеличение кратности вырождения этого состояния, если перекрытие майорановских волновых функций становится пренебрежимо малым. Для проверки этой гипотезы обратимся к бесспиновой модели кольца с $n = 1$. В данной ситуации в роли мостика используем цепочку Китаева с четным числом узлов [24]. Тогда при $\epsilon_d = \mu = 0$ гамильтониан кольца имеет вид

$$H_D = \sum_{j=1}^{N-1} (-ta_j^+ a_{j+1} + \Delta a_j^+ a_{j+1}^+) - t_0 a_1^+ (b_{Ln} + b_{Rn}) - t_0 a_N^+ (d_{L1} + d_{R1}) + \text{h.c.} \quad (14)$$

Диагонализуя гамильтониан (14), получим следующее уравнение на спектр:

$$E^4 \left(E \cdot P_1 - 2t_0^2 \delta_1^{N/2-1} \right) \left(E \cdot P_2 + 2t_0^2 \delta_1^{N/2-1} \right) \times \left(E \cdot P_3 - 2t_0^2 \delta_2^{N/2-1} \right) \left(E \cdot P_4 + 2t_0^2 \delta_2^{N/2-1} \right) = 0, \quad (15)$$

где $\delta_{1,2} = t \mp \Delta$; P_i – i -й полином $N/2$ -й степени, причем в силу электрон-дырочной симметрии $P_{2,4} = P_{1,3}(E \rightarrow -E)$. Из (15) вытекает, что в особых точках модели Китаева, $\Delta = \pm t$, когда волновые функции майорановских фермионов не перекрываются, кратность вырождения состояния с нулевой энергией возрастает при $N > 2$, что и приводит к подавлению узкого резонанса Фано на рис. 3б.

Для большей наглядности обратимся к рассмотрению данной системы в представлении Майорана, $a_j = (\gamma_{1j} + i\gamma_{2j})/2$, где $\gamma_{ij} = \gamma_{ij}^\dagger$ ($i = 1, 2$). На рисунках 4а и б изображены устройства в рамках данного описания в особой точке модели Китаева, $\Delta = t$, с $N = 2$ и $N > 2$ соответственно (прямыми линиями обозначается взаимодействие между майорановскими фермионами разного сорта). Видно, что в первом случае верхний и нижний рукава остаются связанными из-за отсутствия сверхпроводящего спаривания в горизонтальных направлениях. Во втором случае устройство разделяется на верхнюю и нижнюю идентичные подсистемы. Каждая из них включает две цепочки взаимодействующих квазичастиц. Собственные энергии цепочки только с двумя связями в горизонтальном направлении равны $E_1 = 0$, $E_{2,3} = \pm t_0/\sqrt{2}$. В случае же добавления вертикальной связи (аналогично модели Фано–Андерсона) имеем $E_{1,2} = 0$, $E_{3,4} = \pm\sqrt{t^2 + t_0^2}/2$. Таким образом, именно возникновение Т-образных структур майорановских фермионов приводит к подавлению резонанса Фано в асимметричном кольце. Заметим, что поскольку нелокальность МС никак не зависит от соотношения параметров туннелирования между подсистемами (контакты, НП, СП), то обсуждавшийся эффект имеет универсальный характер, реализуясь и в наиболее общей ситуации, характерной для эксперимента, когда все эти величины отличаются. Кроме того, из рис. 4 становится очевидным, что просто при

в симметричном случае описанный резонанс Фано не возникает принципиально.

4. В настоящей работе исследованы особенности низкоэнергетического квантового транспорта, связанные с асимметрией кинетических процессов в кольце Ааронова–Бома, рукава которого соединяются СП в топологически нетривиальной фазе. Обнаружено, что резонанс Фано, возникающий вследствие описанного нарушения симметрии, коллапсирует с ростом длины мостика или, другими словами, когда перекрытие майорановских волновых функций становится пренебрежимо малым. Для объяснения эффекта была рассмотрена бесспиновая модель кольца, в которой в качестве СП выступает цепочка Китаева. В результате аналитического расчета спектра такой системы продемонстрировано увеличение кратности вырождения состояния с нулевой энергией в особых точках модели Китаева при $N > 2$ за счет возникновения Т-образных цепочек майорановских фермионов, что является прямым следствием нелокальности МС.

Мы благодарим В. В. Валькова и А. Д. Федосеева за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН #32 “Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий”, Российского фонда фундаментальных исследований (проекты #19-02-00348, 20-32-70059, 20-02-00015), Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта: “Кулоновские взаимодействия в проблеме реализации майорановских мод в низкоразмерных системах с нетривиальной топологией” (#19-42-240011). С. В. Аксенов выражает благодарность гранту Президента РФ МК-3722.2018.2 за оказанную поддержку. М. Ю. Каган благодарит Программу фундаментальных исследований НИУ ВШЭ за поддержку.

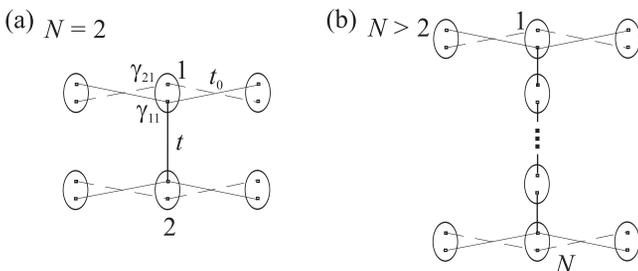


Рис. 4. Кольцо с $n = 1$ в представлении операторов Майорана для $N = 2$ (а) и $N > 2$ (б) при $\Delta = t$

$t = 0$, т.е. в случае двух несвязанных рукавов, резонанс Фано не подавляется. Стоит подчеркнуть, что

1. J. von Neumann and E. Wigner, Phys. Z **30**, 465 (1929).
2. C.W. Hsu, B. Zhen, A. Douglas Stone, J.D. Joannopoulos, and M. Soljacic, Nat. Rev. Mater. **1**, 16048 (2016).
3. R.L. Schult, D.G. Ravenhall, and H.W. Wyld, Phys. Rev. B **39**, 5476 (1989).
4. H. Friedrich and D. Wintgen, Phys. Rev. A **32**, 3231 (1985).
5. J.M. Foley, S.M. Young, and J.D. Phillips, Phys. Rev. B **89**, 165111 (2014).
6. М. Ю. Каган, С. В. Аксенов, Письма в ЖЭТФ **107**, 512 (2018).
7. M.L. Ladron de Guevara, F. Claro, and P.A. Orellana, Phys. Rev. B **67**, 195335 (2003).
8. U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).

9. P. A. Orellana, M. L. Ladrón de Guevara, and F. Claro, Phys. Rev. B **70**, 233315 (2004).
10. H. Lu, R. Lu, and B.-F. Zhu, Phys. Rev. B **71**, 235320 (2005).
11. R. H. Dicke, Phys. Rev. **89**, 472 (1953).
12. C. S. Kim and A. M. Satanin, JETP **88**, 118 (1999).
13. C. S. Kim, A. M. Satanin, Y. S. Joe, and R. M. Cosby, JETP **89**, 144 (1999).
14. W. Gong, Y. Han, and G. Wei, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 175801 (2009).
15. A. F. Sadreev and T. V. Babushkina, JETP Lett. **88**, 360 (2008).
16. M. Yu. Kagan, V. V. Val'kov, and S. V. Aksenov, Phys. Rev. B **95**, 035411 (2017).
17. M. L. Vallejo, M. L. Ladrón de Guevara, and P. A. Orellana, Phys. Lett. A **374**, 4928 (2010).
18. M. Yu. Kagan, V. V. Val'kov, and S. V. Aksenov, J. Magn. Magn. Mater **440**, 15 (2017).
19. H.-W. Lee, Phys. Rev. Lett. **82**, 2358 (1999).
20. A. F. Sadreev and I. Rotter, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 11413 (2003).
21. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **105**, 077001 (2010).
22. Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen, Phys. Rev. Lett. **105**, 177002 (2010).
23. В. В. Вальков, В. А. Мицкан, А. О. Злотников, М. С. Шустин, С. В. Аксенов, Письма в ЖЭТФ **110**, 126 (2019).
24. A. Yu. Kitaev, Phys. Usp. **44**, 131 (2001).
25. V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, Science **336**, 1003 (2012).
26. H. Zhang, C.-X. Liu, S. Gazibegovic et al. (Collaboration), Nature **556**, 74 (2018).
27. C.-X. Liu, J. D. Sau, T. D. Stanescu, and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **96**, 075161 (2017).
28. В. В. Вальков, В. А. Мицкан, М. С. Шустин, Письма в ЖЭТФ **106**, 762 (2017).
29. V. V. Val'kov, M. Yu. Kagan, and S. V. Aksenov, J. Phys.: Cond. Mat. **31**, 225301 (2019).
30. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964).
31. D. Rogovin and D. J. Scalapino, Ann. Phys. (N.Y.) **86**, 1 (1974).
32. С. В. Вонсовский, Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, *Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений*, Наука, М. (1977).
33. П. И. Арсеев, УФН **185**, 1271 (2015).
34. П. И. Арсеев, Н. С. Маслова, В. Н. Манцевич, ЖЭТФ **142**, 156 (2012).
35. M. P. Nowak, B. Szafran, and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **84**, 235319 (2011).
36. A. Volya and V. Zelevinsky, Phys. Rev. C **67**, 054322 (2003).
37. A. F. Sadreev, E. N. Bulgakov, and I. Rotter, Phys. Rev. B **73**, 235342 (2006).

Исследование электронной структуры комплексов фталоцианина меди CuPc с атомом лития

И. И. Врубель^{*1)}, А. А. Первишко^{*+}

^{*}Сколковский институт науки и технологий, 121205 Москва, Россия

⁺Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 5 февраля 2020 г.

После переработки 14 февраля 2020 г.

Принята к публикации 15 февраля 2020 г.

В приближении теории функционала плотности проведены исследования электронной структуры молекулы фталоцианина меди CuPc, а также ее энергетически устойчивых комплексобразований с атомом лития. Проанализировано влияние величины параметра Хаббарда на энергетическое расщепление $3d$ оболочки меди в комплексе CuPc. Показано, что отсутствие резонанса Абрикосова–Сула в комплексе фталоцианина меди при добавлении лития к молекуле связано с заполнением ее высшей молекулярной орбитали. Рассчитана величина туннельного тока через данные металлорганические комплексы, что соответствует изображениям, полученным при сканирующей туннельной микроскопии.

DOI: 10.31857/S0370274X20050100

Введение. Использование магнитных органических молекул рассматривается в качестве одного из перспективных направлений для развития электроники следующего поколения [1]. Благодаря относительной простоте синтеза этих соединений, а также их химической стабильности, металлфталоцианины – органические, обычно плоские молекулы, состоящие из атома металла, окруженного органическим лигандом в виде четырех изоиндольных колец, были использованы при разработке органических тонкопленочных транзисторов [2–5], диодов [6], солнечных батарей [7, 8] и сенсоров [9]. Наибольшую популярность получили фталоцианины переходных металлов, проявляющие свойства одномолекулярных магнитов [10, 11]. Наряду с изучением их магнитных свойств было также обнаружено изменение их электрических характеристик [12], в частности, переход металл-изолятор при добавлении щелочных металлов к органическому комплексу [13–15]. Несмотря на повышенный интерес к данным системам, объяснение взаимодействия между щелочным металлом и органической молекулой, которое определяет энергетический спектр металлорганического комплекса, на молекулярном уровне все еще требует детального исследования.

В настоящей работе представлены результаты модельных *ab initio* расчетов электронной структуры фталоцианина меди (рис. 1а), а также проанализи-

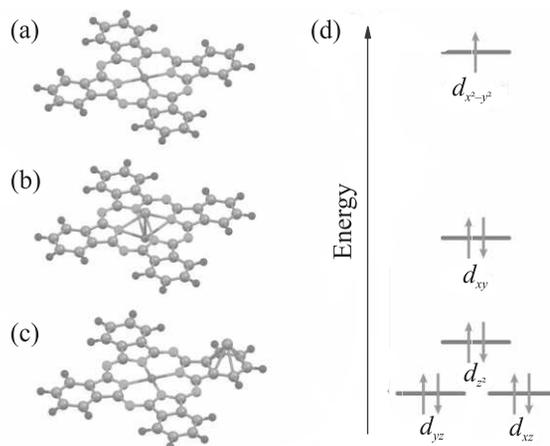


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Пространственная структура молекулы фталоцианина меди CuPc, состоящая из атомов меди (красный), азота (зеленый), углерода (серый) и водорода (синий). (б) – Структура комплексобразования молекулы фталоцианина меди с атомом лития (фиолетовый) в окружении меди CuPc + Li^{Cu}. (с) – Молекула фталоцианина меди с атомом лития в окружении изоиндольного кольца CuPc + Li^{ring}. (d) – Схема энергетических уровней, демонстрирующая расщепление $3d$ орбитали меди Cu²⁺ в плоскоквадратной конфигурации, вызванная влиянием лигандов

ровано влияние атома лития на плотность состояний металлорганического комплекса CuPc в двух энергетически устойчивых конфигурациях (рис. 1б, с). Продемонстрировано соответствие между рассчи-

¹⁾e-mail: ivanvrubel@ya.ru

танними топографическими картами силы туннельного тока через данные системы и экспериментальными данными, полученными методом сканирующей туннельной микроскопии [16].

Методология. Традиционно в рамках теоретических исследований электронной структуры молекулярных комплексов используются методы, основанные на теории функционала плотности (*density functional theory* – DFT) [17, 18], где влияние многочастичных эффектов учитывается посредством различных приближений для обменно-корреляционных функционалов [19]. В настоящей работе расчет электронной структуры молекулы CuPc и комплексов с атомом лития проводился с использованием обобщенной градиентной аппроксимации (*generalized gradient approximation* – GGA) с параметризацией Пердю–Бурке–Эрнзенхофа (Perdew–Burke–Ernzerhof – PBE) [20], реализованной в программном пакете для квантово-механического моделирования Quantum ESPRESSO (open-Source Package for Research in Electronic Structure, Simulation, and Optimization) [21, 22]. Величина граничной кинетической энергии плоских волн, использованных в расчете в качестве базиса, достаточного для полного разложения самосогласованного решения в Γ -точке, соответствует 1000 эВ. Вследствие наличия в системе сильно коррелированных электронов, занимающих $3d$ оболочку иона меди Cu^{2+} , в расчетах дополнительно была введена поправка Хаббарда (*Hubbard correction, DFT + U*) [23], учитывающая эффект кулоновского отталкивания на ионе меди.

Оценка эффективности используемого приближения осуществлялась с помощью сравнения результатов расчета с теорией кристаллического поля [24, 25]. Согласно этой модели, вырождение $3d$ орбитали атомов переходных металлов в плоскоквадратном окружении частично снимается по схеме, приведенной на рис. 1d, что выполняется и для иона меди Cu^{2+} в исследуемом комплексе, имеющего $3d^9$ конфигурацию. В связи с тем, что молекулярные орбитали комплекса CuPc по причине гибридизации являются суперпозицией вкладов различных атомных орбиталей элементов, образующих данный комплекс, их прямое сравнение с теорией кристаллического поля не возможно, так как последняя рассматривает изменение положения энергетических уровней атомных орбиталей окружением точечных заряженных лигандов. Поэтому в дальнейшем под рассчитанным энергетическим положением $3d$ орбиталей меди в комплексе CuPc понимается усредненная по энергии спроецированная на атомные орбитали плотность состояний (*projected density of states* – PDOS) вида:

$$E_{3d,l} = \int_{-\infty}^{E_{\max}} \varepsilon \text{PDOS}_l(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

где $E_{3d,l}$ – оценка энергетического положения $3d$ орбитали с моментом l , ε – одночастичная энергия, $\text{PDOS}_l(\varepsilon)$ – плотность состояний, спроецированная на искомую $3d$ орбиталь иона меди, E_{\max} – энергия высшего занятого уровня.

Молекула CuPc. Результаты расчета наборов $E_{3d,l}$ для $3d$ орбиталей иона Cu^{2+} в зависимости от значения поправки Хаббарда U представлены на рис. 2. Как видно из графика, электронная структу-

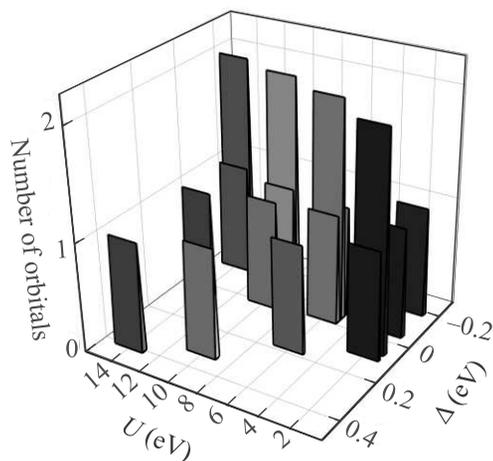


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость относительной энергии расщепления кристаллическим полем $3d$ оболочек иона меди Δ от величины параметра Хаббарда U . Высота столбца гистограммы характеризует степень вырождения энергетического уровня

ра комплекса сильно зависит от величины поправки. При значениях U , превышающих 6 эВ, вырожденная $3d$ орбиталь меди расщепляется в соответствии с теорией кристаллического поля, а именно, нижние по энергии уровни (d_{yz} и d_{xz}) остаются вырожденными, а остальные (d_{xy} , d_{z^2} и $d_{x^2-y^2}$) располагаются согласно рис. 1d. Исходя из этого, в последующем обсуждении ограничимся рассмотрением плотности состояний комплекса (*density of states* – DOS) со значением поправки Хаббарда равным $U = 10$ эВ (представлена на рис. 3). Как свойственно металлоорганическим комплексам, полученная плотность состояний CuPc имеет достаточно сложную структуру, а поскольку особенности фталоцианинов переходных металлов определяются в основном вкладом иона металла, рассмотрим подробнее проекцию полученных молекулярных орбиталей на атомные оболочки Cu^{2+} . Из рисунка 3 видно, что высшая занятая молекулярная орбиталь CuPc характеризуется половинным заполнением (*singly occupied molecular orbital* – SOMO), а

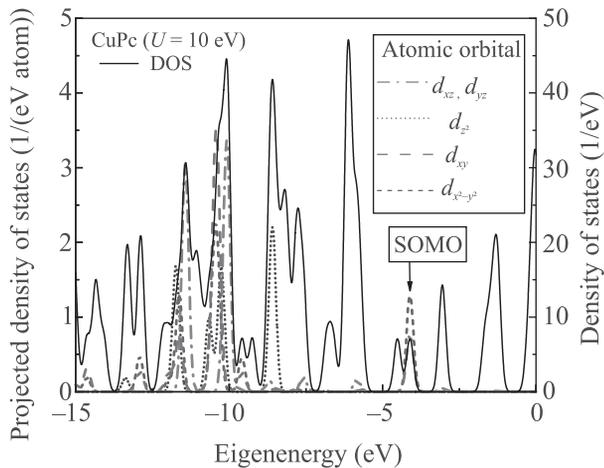


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спроецированная на $3d$ орбитали Cu и полная плотности состояний молекулы CuPc с поправкой Хаббарда $U = 10$ эВ

расположенный на ней единственный электрон имеет частичную локализацию на $d_{x^2-y^2}$ и d_{xy} $3d$ орбиталах Cu^{2+} . Собственная энергия высшей SOMO-орбитали дает грубую оценку энергии ионизации молекулы, равную 4 эВ, а учитывая характерную недооценку энергий в использованном при расчете методе [26], можно сделать вывод, что комплекс, размещенный на металлической подложке, на спектре дифференциальной проводимости вблизи SOMO уровня будет иметь резонанс (как, например, показано при экспериментальном исследовании молекулы, помещенной на подложку серебра [27]). Стоит также отметить, что молекулярные состояния, связанные с влиянием остальных d орбиталей иона меди, находятся заметно ниже по энергии, а именно, в интервале от -14 до -8 эВ, причем их положение однозначно определяется величиной параметра U . Так, например, для параметра кулоновского отталкивания, равного 2 эВ, основной вклад d орбиталей в плотность состояний располагается в интервале от -10 до -5 эВ. Необходимо отметить, что несмотря на явную зависимость положения $3d$ орбиталей иона меди от величины поправки Хаббарда вклад $d_{x^2-y^2}$ и d_{xy} оболочек в молекулярное состояние SOMO при изменении параметра U меняется незначительно так же, как и абсолютное положение энергии этого уровня, отличающееся не более, чем на 0.5 эВ при варьировании параметра U от 2 до 14 эВ.

Комплексообразования молекулы CuPc с атомом лития. Рассмотрим теперь влияние атомарного лития Li на полученную электронную структуру молекулы CuPc. Как было показано экспериментально, устойчивыми конфигурациями молеку-

лярных комплексов CuPc с литием являются системы, где примесный атом находится в ближайшем окружении иона меди $\text{CuPc} + \text{Li}^{\text{Cu}}$ (рис. 1b) и области одного из изоиндольных колец $\text{CuPc} + \text{Li}^{\text{ring}}$ (рис. 1c) [15]. При проведении оптимизации геометрий данных комплексов планарная конфигурация систем искажалась. Для $\text{CuPc} + \text{Li}^{\text{Cu}}$ положение иона меди вышло из плоскости лиганда, а ион лития приблизился к плоскости органического остова. В случае $\text{CuPc} + \text{Li}^{\text{ring}}$, когда атом лития располагается над плоскостью изоиндольного кольца, плоскоквадратная симметрия практически не искажается. Полная и спроецированная плотность состояний данных комплексообразований представлена на рис. 4. Как можно увидеть из графика, добавление лития к мо-

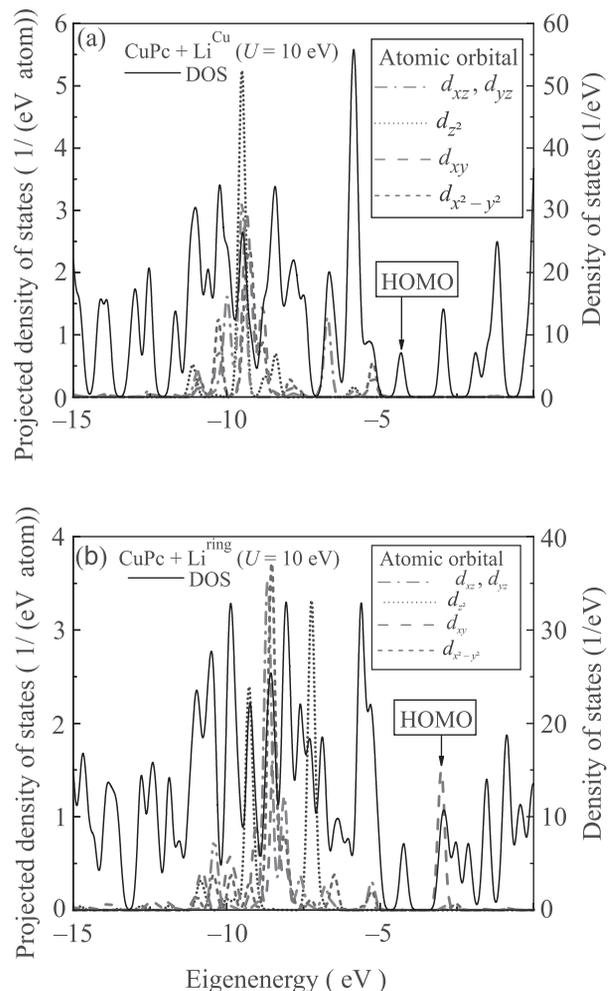


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спроецированная на $3d$ орбитали Cu и полная плотности состояний комплексообразований $\text{CuPc} + \text{Li}$, где ион лития располагается в ближайшем окружении иона Cu^{2+} (a) и одного из изоиндольных колец (b)

лекуле приводит к изменению электронной структуры комплексообразования. Тот факт, что атом лития, являясь донором электрона, приводит к полному заполнению высшего уровня в молекуле CuPc (*highest occupied molecular orbital* – НОМО), что, в свою очередь, делает ее неактивной в контексте образования резонанса Абрикосова–Сула (Abrikosov–Suhl resonance) [28, 29]. Стоит отметить, что НОМО орбиталь комплекса CuPc + Li^{Cu} не имеет перекрытия с 3d орбиталями меди, в то время как НОМО орбиталь CuPc + Li^{ring} имеет значительный вклад от d_{xy} оболочки иона меди, что позволяет заключить, что при изменении положения атома лития в комплексообразовании можно селективно воздействовать на орбитали металла и органического лиганда.

Туннельная микроскопия. Изоконтурные постоянные значения псевдозарядовой плотности высшей занятой орбитали молекулы CuPc и ее комплексообразований с литием представлены на вставках рис. 5. Данные уровни вносят определяющий вклад при получении топографического изображения методом сканирующей туннельной микроскопии (*scanning tunneling microscopy* – STM) [30]. Величина туннельного тока в системе зонд–молекула–подложка может быть теоретически оценена в рамках подхода Терсоффа–Хаманна (Tersoff–Hamann method) [31]:

$$I(\mathbf{R}) \propto \sum_{\substack{\varepsilon_n < E_F \\ \varepsilon_n > E_F - eV_{\text{bias}}}} |\psi(\mathbf{R}, \varepsilon_n)|^2, \quad (2)$$

где I – туннельный ток, \mathbf{R} – локальное положение зонда микроскопа, $\psi(\mathbf{R}, \varepsilon_n)$ и ε_n – одночастичные волновая функция и энергия, V_{bias} – напряжение смещения между зондом и подложкой, E_F – энергия Ферми материала подложки.

Данная оценка величины туннельного тока была использована при исследовании поверхностей других структурных комплексов с включенными атомами, что позволило объяснить влияние дополнительного атома на систему и находится в соответствии с экспериментально полученными STM профилями исследованных комплексообразований [16, 30].

На рисунке 5 представлены модельные профили STM изображения комплексов, полученные для характерного отрицательного смещающего напряжения, равного $V_{\text{bias}} = -2$ В относительно энергии высшей занятой орбитали молекулы, при высоте сканирования 0.3 нм над уровнем остова молекулы. Полученные результаты величины силы тока через систему качественно совпадают с пространственной конфигурацией молекулярных орбиталей эксперимен-

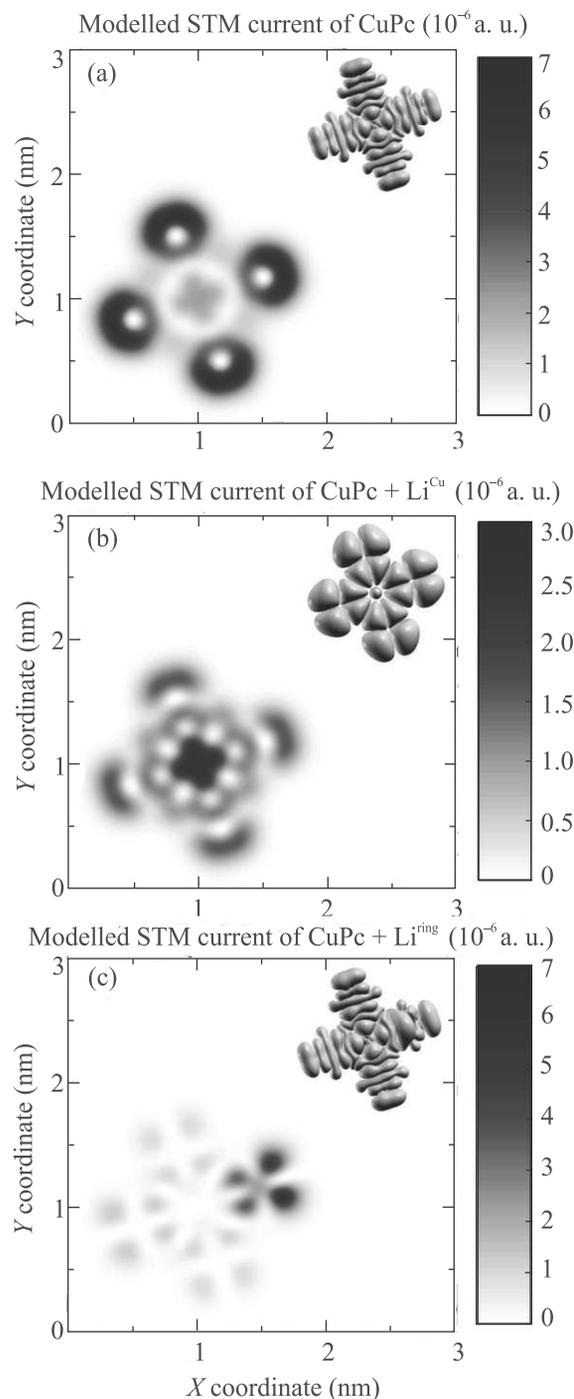


Рис. 5. (Цветной онлайн) Величина туннельного тока (а) для молекулы CuPc; (б) – для комплексообразования с литием в окружении иона меди CuPc + Li^{Cu}; (с) – для комплексообразования с литием в окружении изоиндольного кольца CuPc + Li^{ring}. Расчеты проведены с величиной поправки Хаббарда $U = 10$ эВ. Комплексообразования лежат в координатной плоскости XY. На вставках – пространственные профили высших молекулярных орбиталей соответствующих комплексов

тально исследованных комплексообразований для отрицательного напряжения [15]. В отличие от изображения комплексообразования $\text{CuPc} + \text{Li}^{\text{ring}}$, STM профиль $\text{CuPc} + \text{Li}^{\text{Cu}}$ может определяться не только высшим занятым уровнем, но и орбиталью, лежащей ниже по энергии. Количественное расхождение модельных расчетов объясняется отличием между теоретически рассчитанным и действительными энергиями уровней комплексов, а также неоднозначностью выбора уровня смещения [32, 33].

Заключение. В данной работе была рассчитана электронная структура фталоцианина меди CuPc и его энергетически устойчивых комплексов $\text{CuPc} + \text{Li}^{\text{Cu}}$ и $\text{CuPc} + \text{Li}^{\text{ring}}$ в рамках теории функционала плотности с учетом поправки Хаббарда. Было продемонстрировано, что при добавлении атома лития электронная структура системы меняется, вследствие появления дополнительного электрона атома лития, а зарядовая плотность перераспределяется в зависимости от конфигурации комплексообразования. Также, теоретически была предсказана величина туннельного тока данных комплексов, которая соответствует результатам исследований методом сканирующей туннельной микроскопии для рассмотренных систем.

И. И. Врубель благодарит за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (проект # 20-52-S52001). А. А. Первишко благодарит за поддержку Российский научный фонд (проект # 18-72-00058).

1. A. A. Khajetoorians, J. Wiebe, B. Chilian, and R. Wiesendanger, *Science* **332**, 1062 (2011).
2. Th. B. Singh and N. S. Sariciftci, *Annu. Rev. Mater. Res.* **36**, 199 (2006).
3. O. A. Melville, B. H. Lessard, and T. P. Bender, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **7**, 13105 (2015).
4. O. A. Melville, T. M. Grant, and B. H. Lessard, *J. Mater. Chem. C* **6**, 5482 (2018).
5. N. T. Boileau, R. Cranston, B. Mirka, O. A. Melville, and B. H. Lessard, *RSC Adv.* **9**, 21478 (2019).
6. L. S. Hung and C. W. Tang, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3209 (1999).
7. A. P. Yuen, S. M. Jovanovic, A.-M. Hor, R. A. Klenkler, G. A. Devenyi, R. O. Loutfy, and J. S. Preston, *Sol. Energy* **86**, 1683 (2012).
8. G. Williams, S. Suttty, R. Klenkler, and H. Aziz, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **124**, 217 (2014).
9. X. Ren, P. K. L. Chan, J. Lu, B. Huang, and D. C. W. Leung, *Adv. Mater.* **25**, 1291 (2013).
10. K. J. Franke, G. Schulze, and J. I. Pascual, *Science* **332**, 940 (2011).
11. I. Fernandez-Torrente, K. J. Franke, and J. I. Pascual, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 217203 (2008).
12. I. Oreshkin, V. I. Panov, S. I. Vasil'ev, N. I. Koroteev, and S. A. Magnitskii, *JETP Lett.* **68**, 521 (1998).
13. M. F. Craciun, S. Rogge, and A. F. Morpurgo, *J. Am. Chem. Soc.* **127**, 12210 (2005).
14. M. F. Craciun, S. Rogge, M.-J. L. den Boer, S. Margadonna, K. Prassides, Y. Iwasa, and A. F. Morpurgo, *Adv. Mater.* **18**, 320 (2006).
15. C. Krull, *Electronic Structure of Metal Phthalocyanines on Ag(100)*, Springer, Cham, Switzerland (2014), p. 146.
16. S. V. Savinov, A. I. Oreshkin, and S. I. Oreshkin, *JETP Lett.* **96**, 31 (2012).
17. P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* **136**, B864 (1964).
18. W. Kohn and L. J. Sham, *Phys. Rev.* **140**, A1133 (1965).
19. R. G. Parr and Y. Weitao, *Density-Functional Theory of Atoms and Molecules*, Oxford Univ. Press, N.Y., USA (1994), p. 352.
20. J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3865 (1996).
21. P. Giannozzi, S. Baroni, N. Bonini et al. (Collaboration), *J. Phys. Condens. Matter* **21**, 395502 (2009).
22. P. Giannozzi, O. Andreussi, T. Brumme et al. (Collaboration), *J. Phys. Condens. Matter* **29**, 465901 (2017).
23. M. Cococcioni and S. de Gironcoli, *Phys. Rev. B* **71**, 035105 (2005).
24. R. Janes and E. A. Moore, *Metal-Ligand Bonding*, RSC, Cambridge, UK (2004), p. 104.
25. D. W. Oxtoby, H. P. Gillis, and L. J. Butler, *Principles of Modern Chemistry*, Cengage Learning, Boston, USA (2015), p. 1264.
26. G. Zhang and C. B. Musgrave, *J. Phys. Chem. A* **111**, 1554 (2007).
27. C. Krull, R. Robles, A. Mugarza, and P. Gambardella, *Nat. Mater.* **12**, 337 (2013).
28. A. A. Abrikosov, *Physics Physique Fizika* **2**, 5 (1965).
29. H. Suhl, *Phys. Rev.* **138**, A515 (1965).
30. R. Z. Bakhtizin, A. I. Oreshkin, P. Murugan, V. Kumar, J. T. Sadowski, Y. Fujikawa, Y. Kawazoe, and T. Sakurai, *Chem. Phys. Lett.* **482**, 307 (2009).
31. J. Tersoff and D. R. Hamann, *Phys. Rev. B* **31**, 805 (1985).
32. S. V. Savinov, A. I. Oreshkin, S. I. Oreshkin, and C. van Haesendonck, *JETP* **120**, 1064 (2015).
33. A. I. Oreshkin, V. N. Mantsevich, N. S. Maslova, D. A. Muzychenko, S. I. Oreshkin, V. I. Panov, S. V. Savinov, and P. I. Arseev, *JETP Lett.* **85**, 40 (2007).

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

том 111

Выпуск 6

25 марта 2020

*Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора

Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

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

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

© Российская академия наук, 2020

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

Лабораторное моделирование взаимодействия Солнечного ветра с Лунными магнитными аномалиями

М. С. Руменских¹⁾, А. А. Чибранов, М. А. Ефимов, А. Г. Березуцкий, В. Г. Посух, Ю. П. Захаров, Э. Л. Бояринцев, И. Б. Мирошниченко, И. Ф. Шайхисламов

Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 30090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 2020 г.

После переработки 20 февраля 2020 г.

Принята к публикации 26 февраля 2020 г.

В работе представлены результаты лабораторного эксперимента по моделированию отражения протонов над участками локальной намагниченности Лунной коры. Для моделирования локализованного магнитного поля использовался квадрупольный и дипольный источник. Отражение протонов вблизи за счет действия магнитного поля достигало 50 % от натекающего потока. Обнаружена значительная разница как в структуре мини-магнитосферы, так и отражения протонов между квадрупольной и дипольной конфигурацией. Полученные данные качественно согласуются с измерениями *in situ* космическими аппаратами над Лунными магнитными аномалиями.

DOI: 10.31857/S0370274X20060016

1. Введение. Процессы, происходящие в космической среде, являются комплексными и сложными для интерпретации. Космическая среда образована в основном плазмой, и исследование взаимодействия плазменных потоков является важной задачей при изучении космического пространства. Плазменное окружение Луны является одним из таких объектов. Данные, полученные спутниковыми измерениями [1–6] показали, что она, в отличие от Земли, не имеет глобального магнитного поля. При отражении от Лунной поверхности, не защищенной магнитным полем, протоны Солнечного ветра рекомбинируют с электронами, и отраженный от поверхности поток представлен в основном нейтральными частицами. Однако в определенных местах на Луне потоки заряженных частиц отражаются качественно иным образом, чем в остальных: над подобными областями наблюдаются значительные потоки отраженных протонов, а также снижение интенсивности потока нейтральных частиц [7–11]. Данное явление объясняется существованием локальных намагниченностей коры, которые носят название Лунных Магнитных Аномалий (ЛМА). При натекании Солнечного ветра на такие участки образуется мини-магнитосфера, которая препятствует проникновению заряженных частиц и изменяет локальное альbedo Лунной коры [6].

Известно, что ЛМА располагаются в основном над местами с неравномерной структурой поверхности (кратеры и океаны). Детальное изучение лунных

мини-магнитосфер представлено в основном численными методами [11–14]. Лабораторное моделирование данных структур является перспективным, поскольку основные параметры подобия выполнить для мини-магнитосферы значительно легче, чем для обычной магнитосферы Земного типа. Из лабораторных опытов следует отметить работу [15], в которой струя плазмы налетала на магнит в режиме, когда ионный гирорадиус и ионная плазменная длина существенно превышали размер области локализации магнитного поля. Измерения показали остановку ионов и формирование электростатического потенциала на масштабе электронной плазменной длины. В наших предыдущих работах [16–18] мини-магнитосфера изучалась с помощью лабораторных экспериментов типа Террелла, численного моделирования 2.5D Холловским магнитогидродинамическим кодом и теоретического анализа. В частности, эксперименты показали, что когда значение ионной инерционной длины $L_{pi} = c/\omega_{pi}$ больше, чем расстояние до точки баланса магнитного и кинетического давления R_b , плазма проникает в магнитосферу и останавливается на границе Штермера минимального сближения пробных ионов с центром магнитного диполя. Другая особенность заключается в том, что с увеличением L_{pi} измеряемая магнитопауза R_m смещается дальше от расстояния баланса давления R_b , и скачок поля на магнитопаузе уменьшается. На основе экспериментальных данных впервые была построена комплексная модель, которая объясняет наиболее важные особенности мини-магнитосферы, наблюда-

¹⁾e-mail: marina_rumenskikh@mail.ru

емые в [16] и в других работах по численному моделированию [19, 20].

В настоящей работе представлен эксперимент по лабораторному моделированию ЛМА с учетом такой их специфики, как сложная структура магнитного поля. Одной из особенностей ЛМА является не-дипольный характер магнитного поля, который в первом приближении можно описать как сумму отдельных диполей случайного направления [21]. Мы применяем два диполя в конфигурации параллельных или антипараллельных магнитных моментов. В последнем случае поле называется квадрупольным. Другой принципиальной новизной является то, что впервые в таких опытах измерен поток ионов, отраженных от области сильного магнитного поля с целью количественного сопоставления с результатами спутниковых измерений над ЛМА.

2. Экспериментальная установка и условия опытов. Стенд “КИ-1” лаборатории энергетики сверхмощных лазеров ИЛФ СО РАН был разработан для изучения разнообразных процессов, протекающих в космической плазме. Вакуумная камера стенда (рис. 1) снабжена источником плазмы типа тета-

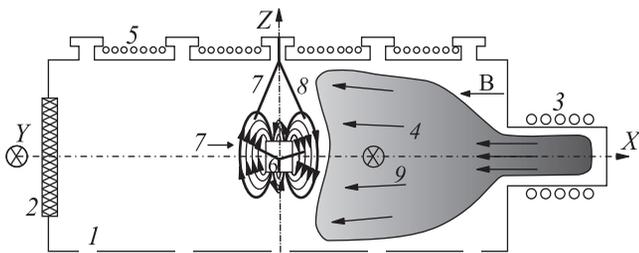


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – вакуумная камера с размерами 5×1.2 м; 2 – смотровое окно; 3 – тета-пинч; 4 – поток водородной плазмы; 5 – соленоид; 6 – магнитный квадруполь; 7 – сопряженные магнитные и электрические зонды; 8, 9 – коллектора

пинча, который используется для генерации квазиоднородных и квазистационарных потоков плазмы. Механизм получения фоновой плазмы – индукционный разряд. Объем пред-ионизатора заполняется газом, в нашем случае молекулярным водородом, и индукционное электрическое поле, создаваемое импульсным магнитным полем соленоида, создает пробой и ионизацию газа, а также сжатие и нагрев плазмы.

Генерируемая плазма распространялась в вакууме ($\sim 10^{-6}$ Торр) с однородным внешним магнитным полем 5 Гс, которое применялось для стабилизации потока плазмы в направлении распространения. Величина внешнего поля мала и не вносит изменений в рассматриваемые процессы. Источник квадруполь-

ного магнитного поля был изготовлен из двух последовательно соединенных катушек. Катушки питались импульсом тока с длительностью ~ 200 мкс, и каждая могла создавать магнитный момент величиной до 10^6 Гс \cdot см³. При параллельном включении катушек создавалось дипольное магнитное поле, а при антипараллельном – квадрупольное. Магнитные моменты катушек были направлены вдоль оси Z, а их центры были разнесены по оси X на расстояние $\Delta = 2.5$ см для одной и -2.5 см для другой. Такая геометрия является наиболее простой для исследования взаимодействия с потоком плазмы, поскольку в этом случае нули поля располагаются в плоскости терминатора Y–Z. Вдоль направления потока плазмы, т.е. оси X, величина поля для параллельного включения катушек (диполь) или антипараллельного (квадруполь) равна соответственно $B = B_z = \mu/(x - \Delta)^3 \pm \mu/(x + \Delta)^3$. Отметим, что если для диполя величина поля на больших расстояниях спадает как r^{-3} , то для квадруполя как r^{-4} .

Диагностика включала магнитные зонды, которые представляли собой три миниатюрных ортогонально расположенных катушки общей площадью около 1 см² каждая. Временное разрешение зондов составляло 20 нс, полоса пропускания 10 МГц, пространственное разрешение 0.5 см. Устройство перемещения зондов позволяло охватить область ± 25 см от центра диполя.

Электрические зонды Ленгмюра измеряли ионный ток и плавающий потенциал плазмы. Расчет концентрации ионов из тока зонда описан в работе [18]. Рисунок 2а показывает типичные сигналы двух разнесенных зондов, по которым можно измерить скорость потока. Поток плазмы имеет динамический характер и вариации величин от одного срабатывания θ -пинча к другому. Поэтому для измерения и анализа выбирался определенный интервал времени и только определенные пуски, так что вариации скорости и концентрации не выходили за определенный диапазон (рис. 2б). Усредненные параметры потока плазмы брались по данным зонда, расположенного непосредственно вблизи диполя и составили: концентрация $n_0 = (2-5) \cdot 10^{12}$ см⁻³, скорость $V_0 = 45$ км/с.

3. Результаты.

3.1. Структура мини-магнитосферы. Магнитные и зондовые измерения позволили построить профиль мини-магнитосферы вдоль оси взаимодействия X, определить положение магнитопаузы, степень проникновения плазмы внутрь магнитосферы, степень отличия квадруполя и диполя. Полученные данные качественно аналогичны нашим предыдущим экспериментам [16, 17]. Рисунок 3 показывает

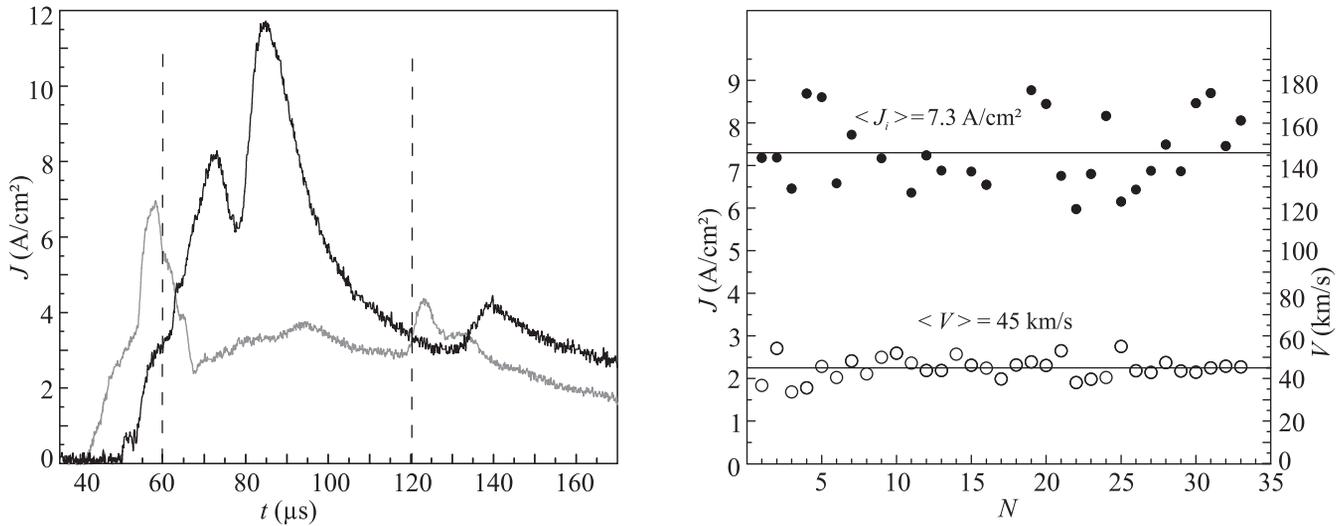


Рис. 2. Левая панель – типичные осциллограммы тока с электрического зонда, расположенного вблизи диполя на расстоянии $X = 0$ (черная линия) и с коллектора, расположенного на расстоянии $X = 70$ см (серая линия). Вертикальные пунктирные линии обозначают границы рабочего интервала, выбираемого для измерения и обработки сигналов. Правая панель – распределение тока электрического зонда (черные точки) и скорости потока (красные точки), усредненных по рабочему интервалу в отдельных пусках. По оси абсцисс отложен номер пускa. Здесь и в дальнейшем время отсчитывается от срабатывания θ -пинча

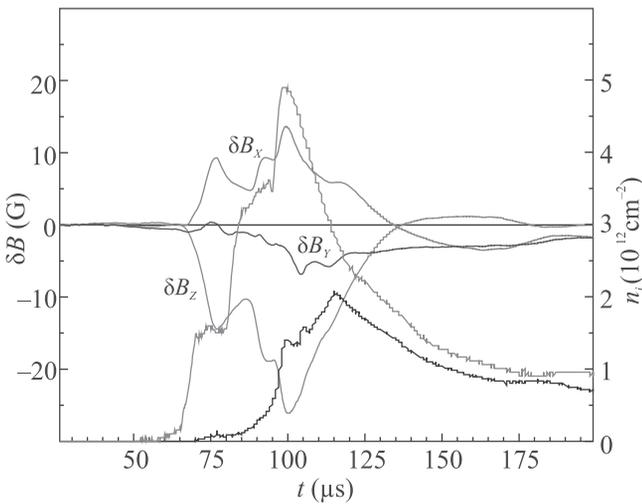


Рис. 3. (Цветной онлайн) Осциллограммы трех ортогональных магнитных зондов (левая ось ординат), измеренные в квадрупольном магнитном поле $\mu_B = 7.5 \times 10^5$ Гс·см³ на расстоянии $X = 15$ см ($Z, Y = 0$). На правой оси ординат показана концентрация плазмы, вычисленная из плотности тока на зонд в присутствии и отсутствии квадрупольного поля (черная и серая кривая соответственно)

типичные осциллограммы магнитных зондов и зонда Ленгмюра внутри магнитосферы. Можно наблюдать увеличение основной компоненты магнитного поля B_z , что соответствует формированию мини-магнитосферы при обтекании квадруполя. Внут-

ри мини-магнитосферы поток плазмы частично или полностью ослабляется. В случае квадруполя проникновение плазмы внутрь имеет значительную временную задержку, как показывает сравнение динамики магнитных и токовых сигналов с квадруполем и без него. Это свидетельствует о трехмерном характере процесса попадания плазмы внутри мини-магнитосферы. Измерения в разных точках и усреднение величин в квази-стационарный промежуток взаимодействия позволяет построить профили вдоль оси X , которые представлены на рис. 4 для дипольной и квадрупольной конфигурации.

Вблизи оси X вариация основной компоненты δB_z значительно превосходит δB_x и δB_y . Из компоненты δB_x вычтено начальное однородное поле в камере 5 Гс, поскольку оно вытесняется потоком плазмы. Как видно, имеется принципиальное различие между квадрупольной и дипольной конфигурацией в величине поджатия поля внутри мини-магнитосферы и в количестве плазмы, проникающей внутрь. Дипольная мини-магнитосфера имеет значительное ~ 4 -х кратное увеличение концентрации плазмы в токовом слое и практически полное отсутствие плазмы за пределами токового слоя. В квадрупольном поле увеличение концентрации значительно слабее, но при этом плазма проникает далеко внутрь мини-магнитосферы. Следует отметить, что ход зондов не позволял измерить величины на расстояниях более 25 см от диполя, так что графики на рис. 4 не

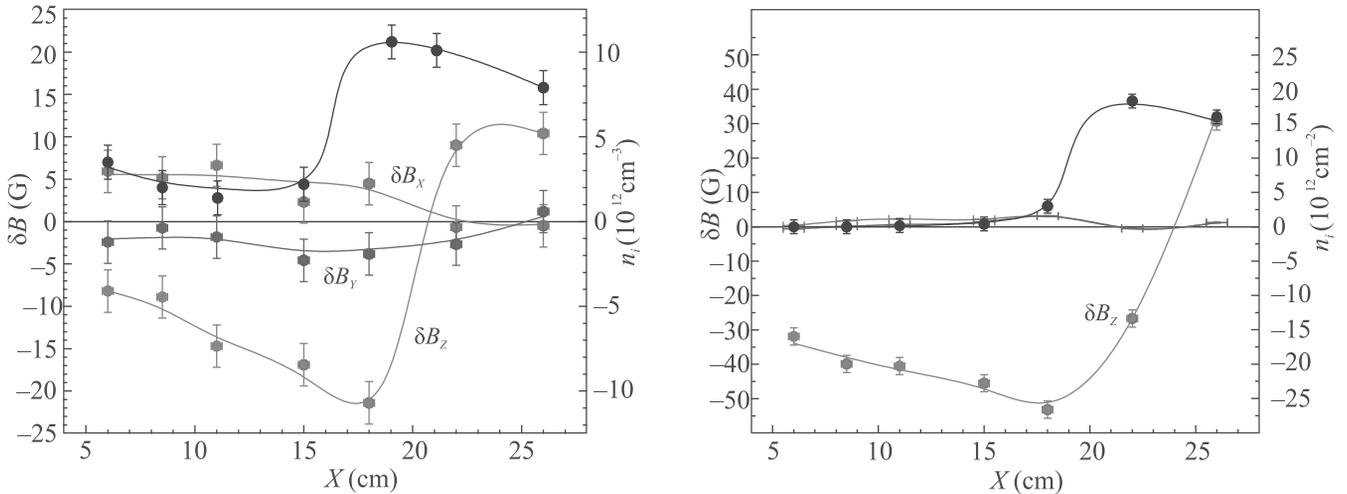


Рис. 4. (Цветной онлайн) Профили вдоль оси взаимодействия X компонент магнитного поля (цветные кривые, левая ось ординат) и концентрации плазмы (черная кривая, правая ось), измеренные в поле катушек с моментом $\mu_B = 7.5 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$. Левая панель – квадрупольная конфигурация; правая панель – дипольная

показывают выход на невозмущенный поток плазмы. Тем не менее, вся внутренняя часть магнитосферы, магнитопауза (определяемая как точка, где вариация основной компоненты меняет знак от поджатия к вытеснению, $\delta B_z = 0$) и часть токового слоя в измерениях зафиксированы.

3.2 Измерения потоков ионов. Измерения потоков частиц были проведены посредством двух коллекторов, расположенных на расстоянии 5 и 50 см от источника магнитного поля, устроенных по принципу цилиндра Фарадея. На направляющей трубке имелась щель диаметром 0.6 мм для захвата потока ионов. Направляющая трубка давала поступательную и вращательную степень свободы. Дальний от источника магнитного поля коллектор перемещался вдоль оси Y , при значении других координат $Z = 0$, $X = 5$ см. Ближний коллектор перемещался под углом 45° к осям X и Y и Z . При пересечении плоскости XZ расстояние до источника магнитного поля составляло 50 см ($Y = 0$, $Z = 0$, $X = 50$ см). Точность пространственной установки коллекторов составляла 0.5 см. Направляющая трубка могла вращаться вокруг своей оси, что позволяло детектировать потоки частиц из разных направлений, определяемых ориентацией собирающего отверстия коллектора. Например, для ближнего коллектора основные положения соответствовали следующим ориентациям: направление $+X$ на тета-пинч в сторону основного потока плазмы (угол $\alpha = 0^\circ$); направление $-X$ на диполь в сторону отраженного потока ($\alpha = 180^\circ$); поперечные направления $+Y$ ($\alpha = \pm 90^\circ$). Угловая диаграмма направленности коллекторов составляла

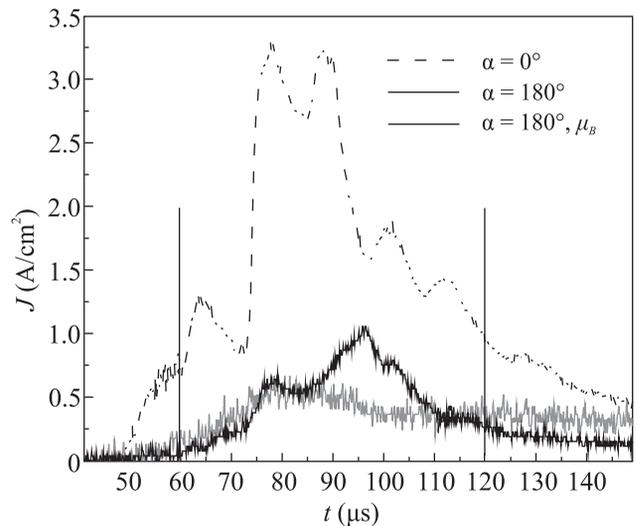


Рис. 5. Типичные осциллограммы ближнего коллектора, полученные при ориентации на тета-пинч (черная пунктирная) и в противоположную сторону (серая сплошная, сигнал увеличен в 10 раз), а также при включенном квадрупольном поле $\mu_B = 7.5 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ (черная сплошная). Коллектор расположен в точке ($Y = 0$, $Z = 0$, $X = 5$ см). Вертикальные линии показывают рабочий временной интервал для дальнейшей обработки сигналов

$\pm 25^\circ$. В силу этого, и из-за тепловой скорости ионов в потоке $V_{Ti} \sim 25 \text{ км/с}$, которая меньше, но сопоставима с направленной скоростью $V_0 \approx 50 \text{ км/с}$, в коллектор попадали частицы при любой ориентации отверстия к потоку и независимо от включения диполя. Характерные осциллограммы показаны на рис. 5.

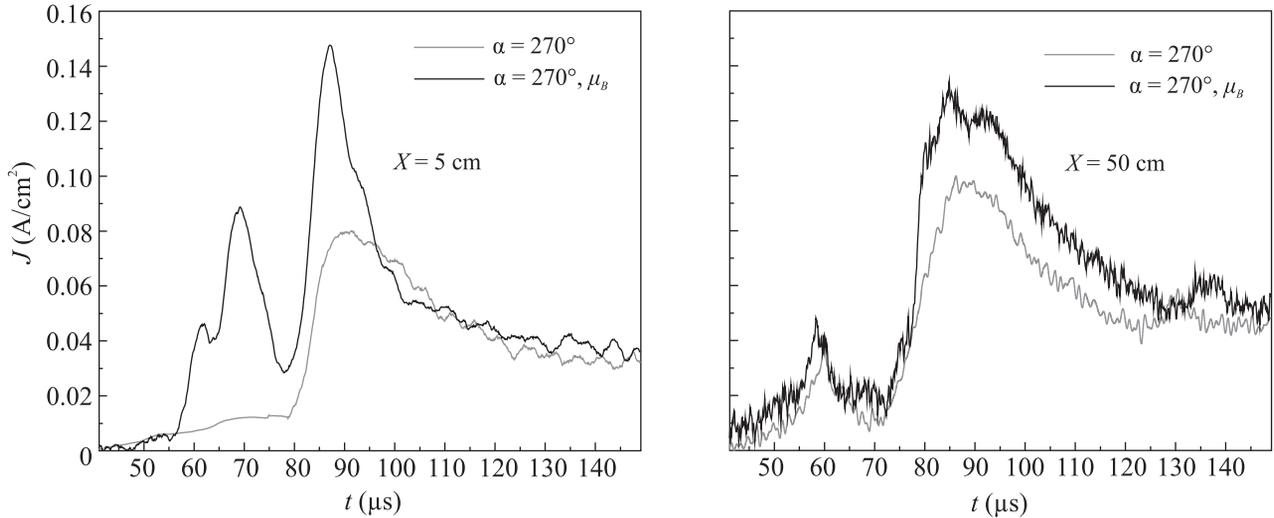


Рис. 6. Осциллограммы, измеренные при ориентации перпендикулярно потоку без магнитного поля (серая сплошная), и при включенном квадрупольном поле $\mu_B = 7.5 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ (черная сплошная). Левая панель – ближний коллектор; правая панель – дальний коллектор

Как видно, количество частиц, попадающих в коллектор при его ориентации противоположно исходному потоку очень мало, $\sim 2\%$. При этом включение магнитного поля значительно увеличивает поток отраженных частиц до величины $\sim 20\%$. Рисунок 6 (левая панель) показывает, что есть не только зеркально отраженные частицы, но и частицы, распространяющиеся перпендикулярно исходному потоку. Это свидетельствует о сложном процессе отражения, как и предполагается при взаимодействии ионов с магнитным полем в режиме конечного Ларморовского радиуса. Более того, количество отраженных частиц, вероятно, зависит от скорости потока, о чем свидетельствует первый пик на сигнале с ближнего коллектора. Коллектор, расположенный в дальней зоне, показывает существенно меньший эффект магнитного отражения (правая панель рис. 6).

Для количественного анализа выбирался временной интервал в потоке и подходящие запуски тетапичка по данным электрических зондов, как это было описано выше и показано на рис. 4. Сигналы коллекторов усреднялись в выбранном интервале $\langle J \rangle = T^{-1} \int J dt$. Для выявления эффекта магнитного поля диполя/квадруполья из сигнала вычитался поток частиц в коллектор при заданном угле α без магнитного поля: $\langle J \rangle_{\alpha, B} - \langle J \rangle_{\alpha, B=0}$. Для вычисления процентного количества отраженных частиц эта величина нормировалась на исходный поток ионов: $F = [\langle J \rangle_{\alpha, B} - \langle J \rangle_{\alpha, B=0}] / \langle J \rangle_{\alpha=0, B=0}$.

На рисунке 7 показано угловое распределения частиц, отраженных за счет действия квадруполь-

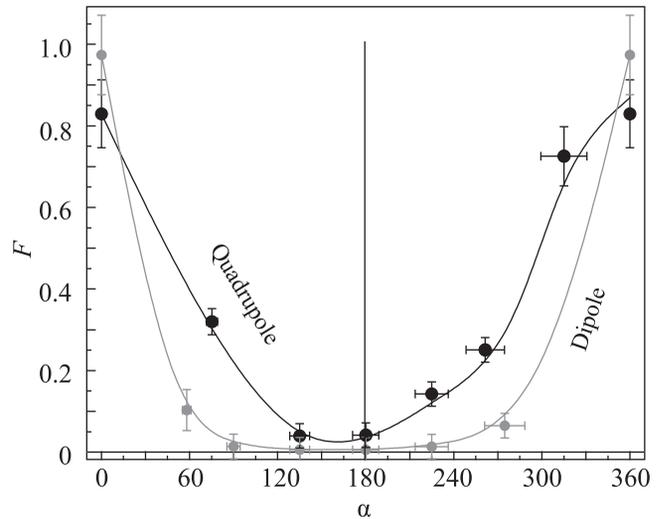


Рис. 7. Нормированное количество регистрируемых ионов в зависимости от угла ориентации ближнего коллектора в случае дипольного (серые точки) и квадрупольного (черные точки) магнитного поля. Моменты на катушках составляют $\mu_B = 6 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$

ного и, для сравнения, дипольного поля, измеренные вблизи источника магнитного поля. Как видно, в дипольном поле число частиц, отраженных за счет действия магнитного поля, примерно на порядок меньше, чем в квадрупольном. Это связано с тем, что на такие расстояния ($\approx 5 \text{ см}$) прямой поток ионов практически не проникает к диполю, когда он включен. Соответственно, очень мал и отраженный поток. В квадрупольном поле, как было показано выше, по-

ток частиц проникает очень близко к источнику, а количество отраженных частиц значительно.

Помимо углового распределения, отраженные потоки обнаруживают сложное пространственное распределение. На рисунке 8 представлены пространственные профили потока магнитно отраженных ионов, измеренные при перемещении коллекторов вдоль направляющих. Дальний коллектор перемещался вдоль оси Y , а ближний – вдоль оси, наклоненной под 45° к осям X , Y и Z одновременно. Координата λ имеет нулевое значение при пересечении коллекторами экваториальной плоскости XY . В ближней зоне основное количество отраженных ионов наблюдается сверху и снизу экваториальной плоскости, где обратный поток достигает величины 50%. В дальней зоне наблюдаются узкие пространственные максимумы и минимумы шириной порядка 5 см. Это свидетельствует о формировании мульти-поточковых перемежающихся траекторий отраженных ионов.

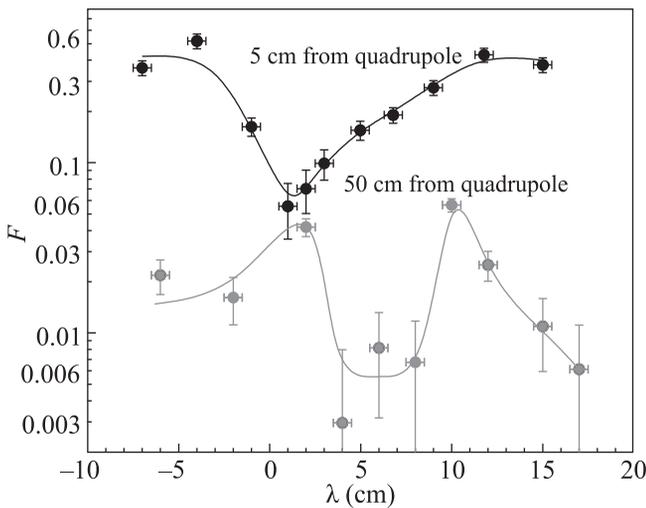


Рис. 8. Зависимость усредненного и нормированного потока магнитно отраженных ионов под углом $\alpha = 180^\circ$ от пространственного положения зонда относительно экваториальной плоскости для ближнего (черные точки) и дальнего (серые точки) коллекторов. Величина квадрупольного магнитного поля $\mu_B \approx 6 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$

Отражение ионов также значительно зависит от величины магнитного поля. На рисунке 9 показан нормированный поток отраженных частиц в зависимости от величины моментов катушек в квадрупольной конфигурации для ближнего и дальнего коллектора. Для ближнего коллектора эффект магнитного отражения падает, начиная с $\mu_B \approx 4 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$, что связано с уменьшением количества ионов, проникающих к квадруполу на расстояние ~ 5 см. Для даль-

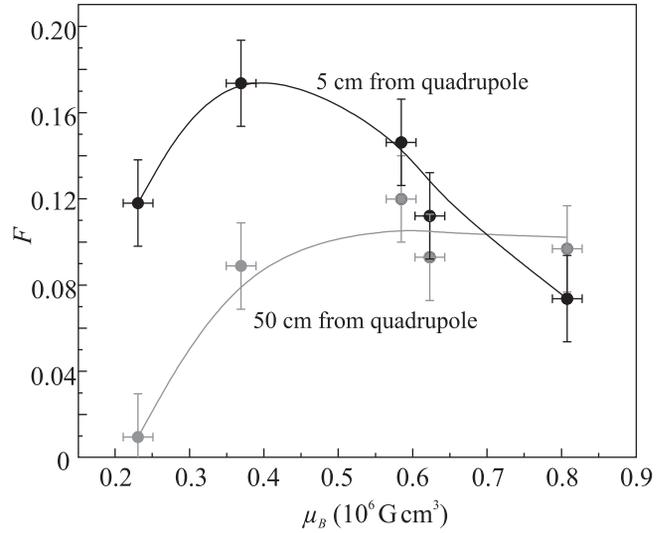


Рис. 9. Зависимость усредненного и нормированного потока магнитно отраженных ионов под углом $\alpha = 180^\circ$ от величины квадрупольного магнитного поля для ближнего (черные точки) и дальнего (серые точки) коллекторов

него коллектора отражение также растет до $\mu_B \approx 4 \cdot 10^5 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$, а потом выходит на постоянный уровень. Такое различие связано с изменением размера магнитосферы и области эффективного отражения ионов в зависимости от величины магнитного поля.

4. Заключение. Исследование плазменного окружения ЛМА является комплексной задачей. Несмотря на значительный экспериментальный материал, полученный в спутниковых миссиях, взаимодействие ЛМА с потоком СВ остается малоизученным. Лабораторный эксперимент дает альтернативный способ получения данных, необходимых для создания моделей и верификации численных кодов. Одной из специфических особенностей ЛМА является сложная мультиполярная структура и, вероятно, вызванное этим значительное магнитное отражение протонов СВ. Именно эти два аспекта проблемы были смоделированы и рассмотрены в настоящей работе.

Учитывая относительно малый размер ЛМА, основными величинами, характеризующими взаимодействие в рассматриваемой проблеме, является расстояние от источника магнитного поля, на котором достигается баланс кинетического давления потока плазмы R_b , и ионная плазменная длина L_{pi} . Для наиболее сильных ЛМА $R_b \sim 30$ км, типичное значение L_{pi} для СВ равно 100 км. Таким образом, Холловский параметр для ЛМА заметно меньше единицы, $D = R_b/L_{pi} \sim 0.3$. В реализованном эксперименте

ионная плазменная длина равняется $L_{pi} = 10-13$ см. Давление потока плазмы, выраженное в эквивалентной величине магнитного поля, составляет $B_0 = \sqrt{8\pi mn_0 V_0^2} = 50-75$ Гс. При магнитном моменте катушек $\mu_B \approx 5 \cdot 10^5$ Гс·см³ такое значение поля достигается на расстоянии 24–27 см для дипольной конфигурации и 18–20 см для квадрупольной. Как видно, в эксперименте типичный Холловский параметр близок единице, $D \approx 1-1.5$ для квадрупольной конфигурации в диапазоне $\mu_B \approx (2-5) \cdot 10^5$ Гс·см³. Такое же значение, как для ЛМА, достигается при существенно меньшей величине магнитного момента катушек, примерно $\mu_B \approx 10^4$ Гс·см³.

Несмотря на то, что в эксперименте Холловский параметр для квадрупольного всего на 25 % больше, чем для диполя, структура мини-магнитосферы отличается существенно. В квадрупольном поле наблюдается меньшее поджатие поля δB_z и значительное проникновение плазмы внутрь мини-магнитосферы, в то время как в дипольном поле плазма через магнитопаузу практически не проникает.

Прямое сравнение внутри-магнитосферных измерений, полученных в эксперименте, со спутниковыми данными на Луне в настоящее время затруднено, поскольку в случае Луны орбиты спутников, за редким исключением, лежат выше, чем области над ЛМА, где происходит остановка СВ. Такое сравнение возможно для отраженных протонов. Лабораторный опыт показал, что потоки отраженных ионов имеют сложный пространственный характер, так же, как и над ЛМА [8]. В частности, пересечение над областью магнитного поля обнаруживает перемежающиеся участки слабых и сильных отраженных потоков. Направление потоков также неоднозначно – протоны движутся как в обратном, так и в поперечном направлении. На Луне отраженный поток варьируется от 10 % в среднем над конгломератом ЛМА до 50 % над наиболее сильными ЛМА [23]. Это хорошо соответствует измерениям вблизи квадрупольного (рис. 6), где максимум отраженного потока также доходит до 50 %, а средняя величина 25 %.

В дальней зоне на расстоянии ~ 50 см отраженный поток существенно меньше, в среднем 2.5 % с вариациями от 0.5 до 5 %. Очевидно, это объясняется тем, что отражение происходит внутри мини-магнитосферы, которая имеет радиус около 15 см. За ее пределами отраженный поток спадает как r^{-2} , так что на расстоянии 50 см от квадрупольного ослабление составит примерно порядок величины.

Проведенные опыты показали, что лабораторные данные качественно и в определенной степени количественно соответствуют имеющимся спутниковым

наблюдениям, что дает основания для дальнейших исследований. В следующих экспериментах планируется провести измерения с более точным соответствием Холловского параметра между лабораторными условиями и ЛМА. Этого можно достигнуть как уменьшением магнитного момента, так и уменьшением концентрации плазмы.

Работа выполнена при поддержке проектов Российского фонда фундаментальных исследований # 18-29-21018 и 19-02-00993, а также в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема # АААА-А17-117021750017-0).

1. M. Wieser, S. Barabash, and Y. Futaana, *Geophys. Res. Lett.* **37**, L05103 (2010).
2. C. Richmond and L. L. Hood, *J. Geophys. Res.* **113**, E02010 (2008).
3. J. S. Halekas, D. L. Mitchell, R. P. Lin, S. Frey, L. L. Hood, M. H. Acuna, and A. B. Binder, *J. Geophys. Res.* **106**, 27841 (2001).
4. H. Tsunakawa, F. Takahashi, H. Shimizu, H. Shibuya, and M. Matsushima, *Geophys. Res. Planets* **120**, 1160 (2015).
5. J. S. Halekas, G. T. Delory, D. A. Brain, R. P. Lin, and D. L. Mitchell, *Planet. Space Sci.* **56**, 941 (2008).
6. R. P. Lin, D. L. Mitchell, D. W. Curtis, A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, M. H. Acuña, L. L. Hood, and A. Binde, *Science* **281**, 1480 (1998).
7. А. А. Скальский, А. М. Садовский, *Космические исследования* **53**(1), 75 (2015).
8. Y. Saito, S. Yokota, T. Tanaka, K. Asamura, M. N. Nishino, M. Fujimoto, H. Tsunakawa, H. Shibuya, M. Matsushima, H. Shimizu, F. Takahashi, T. Mukai, and T. Terasawa, *Geophys. Res. Lett.* **35**, L24205 (2008).
9. Y. Saito, M. N. Nishino, M. Fujimoto, T. Yamamoto, S. Yokota, H. Tsunakawa, H. Shibuya, M. Matsushima, H. Shimizu, and F. Takahashi, *Earth Planets Space* **64**, 83 (2012).
10. M. Wieser, S. Barabash, Y. Futaana, M. Holmström, A. Bhardwaj, R. Sridharan, M. B. Dhanya, P. Wurz, A. Schaufelberger, and K. Asamura, *Planet. Space Sci.* **57**, 2132 (2009).
11. M. Holmström, M. Wieser, S. Barabash, Y. Futaana, and A. Bhardwaj, *J. Geophys. Res.* **115**, A06206 (2010).
12. E. Kallio, R. Jarvinen, S. Dyadechkin, P. Wurz, and S. Barabash, *Geophysical Research Abstracts* **14**, EGU 2012 (2012).
13. J. Deca, A. Divin, and G. Lapenta, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 151102 (2014).
14. J. Deca, A. Divin, B. Lembège, M. Horányi, S. Markidis, and G. Lapenta, *J. Geophys. Res. Space Physics* **120**(8), 6443 (2015).

15. R. A. Bamford, B. Kellett, W. J. Bradford, C. Norberg, A. Thornton, K. J. Gibson, and R. Bingham. *Phys. Rev. Lett.* **109**(8), 081101 (2012).
16. I. F. Shaikhislamov, Y. P. Zakharov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, V. M. Antonov, E. L. Boyarintsev, and A. G. Ponomarenko, *Plasma Phys. Control. Fusion* **56**(2), 025004 (2014).
17. I. F. Shaikhislamov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, Y. P. Zakharov, E. L. Boyarintsev, and A. G. Ponomarenko, *Plasma Phys. Control. Fusion* **57**(7), 075007 (2015).
18. I. F. Shaikhislamov, Y. P. Zakharov, V. G. Posukh, A. V. Melekhov, E. L. Boyarintsev, A. G. Ponomarenko, and V. A. Terekhin, *Plasma Physics Reports* **41**(5), 399 (2015).
19. K. Fujita, *J. Space Technol. Sci.* **20**(2), 26 (2004).
20. N. Omid, X. Blanco-Cano, C. T. Russell, H. Karimabadi, and M. Acuna, *J. Geophys. Res.* **107**(A12), 1487 (2002).
21. M. Kurata, H. Tsunakawa, Y. Saito, H. Shibuya, M. Matsushima, and H. Shimizu, *Geophys. Res. Lett.* **32**(24), L24205 (2005).
22. C. Lue, Y. Futaana, S. Barabash, M. Wieser, M. Holmstrom, A. Bhardwaj, and P. Wurz, *Geophys. Res. Lett.* **38**, L03202 (2011).

Spatial Kasner solution and an infinite slab with constant energy density

A. Yu. Kamenshchik^{+*1)}, T. Vardanyan^{×◦}

⁺*Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Bologna and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, via Irnerio 46, 40126 Bologna, Italy*

^{*}*L. D. Landau Institute for Theoretical Physics Russian Academy of Sciences, 117940 Moscow, Russia*

[×]*Dipartimento di Fisica e Chimica, Università di L'Aquila, 67100 Coppito, L'Aquila, Italy*

[◦]*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, 67010 Assergi, L'Aquila, Italy*

Submitted 27 February 2020

Resubmitted 27 February 2020

Accepted 27 February 2020

DOI: 10.31857/S0370274X20060028

The Kasner solution [1] of the Einstein equations for an empty Universe having the spatial geometry of Bianchi-I type is usually presented in the “cosmological form”:

$$ds^2 = dt^2 - a_0^2 t^{2p_1} dx^2 - b_0^2 t^{2p_2} dy^2 - c_0^2 t^{2p_3} dz^2. \quad (1)$$

In the original paper by Kasner [1] the positive definite metric with the dependence on one coordinate was considered. Introducing the normal spacetime signature, one can recover not only the cosmological metric (1), but also a stationary metric that depends on one spatial coordinate:

$$ds^2 = a_0^2 (x - x_0)^{2p_1} dt^2 - dx^2 - b_0^2 (x - x_0)^{2p_2} dy^2 - c_0^2 (x - x_0)^{2p_3} dz^2. \quad (2)$$

The metric (2) has a singularity at the hypersurface $x = x_0$, where the value x_0 is arbitrary. The Kasner indices p_1, p_2 and p_3 satisfy the relations

$$p_1 + p_2 + p_3 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 = 1. \quad (3)$$

A convenient parametrization of the Kasner indices was presented in paper [2]:

$$p_1 = -\frac{u}{1+u+u^2}, \quad p_2 = \frac{1+u}{1+u+u^2}, \quad p_3 = \frac{u(1+u)}{1+u+u^2}. \quad (4)$$

It is interesting to compare the Kasner solution (2) with the external spherically symmetric Schwarzschild solution [3]. This solution has a singularity in the center of

coordinates. To avoid it Schwarzschild also invented an internal solution [4] generated by a ball with constant energy density and isotropic pressure. At the boundary of the ball the pressure disappears and the external and internal solutions are matched. Then there is no singularity in the center of the ball.

The solutions of the Einstein equations in the presence of an infinite plane or an infinite slab of a finite thickness with the metric

$$ds^2 = a^2(x)dt^2 - dx^2 - b^2(x)dy^2 - c^2(x)dz^2, \quad (5)$$

were also discussed in literature [5]. When $b(x) = c(x)$, these solutions are matched with special cases of the Kasner metric (2) such as the Rindler solution [6] with $p_1 = 1, p_2 = p_3 = 0$ and the Weyl–Levi–Civita solution [7, 8] with $p_1 = -\frac{1}{3}, p_2 = p_3 = \frac{2}{3}$.

In our paper [9] we found an explicit form of two exact solutions in the spacetime with an infinite slab of thickness $2L$. In both cases pressure vanishes at the boundaries of the slab. Outside the slab these solutions are matched with the Rindler spacetime and with the Weyl–Levi–Civita spacetime. Here we describe general properties of the solutions of the Einstein equations when there is an isotropy in yz -plane, i.e., $b(x) = c(x)$, and explicitly construct a particular exact solution that differs from two solutions found in paper [9]. Besides, we discuss solutions with $b(x) \neq c(x)$, that are matched in the empty part of the space with the general Kasner solutions and not with its particular cases where $p_2 = p_3$. We are not able to write down an explicit solution of this kind, however, analyzing the corresponding differential equations we can show that such solutions do exist. Moreover, we prove that one of these empty half-spaces should have Kasner singularity.

¹⁾e-mail: kamenshchik@bo.infn.it

We introduce new functions

$$A = \frac{a'}{a}, \quad B = \frac{b'}{b}, \quad C = \frac{c'}{c}, \quad (6)$$

which permit us to write down the Einstein equations in a convenient form. We would like to find solutions of these equations inside the slab such that the pressure vanishes on its boundary. If $B = C$, then the general solution is

$$B = C = -\frac{2}{3}k \tan k(x + x_0), \quad k = \frac{\sqrt{3\rho}}{2}. \quad (7)$$

We still have some freedom of choice for the function A . The simplest option is

$$A(x) = \alpha(x - L)^2 + \beta(x - L) + \gamma, \quad (8)$$

where

$$\beta = A'(L) = -\frac{1}{3}k^2 \tan^2 2kL + \frac{2}{3} \frac{k^2}{\cos^2 2kL},$$

$$\gamma = A(L) = \frac{1}{3}k \tan 2kL, \quad (9)$$

and the coefficient α is defined from the quadratic equation:

$$16\alpha^2 L^4 + \alpha(-4L - 16\beta L^3 + 8\gamma L^2) + \beta + 4\beta^2 L^2 + \gamma^2 - 4\beta\gamma L - \frac{2}{3}k^2 = 0. \quad (10)$$

For $x > L$ we shall have a Weyl–Levi–Civita spacetime, while for $x < -L$ we shall have a Rindler spacetime.

Suppose now that $B(x) \neq C(x)$, and their values at the boundary $x = -L$ are also different: $B(-L) = B_0$, $C(-L) = C_0$. Then $A(-L) = A_0 = -\frac{B_0 C_0}{B_0 + C_0}$; these three numbers constitute a Kasner triplet, multiplied by a constant, and the parameter from Eq. (4) $u = \frac{C_0}{B_0}$.

At the other boundary the metric should be matched with an empty space Kasner solution for $x \geq L$

$$ds^2 = \tilde{a}_0^2 (x - x_R)^{2\tilde{p}_1} dt^2 - dx^2 - \tilde{b}_0^2 (x - x_R)^{2\tilde{p}_2} dy^2 - \tilde{c}_0^2 (x - x_R)^{2\tilde{p}_3} dz^2, \quad (11)$$

with the singularity at $x = x_R$, and a triplet of the Kasner indices $\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{p}_3$.

In contrast to the case $B(x) = C(x)$, we cannot find an explicit particular solution of the Einstein equations in the slab that matches with two Kasner half-spaces. However, the analysis of the system of the Einstein equations with their boundary conditions permits us to show that such solutions do exist. We prove also that at least one of the Kasner empty half-spaces possesses a singularity. Thus, in contrast to the Schwarzschild solution, the Kasner type singularity cannot be avoided by introducing some simple matter distribution in the Universe.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020060016

1. E. Kasner, Am. J. Math. **43**, 217 (1921).
2. E. M. Lifshitz and I. M. Khalatnikov, Adv. Phys. **12**, 185 (1963).
3. K. Schwarzschild, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1916**, 189 (1916).
4. K. Schwarzschild, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1916**, 424 (1916).
5. S. A. Fulling, J. D. Bouas, and H. B. Carter, Phys. Scr. **90**(8), 088006 (2015).
6. W. Rindler, Am. J. Phys. **34**, 1174 (1966).
7. H. Weyl, Annalen der Physik **54**, 117 (1917).
8. T. Levi-Civita, Atti di Accademia Nazionale dei Lincei, Rendiconti di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali **27**, 240 (1918).
9. A. Yu. Kamenshchik and T. Vardanyan, Phys. Lett. B **792**, 430 (2019).

Резонансные поляритонные эффекты в структуре из эквидистантных слоев однофазной гиперболической среды с пространственной дисперсией

С. В. Тарасенко⁺¹⁾, В. Г. Шавров*

⁺Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, 83114 Донецк, Украина

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

Поступила в редакцию 23 января 2020 г.

После переработки 28 февраля 2020 г.

Принята к публикации 28 февраля 2020 г.

В бездиссипативном пределе показано, что если плоская объемная волна ТЕ- или ТМ-типа падает извне на ограниченную планарную структуру из немагнитных и антиферромагнитных (АФМ) диэлектрических слоев, то в случае гиперболической АФМ среды учет пространственной дисперсии магнетика может приводить к дополнительным резонансным рефракционным аномалиям, включая эффекты полного отражения (прохождения) плоской электромагнитной волны и формирования на фоне сплошного спектра дискретных локализованных магнон-поляритонных состояний, а в режиме одномерного резонансного магнитного фотонного кристалла и к эффекту сверхизлучения.

DOI: 10.31857/S0370274X2006003X

В основе лавинообразного роста публикаций, связанных с изучением разнообразных эффектов резонансного взаимодействия электромагнитной (ЭМ) волны с гиперболическими средами, лежат их уникальные динамические характеристики и широкие потенциальные перспективы практического использования [1–3]. При этом одним из наиболее активно изучаемых типов гиперболических сред являются композитные (и, в частности, слоистые) плазмон-диэлектрические структуры, и для подобных многофазных материалов подавляющее число теоретических исследований было выполнено в рамках метода эффективной среды. В его основе лежит предположение, что длина ЭМ волны распространяющейся в таком композитном материале много больше характерных размеров как структурных элементов формирующих гиперболическую среду, так и расстояний между ними. Однако в последние годы появился целый ряд теоретических работ, в которых путем сравнения с результатами, полученными на основе матрицы перехода, было показано, что подобное игнорирование эффектов пространственной дисперсии может оказаться некорректным уже в области применимости метода эффективной среды [4–6]. Это, например, имеет место в случае, когда в композитной плазмон-диэлектрической структуре, уже на уединенной границе раздела “металл–диэлектрик”

возможно формирование плазмонной поверхностной волны (ТМ-типа), что может существенно изменить характер взаимодействия падающей извне ЭМ волны с этим типом гиперболических сред, поскольку становится возможным двулучепреломление без изменения ветви. Еще более существенными для резонансного взаимодействия ЭМ волны, падающей извне на многослойную структуру, могут быть эффекты пространственной дисперсии, которые обусловлены существованием в слоях поляритонов экситонного типа. Примером могут быть эффекты нулевого прохождения и сверхизлучения, возникающие в случае резонансных фотонных кристаллов (ФК) [7–10]. Вместе с тем, до сих пор речь шла исключительно о немагнитных структурах типа “диэлектрик–полупроводник”, хорошо известно, однако, что в случае, когда диэлектрик обладает дальним магнитным порядком, характер его взаимодействия с падающей извне ЭМ волной резко меняется, поскольку наряду с экситонным механизмом взаимодействия со светом появляется также и магнонный (спин-волновой) [11]. В частности, это касается обменно-коллинеарных антиферромагнитных (АФМ) диэлектриков, которые в настоящее время активно исследуются как перспективная элементная база АФМ спинтроники [12–14]. При этом частоты однородного АФМ резонанса могут не только лежать в терагерцовом частотном диапазоне [15], но и существенно изменяться под воздействием постоянных внешних магнитного (\mathbf{H})

¹⁾e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

или электрического (\mathbf{E}) полей, а по типу возбуждения внешним ЭМ полем быть как магнитодипольными, так и электродипольными [16]. Все это позволяет рассматривать АФМ как настраиваемые однофазные гиперболические среды для ЭМ волн и ТМ-, и ТЕ-типа. Вместе с тем, хорошо известно, что вследствие влияния неоднородного обменного взаимодействия (НОВ) эффекты пространственной дисперсии могут существенно влиять на спин-волновую динамику указанных АФМ сред даже без учета конечных размеров реального магнитного образца [17]. Однако до сих пор анализ роли НОВ как дополнительного механизма резонансного прохождения (отражения) плоской объемной ЭМ волны, падающей извне на поверхность системы эквидистантных плоскопараллельных АФМ слоев, не проводился.

В связи с этим целью данной работы является изучение индуцированных неоднородным обменным взаимодействием частотно-зависимых эффектов резонансного взаимодействия плоской объемной ЭМ волны с ограниченным одномерным магнитном ФК (1D МФК), обладающем трехслойной элементарной ячейкой типа “немагнитный диэлектрик–АФМ–немагнитный диэлектрик”. В качестве примера рассмотрим в дальнейшем двухподрешеточную модель ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, M_0 намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$) обменно коллинеарного центросимметричного АФМ. Важно учесть, что для этого типа магнитной среды основной вклад в электродинамические эффекты связанные с пространственной дисперсией, даже в рамках феноменологической теории магнетизма, дает НОВ. По сравнению с безобменным пределом (пренебрежением наличием в магнитной среде НОВ) это обстоятельство может существенно изменять характер прохождения плоской объемной ЭМ волны как ТЕ-типа, так и ТМ-типа уже в случае уединенной границы раздела между полуограниченными немагнитной и АФМ средами. Пусть (рис. 1а) верхнее полупространство занято оптически изотропным диэлектриком (соответствующие величины будем обозначать знаком тильда) с уравнениями связи вида ($\mathbf{B}(\mathbf{D})$ -магнитная (электрическая индукция))

$$\tilde{\mathbf{B}} = \tilde{\mathbf{H}}, \quad \tilde{\mathbf{D}} = \varepsilon \tilde{\mathbf{E}}, \quad (1)$$

тогда как нижнее – обменно коллинеарным, одноосным (OZ) АФМ с изотропным тензором диэлектрической проницаемости (ε_0) и плотностью термодинамического потенциала вида в терминах векторов ферро- (\mathbf{m}) и антиферромагнетизма (\mathbf{l}) [17]:

$$F = M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{\sigma}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h} \right),$$

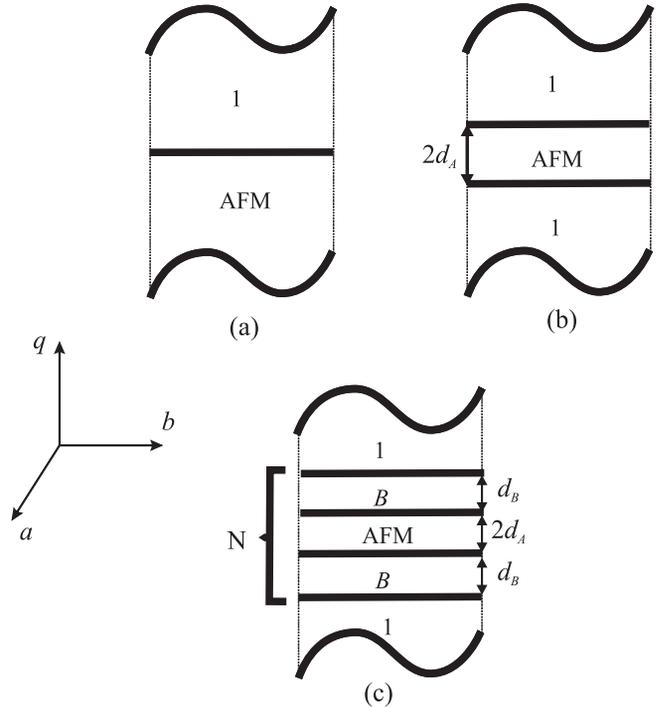


Рис. 1. Обсуждаемые слоистые диэлектрические структуры с участием однофазной АФМ (AFM) среды (2) и немагнитной сред (1) и (2б): (а) – граница раздела полуограниченных магнитной и АФМ сред; (б) – АФМ слой толщиной $2d_A$ в неограниченной немагнитной среде (1); (с) – погруженный в немагнитную среду (1) конечный N -периодный 1D МФК типа (АФМ слой толщиной $2d_A$ в слое немагнитной среды B толщиной $2d_B$)

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad (2)$$

где δ , σ и b – соответственно константы однородного, неоднородного обмена и магнитной анизотропии. Если $b > 0$, (легкая магнитная ось OZ), то в отсутствии постоянного внешнего магнитного (и электрического) поля уравнения связи для рассматриваемой модели АФМ среды в линейном по амплитуде малых колебаний приближении с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} имеют вид (см. [17]):

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp}(\omega, k) & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\perp}(\omega, k) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad (3)$$

$$\mu_{\perp}(\omega, k) = 1 + \kappa \frac{\omega_0^2 + c^2 k^2}{\omega_0^2 + c^2 k^2 - \omega^2},$$

$$\kappa \equiv \frac{16\pi}{\delta}, \quad c \equiv (gM_0)\sqrt{\delta\sigma}.$$

Здесь ω_0 – частоты однородного АФМ резонанса, c – скорость обменных спиновых волн в неограни-

ченном АФМ. Таким образом в такой диэлектрике при $\mathbf{k} \in YZ$ возможно независимое распространение магнитных поляритонов с поляризацией $\alpha = p, s$ ($\alpha = p$ отвечает волне ТМ-, а $\alpha = s$ – волне ТЕ-типа). Расчет показывает, что без учета граничных условий спектр таких ЭМ волн определяется, соответственно, соотношениями ($k_0 \equiv \omega/c_{\text{ph}}$, где c_{ph} – скорость света в вакууме, $\kappa \equiv 16\pi/\delta$):

$$\begin{aligned} \mathbf{k}^2 &= k_0^2 \varepsilon_0 \mu_{\perp}, \quad \mathbf{k}^2 \equiv k_y^2 + k_z^2, \quad \alpha = p, \\ \left(\frac{\omega^2}{1+\kappa} - \omega_0^2 - c^2 \mathbf{k}^2 \right) &\left[\frac{k_z^2}{1+\kappa} + k_y^2 - k_0^2 \varepsilon_0 \right] + \\ &+ \frac{\omega^2 \kappa}{(1+\kappa)^2} k_z^2 = 0, \quad \alpha = s. \end{aligned} \quad (4)$$

Пусть \mathbf{q} – нормаль к границе раздела сред, а \mathbf{a} – нормаль к плоскости падения ЭМ волны. В этом случае для обеих рассматриваемых в данной работе магнитооптических конфигураций (МОК): $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ и $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ формирующаяся в полуограниченной АФМ среде ЭМ волна с $\alpha = p, s$ согласно (4) имеет двухпарциальную структуру. В зависимости от типа волны коллинеарная \mathbf{a} компонента электрического (в случае волны ТЕ-типа) и магнитного (в случае волны ТМ-типа) поля с учетом (4) принимает вид

$$\begin{aligned} \Psi_{\alpha}(\zeta < 0) &= \sum_{i=1}^2 Q_{i\alpha} \exp(\eta_{i\alpha} \zeta) \exp(ih\tau - i\omega t) \Psi_s \equiv \\ &\equiv (\mathbf{Ea}), \quad \Psi_p \equiv (\mathbf{Ha}), \end{aligned} \quad (5)$$

где $Q_{i\alpha}$ – произвольные амплитуды, ζ – текущая координата вдоль направления вектора нормали к границе раздела сред \mathbf{q} , h – продольное волновое число ($h = (\mathbf{k}\mathbf{b})$, $\mathbf{b} = [\mathbf{q}\mathbf{a}]$), τ – текущая координата вдоль направления вектора \mathbf{b} , входящие в (5) $\eta_{1\alpha 2\alpha}(\omega, h)$ – это корни следующего биквадратного характеристического уравнения (см. также [18])

$$\eta^4 - P_{1\alpha} \eta^2 + P_{2\alpha} = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (6)$$

Если $\alpha = s$, то в случае $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ в (6)

$$\begin{aligned} P_{1s} &= (1+\kappa)(h^2 - k_0^2 \varepsilon_0) + \frac{\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2}{c^2}; \\ P_{2s} &= (h^2 - k_0^2 \varepsilon_0) \frac{(\omega_0^2 + c^2 h^2)(1+\kappa) - \omega^2}{c^2}; \end{aligned} \quad (7)$$

тогда как для $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$

$$\begin{aligned} P_{1s} &= \frac{1}{c^2(1+\kappa)} \times \\ &\times [(\omega_0^2 + 2c^2 h^2 - c^2 k_0^2 \varepsilon_0)(1+\kappa) - \omega^2 - \kappa c^2 h^2], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{2s} &= \frac{1}{c^2(1+\kappa)} [(h^2 - k_0^2 \varepsilon_0(1+\kappa)) \times \\ &\times [\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2] - \omega^2 \kappa k_0^2 \varepsilon_0]. \end{aligned} \quad (8)$$

Если же $\alpha = p$, то в полуограниченной АФМ среде (2)–(4) как при $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$, так и при $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ входящие в (5) $\eta_{1p, 2p}(\omega, h)$ – это корни характеристического уравнения (6) со следующими коэффициентами:

$$\begin{aligned} P_{1p} &= 2h^2 + \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{c^2} - (1+\kappa)k_0^2 \varepsilon_0; \\ P_{2p} &= [h^2 - k_0^2 \varepsilon_0(1+\kappa)] \frac{\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2}{c^2} - \kappa k_0^2 \varepsilon_0. \end{aligned} \quad (9)$$

Пусть на поверхности рассматриваемого полуограниченного АФМ (2)–(3) и среды (1) выполнена следующая система граничных условий

$$(\mathbf{Ea}) = (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}), \quad (\mathbf{Hb}) = (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b}), \quad \frac{\partial l_x}{\partial \zeta} = \frac{\partial l_y}{\partial \zeta} = 0, \quad \zeta = 0. \quad (10)$$

В этом случае если поверхностную волновую проводимость для волны ТЕ-типа или поверхностное волновое сопротивление для волны ТЕ-типа в полуограниченной немагнитной (1) и легкоосной АФМ среде (2) согласно [19] определить как

$$\tilde{Z}_s = \frac{(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b})}{(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a})}, \quad \tilde{Z}_p = \frac{(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b})}{(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a})}, \quad \tilde{Z}_s = \frac{(\mathbf{Hb})}{(\mathbf{Ea})}, \quad \tilde{Z}_p = \frac{(\mathbf{Eb})}{(\mathbf{Ha})}, \quad (11)$$

то для падающей из немагнитной среды (1) на поверхность рассматриваемого полуограниченного АФМ плоской ЭМ волны ТЕ- или ТМ-типа френелевский амплитудный коэффициент отражения имеет с учетом (11) следующую структуру

$$R_{\alpha} = \frac{\tilde{Z}_{\alpha} - Z_{\alpha}}{\tilde{Z}_{\alpha} + Z_{\alpha}}, \quad \alpha = p, s. \quad (12)$$

Согласно [19] здесь R_s (R_p) определяется как отношение амплитуды (\mathbf{Ea}) ((\mathbf{Ha})) для отраженной от поверхности АФМ плоской ЭМ волны к соответствующей амплитуде поля в плоской ЭМ волне ТЕ- (ТМ)-типа, падающей извне на поверхность магнетика. Совместный анализ соотношений (5)–(9) и (11)–(12) в безобменном пределе (т.е. при $c \rightarrow 0$) и с учетом НОВ показывает, что при $c \neq 0$ двухпарциальный характер магнитной поляритонной волны ТЕ- (ТМ)-типа, возбуждаемой в АФМ среде падающей извне однопарциальной плоской объемной с $\alpha = p, s$, делает принципиально возможными для определенных значений ω и h как смену режима частичного прохождения ($|R_{\alpha}(\omega, h, c = 0)| < 1$) на полное отражение

$|R_\alpha(\omega, h, c \neq 0)| = 1$, так и реализацию обратного эффекта. В частности, при $|R_\alpha(\omega, h, c \neq 0)| < 1$ вследствие влияния НОВ в зависимости от частоты и угла падения как при $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$, так и при $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ становятся возможными следующие эффекты: 1) если одновременно $P_{1\alpha} < 0, P_{2\alpha} > 0, h < k_0 \sqrt{\varepsilon_0}$ – то при одной и той же поляризации ЭМ волны (ТЕ-типа) имеет место эффект двулучепреломления с изменением, а при $P_{2\alpha} \leq 0, D_\alpha \geq 0, h > k_0 \sqrt{\varepsilon_0}$ ($D_\alpha \equiv P_{1\alpha}^2/4 - P_{2\alpha}$) – без изменения полости поверхности рефракции спектра нормальной магнито-поляритонной волны спектра АФМ; 2) если одновременно $P_{2\alpha} > 0, h > k_0 \sqrt{\varepsilon_0}$ или $h < k_0 \sqrt{\varepsilon_0}, P_{2\alpha} < 0$, то имеет место эффект однолучевого преломления с одновременным формированием в АФМ среде сопутствующего поверхностного колебания (эванесцентной волны) [20] спиновой или электромагнитной природы. При этом в случае $h < k_0 \sqrt{\varepsilon_0}, P_{2\alpha} < 0$ возможен дополнительный, по отношению к изученному в [21], вариант межмодовой конверсии (возбуждение в АФМ эванесцентной квазиспиновой моды падающей извне объемной ЭМ волной). В обоих этих случаях однолучевого преломления $\text{Re}\{Z_\alpha\} \neq 0, \text{Im}\{Z_\alpha\} \neq 0$, а значит становится принципиально возможной реализация эффекта псевдо-Брюстера ($\tilde{Z}_\alpha = \text{Re}\{Z_\alpha\}, \text{Im}\{Z_\alpha\} \neq 0$ [22]) с изменением (при $h > k_0, P_{2\alpha} > 0$) или без изменения (при $h < k_0, P_{2\alpha} < 0$) преломленной в АФМ среду ветви спектра нормальной магнито-поляритонной волны заданной поляризации α . По сравнению с поляритонной динамикой рассматриваемого полуограниченного АФМ (2) в безобъемном пределе ($c = 0$) при $c \neq 0$ в области частот, одновременно удовлетворяющих условиям $\omega \geq \omega_*, h > h_*$ ($P_2(\omega_*, h_*) = 0, D_2(\omega_*, h_*) = 0$) для преломленной в магнетик при падении извне плоской объемной волны ТЕ-типа с $(\mathbf{kq}) < 0$ и $h\partial\omega/\partial h > 0$ при $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ имеет место обменное подавление существовавшего в АФМ среде при $c = 0$ эффекта отрицательной рефракции ($h\partial\omega/\partial h < 0$). Если же $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$, то возможно обменное подавление реализующегося в АФМ (2) при $c = 0$ эффекта отрицательной фазовой скорости ($(\mathbf{kq}) > 0$). Что же касается условий полного внутреннего отражения (ПВО) $|R_\alpha(\omega, h, c \neq 0)| = 1$, то, согласно (5)–(9), вследствие влияния НОВ имеет место формирование в АФМ среде двухпарциальной эванесцентной волны с $\alpha = p$ ($\alpha = s$), амплитуда которой по мере удаления от границы раздела магнитной и немагнитной сред вглубь полуограниченного АФМ спадает не монотонным образом (при $h > k_0, P_{2\alpha} < 0$ и $D_\alpha < 0$) или монотонным образом в случае $h > k_0, P_{2\alpha} < 0$ и $D_\alpha > 0$. При этом если для $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ одновременно 1) на поверх-

ности полуограниченной АФМ среды ($\zeta < 0$) имеют место граничные условия (10), 2) в глубине АФМ среды

$$E_x(\zeta \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \quad l_x(\zeta \rightarrow -\infty) \rightarrow 0 \quad (13)$$

и 3) $\sqrt{\varepsilon}/c_{\text{ph}} > \sqrt{\varepsilon_0}/c_{\text{ph}}$, в условиях ПВО для падающей извне на поверхность АФМ ($\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$) плоской объемной волны ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$ в (12) $R_s = 1$, так как условие $H_y = 0$ вследствие (5)–(7) реализуется для таких сочетаний частоты и продольного волнового числа которые связаны следующим соотношением

$$\eta_{1s}\eta_{2s} + \eta_{1s}^2 + \eta_{2s}^2 - (1 + \kappa)(h^2 - k_0^2\varepsilon_0) = 0. \quad (14)$$

Как показывает анализ, уравнение (14) определяет спектр двухпарциальной поверхностной магнито-поляритонной волны ТЕ-типа, распространяющейся в полуограниченной АФМ среде вдоль границы с идеальным магнитным проводником (указанный эффект локализации сохраняется и при $k_0 \rightarrow 0$). В результате, если частота и угол наклона плоской объемной волны ТЕ-типа падающей извне на поверхность (10) полуограниченного легкоосного АФМ одновременно удовлетворяют (14), то в условиях ПВО мгновенный поток энергии через границу раздела магнитной и немагнитной сред строго равен нулю в любой момент времени. В этом случае по аналогии как с кристаллооптикой [21], так и результатами [23] двухпарциальную ЭМ волну (14) можно назвать особой поверхностной волной второго типа.

Из теории распространения волн в слоистых средах [24] хорошо известно, что уже для падающей однопарциальной плоской объемной волны реализующийся на уединенной границе раздела оптически прозрачных сред эффект ПВО сменяется на частичное прохождение, если оптически менее плотная среда представляет собой не полупространство, а слой в симметричном окружении. Однако в случае (5)–(9) формирующаяся в АФМ волна вследствие пространственной дисперсии не является однопарциальной. Выше перечисленные, индуцированные учетом НОВ, эффекты многолучевого преломления возникающие при взаимодействии волны ТЕ-типа (ГМ-) типа с поверхностью полуограниченного АФМ, могут, вследствие интерференции, приводить к целому ряду дополнительных рефракционных аномалий при учете конечных размеров реальной АФМ среды и, в частности, когда для обсуждаемых в данной работе МОК рассматриваемая АФМ среда представляет собой слой. Пусть (см. рис. 1b) рассматриваемая АФМ среда (2) занимает слой толщины $2d_A$, который погружен в неограниченный немагнитный ди-

электрик (1), $\mathbf{k} \in YZ$, а на обеих поверхностях этого слоя как при $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$, так и при $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ выполнена следующая система обменных и электродинамических граничных условий ($b_{x,y}$ – константы поверхностной магнитной анизотропии)

$$\frac{\partial l_x}{\partial \zeta} \pm b_x l_x = 0, \quad \frac{\partial l_y}{\partial \zeta} \pm b_y l_y = 0, \quad \zeta = \pm d_A, \quad (15)$$

$$(\mathbf{Ea}) = (\tilde{\mathbf{E}}a), \quad (\mathbf{Ha}) = (\tilde{\mathbf{H}}a),$$

$$(\mathbf{Eb}) = (\tilde{\mathbf{E}}b), \quad (\mathbf{Hb}) = (\tilde{\mathbf{H}}b).$$

В этом случае в АФМ слое в зависимости от типа волны нормальная к плоскости падения электрическая (в случае волны ТЕ-типа) и магнитная (в случае волны ТМ-типа) компонента поля с учетом (5)–(9) принимает вид

$$\Psi_\alpha(\zeta) = \sum_{i=1}^2 Q_{i\alpha} c_{i\alpha} + \overline{Q}_{i\alpha} s_{i\alpha},$$

$$\Psi_s \equiv (\mathbf{Ea}), \quad \Psi_p \equiv (\mathbf{Ha}), \quad \alpha = p, s, \quad (16)$$

где $Q_{i\alpha}, \overline{Q}_{i\alpha}$ – произвольные амплитуды, $c_{i\alpha} \equiv ch(\eta_{i\alpha}\zeta)$, $s_{i\alpha} \equiv sh(\eta_{i\alpha}\zeta)$, а величины $\eta_{1\alpha}, \eta_{2\alpha}$ в зависимости от МОК ($\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ или $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$) и поляризации волны α являются корнями одного из указанных выше характеристических уравнений (5)–(9). По аналогии с методикой расчета из [24–26] можно, как для волны ТЕ-типа, так и ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$, исключить в (16), с помощью обменных граничных условий в (15), из дальнейшего рассмотрения две из четырех амплитуд парциальных волн (например, $Q_{2\alpha}, \overline{Q}_{2\alpha}$). В результате пространственная структура касательных к поверхности слоя с нормалью \mathbf{q} компонент электрического и магнитного поля в АФМ среде (2) с учетом поляризации распространяющейся в магнетике электромагнитной волны $\alpha = p, s$ примет вид $(\overline{\mathbf{N}}(\omega, h, \zeta) = \overline{\mathbf{N}}(c_{1,2\alpha}, s_{1,2\alpha}, b_{x,y}, \zeta))$:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Ea} \\ \mathbf{Hb} \end{pmatrix}_\zeta = \begin{pmatrix} N_{11}^s & N_{12}^s \\ N_{21}^s & N_{22}^s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_{1s} \\ \overline{Q}_{1s} \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Ha} \\ \mathbf{Eb} \end{pmatrix}_\zeta = \begin{pmatrix} N_{11}^p & N_{12}^p \\ N_{21}^p & N_{22}^p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_{1p} \\ \overline{Q}_{1p} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Таким образом, как при $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ, \mathbf{b} \parallel OY$, так и при $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$, с учетом принятых выше обозначений ($\alpha = p, s$)

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Ea} \\ \mathbf{Hb} \end{pmatrix}_{\zeta=d_A} = \overline{\overline{A}}^s \begin{pmatrix} \mathbf{Ea} \\ \mathbf{Hb} \end{pmatrix}_{\zeta=-d_A},$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Ha} \\ \mathbf{Eb} \end{pmatrix}_{\zeta=d_A} = \overline{\overline{A}}^p \begin{pmatrix} \mathbf{Ha} \\ \mathbf{Eb} \end{pmatrix}_{\zeta=-d_A},$$

$$\Omega_\alpha \equiv N_{11}^\alpha N_{22}^\alpha - N_{12}^\alpha N_{21}^\alpha, \quad (18)$$

$$A_{11}^\alpha = A_{22}^\alpha \equiv (N_{11}^\alpha N_{22}^\alpha + N_{12}^\alpha N_{21}^\alpha) \Omega_\alpha^{-1},$$

$$A_{12}^\alpha \equiv 2N_{11}^\alpha N_{12}^\alpha \Omega_\alpha^{-1}, \quad A_{21}^\alpha \equiv 2N_{21}^\alpha N_{22}^\alpha \Omega_\alpha^{-1}.$$

В частном случае безобменного приближения ($c = 0$) распространяющаяся в АФМ слое толщиной $2d_A$ поляритонная волна ТМ- или ТЕ-типа становится однопарциальной и в (17)–(18)

$$N_{11}^\alpha \equiv c_{1\alpha}, \quad N_{12}^\alpha \equiv s_{1\alpha},$$

$$N_{21}^\alpha \equiv q_{1\alpha} s_{1\alpha} k_0^{-1}, \quad N_{22}^\alpha \equiv q_{1\alpha} c_{1\alpha} k_0^{-1}, \quad \alpha = s. \quad (19)$$

Расчет показывает, что для находящегося в симметричном окружении слоя АФМ (2)–(3) и всех рассмотренных выше МОК при выполнении на обеих поверхностях АФМ слоя граничных условий (15) спектр как вытекающих (при $\text{Re}\{\tilde{Z}_\alpha\} \neq 0$), так и собственных (при $\text{Re}\{\tilde{Z}_\alpha\} = 0$) магнон-поляритонов ТЕ- или ТМ-типа с $\mathbf{k}, \mathbf{q} \in YZ, \mathbf{l}_0 \in YZ$, распространяющихся вдоль уединенного АФМ слоя не только при $c = 0$, но и при $c \neq 0$ факторизуется, а с учетом введенных выше обозначений его можно представить как (см. также [25])

$$(N_{22}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{12}^\alpha)(N_{21}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{11}^\alpha) = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (21)$$

Равенство нулю соотношения в первой (второй) скобке определяет спектр магнон-поляритонной волны ТЕ-(ТМ-) типа симметричной (антисимметричной) относительно срединной плоскости АФМ слоя. Случай, когда при заданной частоте ω продольное волновое число h , удовлетворяющее (21), является комплексным, а усредненный по периоду колебаний поток энергии через поверхность слоя отличен от нуля, отвечает несобственной радиационной (или вытекающей) симметричной (антисимметричной) волне (согласно [27] их можно назвать резонансными магнон-поляритонами). Если же в рассматриваемом бездиссипативном пределе при заданном ω удовлетворяющее (21) значение h является вещественным, то усредненный по периоду колебаний поток энергии через поверхности слоя отсутствует, что отвечает собственной магнон-поляритонной волне ТМ-(ТЕ-) типа АФМ слоя (симметричной или антисимметричной). Следует отметить, что дисперсионные соотношения (4) могут не только определять при $\omega = \text{const}$ форму сечения одно- или двухполостной поверхности рефракции плоскостью падения $\mathbf{k} \in YZ$ в неограниченном АФМ (2), но и в явном виде спектр

волноводных магнон-поляритонов рассматриваемого АФМ слоя для этой МОК при некоторых сочетаниях электромагнитных и обменных граничных условий (15) на поверхности магнетика. В частности в случае объемной магнон-поляритонной волны ТЕ-типа при $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{b} \parallel OY$, в (4) $k_z = \pi\nu/2d_A$, $\nu = 1, 2, \dots$ если одновременно в (15) $b_x = \infty$ и $(\mathbf{Hb}) = 0$ или $b_x = 0$ и $(\mathbf{Ea}) = 0$, а для объемной магнон-поляритонной волны ТМ-типа в этой же МОК, если одновременно в (15) $b_y = \infty$ и $(\mathbf{Ha}) = 0$ или $b_y = 0$ и $(\mathbf{Eb}) = 0$. Что же касается случая $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$, $\mathbf{q} \parallel OY$, то в (4) $k_y = \pi\nu/2d_A$, $\nu = 1, 2, \dots$ для объемной магнон-поляритонной волны ТЕ-типа, если одновременно в (15) $b_x = \infty$ и $(\mathbf{Ea}) = 0$ или $b_x = 0$ и $(\mathbf{Hb}) = 0$, а для объемной магнон-поляритонной волны ТМ-типа в этой же МОК, если одновременно в (15) $b_y = \infty$ и $(\mathbf{Ha}) = 0$ или $b_y = 0$ и $(\mathbf{Eb}) = 0$.

Что же касается структуры френелевских амплитудных коэффициентов отражения $V_\alpha(\omega, h)$ и прохождения $W_\alpha(\omega, h)$, то ее в случае граничных условий (15) для рассматриваемого АФМ слоя можно представить в виде

$$W_\alpha = \frac{i\tilde{Z}_\alpha(N_{21}^\alpha N_{12}^\alpha - N_{11}^\alpha N_{22}^\alpha)}{(N_{21}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{11}^\alpha)(N_{22}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{12}^\alpha)},$$

$$V_\alpha = \frac{-(N_{21}^\alpha N_{22}^\alpha + \tilde{Z}_\alpha^2 N_{11}^\alpha N_{12}^\alpha)}{(N_{21}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{11}^\alpha)(N_{22}^\alpha - i\tilde{Z}_\alpha N_{12}^\alpha)}. \quad (22)$$

Таким образом, с учетом введенных выше обозначений, условия полного прохождения ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа $|W_\alpha| = 1$ через слой однофазной гиперболической АФМ среды (2)–(4) с пространственной дисперсией ($c \neq 0$), можно представить как

$$N_{21}^\alpha N_{22}^\alpha + \tilde{Z}_\alpha^2 N_{11}^\alpha N_{12}^\alpha = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (23)$$

Это отвечает исчезновению при этих сочетаниях ω , h дипольной активности магнон-поляритонов с поляризацией ТМ- (или ТЕ-) типа распространяющихся в АФМ слое. Если же одновременно $N_{21}^\alpha = N_{12}^\alpha = 0$, то в (22) $W_\alpha = -1$, тогда как при $N_{11}^\alpha = N_{22}^\alpha = 0$ $W_\alpha = 1$, причем в обоих этих случаях ЭМ прозрачность АФМ слоя не зависит от оптических характеристик окружающей его среды (\tilde{Z}_α). Следует подчеркнуть, что $N_{21}^\alpha(\omega, h) = 0$ или $N_{11}^\alpha(\omega, h) = 0$ отвечает равенству нулю в любой момент времени мгновенного потока энергии через верхнюю и нижнюю поверхности АФМ слоя для симметричной моды его поляритонного спектра. В результате для рассматриваемого АФМ слоя поляритонные моды с такими сочетаниями ω и h также перестают быть дипольно активными для падающей извне на АФМ слой

ЭМ волны с поляризацией α . Для антисимметричной моды поляритонного спектра рассматриваемого АФМ слоя аналогичный эффект исчезновения дипольной активности имеет место, если $N_{22}^\alpha(\omega, h) = 0$ или $N_{12}^\alpha(\omega, h) = 0$. Если следовать терминологии развитой в теории экситонных поляритонов (см., например, [7–9]) магнон-поляритоны, отвечающие (23) являются “темными”. Сопоставление (21)–(23) показывает, что если в зависимости от симметрии магнон-поляритонного колебания АФМ слоя удовлетворяется одна из ниже следующих систем равенств

$$N_{21}^\alpha(\omega, h) = N_{11}^\alpha(\omega, h), \quad \alpha = p, s, \quad (24)$$

$$N_{22}^\alpha(\omega, h) = N_{12}^\alpha(\omega, h),$$

то соответствующие сочетания частоты и продольного волнового числа в (24) формально отвечают формированию связанного магнон-поляритонного состояния в континууме [28] (дискретное состояние на фоне сплошного спектра). Совместный анализ (22) и соотношений (1), (3), (14)–(16) также показал, что полное отражение волны ТЕ- (ТМ-) типа падающей извне на АФМ слой толщиной $2d_A$ ($|W_\alpha| = 0$) в рамках рассматриваемой модели имеет место при таких сочетаниях ω и h , которые с учетом введенных выше обозначений удовлетворяют следующему соотношению

$$N_{11}^\alpha N_{22}^\alpha - N_{21}^\alpha N_{12}^\alpha = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (25)$$

При этом $N_{21}^\alpha(\omega, h)N_{22}^\alpha(\omega, h) = 0$ отвечает факторизованному спектру симметричных (при $N_{21}^\alpha(\omega, h) = 0$), или антисимметричных (при $N_{22}^\alpha(\omega, h) = 0$) магнон-поляритонов ТЕ- (ТМ-) типа распространяющихся вдоль АФМ слоя, на обеих поверхностях которого одновременно с обменными граничными условиями (15) выполнены также ЭМ граничные условия вида $(\mathbf{Hb}) = 0$ (т.е. $V_\alpha = -$). Что же касается соотношения $N_{11}^\alpha(\omega, h)N_{12}^\alpha(\omega, h) = 0$, то оно формально отвечает факторизованному спектру симметричных (при $N_{11}^\alpha(\omega, h) = 0$) или антисимметричных (при $N_{12}^\alpha(\omega, h) = 0$) магнон-поляритонов ТЕ-типа распространяющихся вдоль АФМ слоя, на обеих поверхностях которого одновременно с обменными граничными условиями (15) выполнены также ЭМ граничные условия вида $(\mathbf{Ea}) = 0$ (в этом случае $V_\alpha = 1$). Необходимо подчеркнуть, что при падении волны ТЕ- или ТМ-типа все выше указанные рефракционные эффекты индуцированы наличием НОВ в АФМ среде (двулучевым или однолучевым преломлением в АФМ). При этом их реализация возможна для обеих рассмотренных МОК как при $\eta_{1\alpha}^2 < 0$, $\eta_{2\alpha}^2 < 0$, так и при $\eta_{1\alpha}^2 < 0$, $\eta_{2\alpha}^2 > 0$.

Для рассматриваемых вариантов МОК дополнительные, индуцированные НОВ рефракционные поляритонные аномалии могут возникать и в системе эквидистантно расположенных в немагнитной среде идентичных АФМ слоев. Пусть (см. рис. 1с) имеется многослойная магнитная структура, представляющая собой помещенную в неограниченную оптически изотропную среду (1) систему из N идентичных между собой трехслойных сэндвичей, каждый из которых состоит из слоя толщины $2d_A$ рассматриваемой АФМ среды (2)–(4), (16)–(18) окруженного с двух сторон слоями равной толщины (d_B) немагнитного, оптически изотропного диэлектрика В. Будем также полагать, что на всех границах раздела АФМ и немагнитной сред данного N -периодного одномерного магнитного фотонного кристалла (1D МФК) с величиной толщиной элементарного периода $D \equiv 2(d_B + d_A)$ выполнены максвелловские и обменные граничные условия (15). В этом случае с учетом (15)–(18) для элементарного периода такого 1D МФК результирующая матрица перехода $\overline{C^\alpha}(D)$ имеет вид

$$\overline{C^\alpha}(D) = \overline{B^\alpha}(d_B) \overline{A^\alpha}(2d_A) \overline{B^\alpha}(d_B);$$

$$\overline{B^\alpha}(d_B) = \begin{pmatrix} \text{ch}(\eta_B d_B) & \frac{1}{Z_{\alpha B}} \text{sh}(\eta_B d_B) \\ Z_{\alpha B} \text{sh}(\eta_B d_B) & \text{ch}(\eta_B d_B) \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Здесь $Z_{sB} = \eta_B/(k_0)$, $Z_{pB} = \eta_B/(\varepsilon_B k_0)$, $\eta_B^2 \equiv h^2 - \varepsilon_B k_0^2 > 0$. В результате для всех рассмотренных выше МОК френелевские амплитудные коэффициенты отражения $V_{N\alpha}(\zeta = ND/2)$ и прохождения $W_{N\alpha}(\zeta = -ND/2)$ для плоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа падающей из оптически изотропной немагнитной среды (1) на рассматриваемый конечный 1D МФК будут связаны между собой следующими соотношениями (см. также [29])

$$V_{N\alpha}(\omega, h) = \frac{V_{1\alpha} U_{N-1}}{U_{N-1} - W_{1\alpha} U_{N-2}};$$

$$W_{N\alpha}(\omega, h) = \frac{W_{1\alpha}}{U_{N-1} - W_{1\alpha} U_{N-2}};$$

$$U_{N-1}(K_\alpha D) \equiv \frac{\sin(NK_\alpha D)}{\sin(K_\alpha D)};$$

$$V_{1\alpha}(\omega, h) \equiv \frac{i(C_{21}^\alpha + C_{12}^\alpha \tilde{Z}_\alpha^2)}{2C_{11}^\alpha i\tilde{Z}_\alpha - C_{21}^\alpha + C_{12}^\alpha \tilde{Z}_\alpha^2};$$

$$W_{1\alpha}(\omega, h) \equiv \frac{2i\tilde{Z}_\alpha}{2C_{11}^\alpha i\tilde{Z}_\alpha - C_{21}^\alpha + C_{12}^\alpha \tilde{Z}_\alpha^2};$$

$$\cos(K_\alpha D) = 0.5(C_{11}^\alpha + C_{22}^\alpha). \quad (27)$$

Если в (26) $\overline{B^\alpha} = \overline{I}$, где \overline{I} – единичный тензор, то в (27) $W_{1\alpha} W_\alpha$, $V_{1\alpha} = V_\alpha$. Из (27) следует, что эффекты отражения и полного прохождения волны как с $\alpha = p$, так и с $\alpha = s$ через рассматриваемую слоистую структуру существенно зависят от коэффициентов отражения $V_{1\alpha}(\omega, h)$ и прохождения $W_{1\alpha}(\omega, h)$ волны ТМ- или ТЕ-типа через элементарный период 1D МФК с матрицей перехода $\overline{C^\alpha}(D)$ (26). Это, в частности, означает, что найденные выше для АФМ слоя в симметричном окружении эффекты формирования дискретного магнон-поляритонного состояния на фоне сплошного спектра, полного отражения волны с $\alpha = p, s$ от АФМ слоя (16)–(25) останутся в силе и для N -периодного 1D МФК (26), (27), независимо от числа элементарных периодов N . Однако теперь в приведенных выше для случая уединенного АФМ слоя в симметричном окружении соответствующих соотношениях (16)–(25) вместо элементов матрицы $\overline{A^\alpha}(2d_A)$ необходимо пользоваться соответствующими элементами матрицы $\overline{C^\alpha}(D)$. Одновременно следует также учесть, что и для рассматриваемого типа конечного 1D МФК не только при $c = 0$ [29], но и при $c \neq 0$ имеет место структурно индуцированный эффект полного интерференционного подавления отражения падающей извне на поверхность 1D МФК волны ТМ- или ТЕ-типа ($V_{N\alpha}(\omega, h) = 0$). В результате внутри каждой из зон пропускания коллективного магнон-поляритонного спектра (т.е. при $\nu\pi < K_\alpha D < (\nu+1)\pi$, $\nu = 1, 2, \dots$) имеется $N-1$ сочетаний ω, h , определяемых условием $U_{N-1}(K_\alpha D) = 0$. Кроме того, согласно (26), (27), внутри каждой из зон прохождения существует также и $N-2$, удовлетворяющих условию $U_{N-2}(K_\alpha D) = 0$ сочетаний ω, h , при которых реализуется (также и при $c = 0$) структурно индуцированный эффект интерференционного усиления отражения падающей извне на поверхность 1D МФК волны ТМ- или ТЕ-типа ($\max\{V_{N\alpha}(\omega, h)\} = V_{1\alpha}(\omega, h)$). Таким образом, динамические свойства рассматриваемой слоистой магнитной структуры являются результатом как внутри-, так межслоевого взаимодействия обменных спиновых волн, распространяющиеся в каждом из АФМ слоев через поле ЭМ волн ТМ- или ТЕ-типа. Согласно общей теории волновых процессов в слоистых средах условие равенства нулю знаменателя френелевских коэффициентов преломления или отражения в (26), (27) позволяет сделать выводы о характере собственных и несобственных колебаний соответствующей слоистой структуры [24]. В частности, распространяющиеся нормально к оси рассматриваемого конечного 1D МФК интерференционные магнон-поляритонные моды с $\alpha = p, s$, также будут радиационными при

$\text{Re}\{\tilde{Z}_\alpha\} \neq 0$, и собственными при $\text{Re}\{\tilde{Z}_\alpha\} = 0$. Как уже было сказано вначале, в последние годы в физике полупроводниковых гетероструктур [7–10], интенсивно исследуются конечные длиннопериодные структуры с системой эквидистантных квантовых ям и, в частности, режим резонансного 1D ФК, который, как известно, характеризуется сосуществованием пространственного брэгговского и частотно-го резонансов [7–10]. В этих случаях резонансный 1D ФК, как правило, представлял собой систему эквидистантно расположенных в пространстве квантовых ям, каждая из которых поддерживала локализацию фотон-экситонного возбуждения, а расстояние между центрами двух соседних квантовых (полупроводниковых слоев) удовлетворяло условию брэгговского резонанса [7–10]. В результате в такой гетероструктуре появляется возможность управления радиационными свойствами экситонов посредством изменения расстояния между соседними квантовыми ямами.

В рассматриваемом в данной работе случае участвующий в формировании элементарного периода 1D МФК (26), (27) АФМ слой, также может рассматриваться как спин-волновой аналог квантовой ямы для падающей извне плоской поляритонной волны ТМ- или ТЕ-типа, если для заданных значений внешних параметров ω и h при описании поляритонной динамики такого АФМ слоя можно использовать одномодовое приближение. Пусть YZ – плоскость падения ЭМ волны, а отвечающее (15) условие Радо–Уиртмена $l'_x(\zeta = \pm d_A) = 0$, $l'_y(\zeta = \pm d_A) = 0$ и максвелловское граничное условие $\Psi_\alpha(\zeta = \pm d_A) = \tilde{\Psi}_\alpha$ выполнены по всей толщине АФМ слоя. В этом случае усредняя по толщине АФМ слоя уравнения движения для l_x , E_x (в случае волны ТЕ-типа) и для l_y , H_x (в случае волны ТМ-типа), можно в этом диапазоне частот и углов падения ЭМ волны наличие АФМ слоя в 1D МФК учесть введением системы эффективных граничных условий для указанных компонент векторов \mathbf{l} , \mathbf{E} , \mathbf{H} . В результате при $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ и $\mathbf{k} \in YZ$, в зависимости от поляризации падающей извне плоской ЭМ волны входящие в (27) френелелевские амплитудные коэффициенты отражения и прохождения $W_{1\alpha}$, $V_{1\alpha}$ для уединенной ультратонкой АФМ пленки в симметричном окружении немагнитной среды (1) можно представить как (здесь немагнитные среды (1) и B считаются эквивалентными):

$$1 + V_{1\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0) = W_{1\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0),$$

$$W_{1\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0) \cong \frac{2i\tilde{Z}_\alpha}{2i\tilde{Z}_\alpha + \delta_\alpha}, \quad \alpha = p, s, \quad (28)$$

$$\delta_p \equiv \frac{2d_A}{k_0 \varepsilon_0} \left[k_0^2 \varepsilon_0 \frac{(\omega_0^2 + c^2 h^2)(1 + \kappa) - \omega^2}{\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2} - h^2 \right],$$

$$\delta_s \equiv \frac{2d_A}{k_0} \left[k_0^2 \varepsilon_0 - h^2 \left\{ \frac{\omega_0^2 + c^2 h^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 + c^2 h^2)(1 + \kappa) - \omega^2} \right\} \right].$$

Таким образом, следуя аналогии с результатами [7–9], можно ожидать, что и в данном случае для заданных значений $\omega - h$ радиационное затухание магнон-поляритонов с $\alpha = p, s$, формирующих ЭМ спектр конечного 1D МФК (26)–(28) также будет зависеть от расстояния между соседними ультратонкими АФМ слоями. В частности, из (28) следует, что в рамках обсуждаемой бездиссипативной модели при $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ коэффициент прохождения волны ТЕ- или ТМ-типа через такой ультратонкий АФМ слой может быть строго равен нулю ($|W_{1\alpha}(d_A \rightarrow 0)| = 0$). Полная прозрачность рассматриваемого ультратонкого АФМ слоя с $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ для падающей извне плоской объемной ТЕ-волны ($|W_{1\alpha}(d_A \rightarrow 0)| = 1$ достигается, согласно (28), если ω и угол падения (h) одновременно удовлетворяют соотношению $\delta_\alpha(\omega, h) = 0$ (см. рис. 2). В рамках обсуждаемой модели слоистой среды это

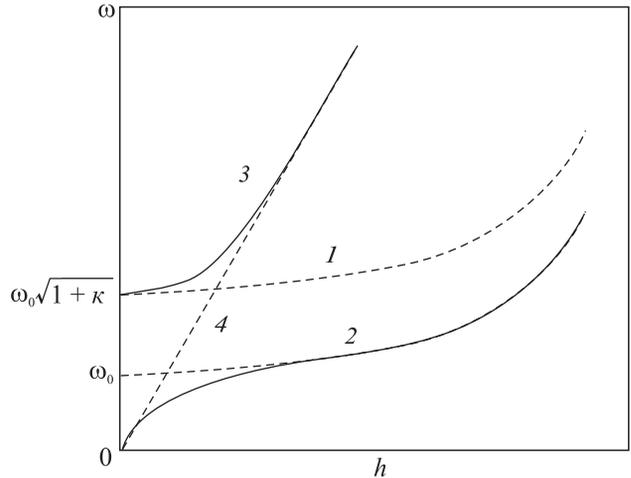


Рис. 2. Условия полного прохождения (полного отражения) плоской волны ТМ- (ТЕ-) типа через ультратонкий АФМ слой в неограниченной среде (1): на штриховой линии (1) $|W_s| = 0$, на штриховой линии (2) $|W_p| = 0$, на сплошных линиях (3) $|W_p| = |W_s| = 1$, на штриховой линии (4) $\omega = c_{ph}h/\sqrt{\varepsilon}ch$

отвечает случаю, когда распространяющаяся вдоль ультратонкого АФМ слоя магнон-поляритонная волна ТМ- или ТЕ-типа перестает быть радиационно активной (отсутствует взаимодействие с внешним ЭМ полем). Если следовать терминологии, принятой в поляритонной динамике полупроводниковых гетероструктур [9], условие $\delta_\alpha(\omega, h) = 0$ определяет спектр

“темной” магнон-поляритонной моды с поляризацией α . В результате для случая рассматриваемого типа 1D МФК входящая в (26)–(27) структура матрицы перехода \overline{A}^α для такого ультратонкого АФМ слоя с учетом (28) принимает вид $A_{11}^\alpha = A_{22}^\alpha = 1$, $A_{12}^\alpha = 0$, $A_{21}^\alpha = A_{21}^\alpha(\omega, h)$. В этом пределе, рассматриваемый 3N-слойный 1D МФК можно рассматривать как одномерную слоистую структуру из N диэлектрических микрорезонаторов толщиной $2d_B$ (слои среды В), в центре каждого из которых имеется ультратонкий АФМ слой, представляющий собой спин-волновой аналог квантовой ямы в слоистой полупроводниковой гетероструктуре. Если при этом $k_B d_B = \pi/2$ ($k_B^2 \equiv -\eta_B^2$), то рассматриваемый N -периодный 1D МФК с элементарным периодом ($D = 2d_B$) можно рассматривать и как спин-волновой аналог резонансной брэгговской структуры в системе эквидистантных квантовых ям. Магнон-поляритонный спектр для такого 1D МФК определяется как

$$U_{N-1}(K_\alpha D) = W_{1\alpha} U_{N-2}(K_\alpha D), \quad (29)$$

$$\cos(K_\alpha D) = \cos(k_B D) - \frac{V_{1\alpha}}{W_{1\alpha}} \sin(k_B D), \quad \alpha = p, s.$$

В результате, спектр нормальных магнон-поляритонных мод такой структуры состоит из N мод (по числу ультратонких АФМ слоев, формирующих данный 1D МФК). В зоне непропускания квазиблоховский вектор в (27) становится комплексным $K_\alpha(\omega, h) = K'_\alpha + iK''_\alpha$ и, если имеет место предел $2K'_\alpha d_B = \pi$, $2K''_\alpha N d_B \gg 1$, то $|V_{N\alpha}| = 1$, что отвечает появлению в магнон-поляритонном спектре с $\alpha = p, s$ обсуждаемого 1D МФК запрещенной зоны (согласно [7–9] фотонно-кристаллический режим). В случае, когда одновременно $2K'_\alpha d_B = \pi$ и $2K''_\alpha N d_B \ll 1$, соотношения (26), (27) для 1D МФК с ультратонкими АФМ слоями с учетом (28)–(29) принимают вид

$$W_{N\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0) = \frac{2i\tilde{Z}_\alpha}{2i\tilde{Z}_\alpha + N\delta_\alpha};$$

$$V_{N\alpha}(\omega, h, d_A \rightarrow 0) = -\frac{N\delta_\alpha}{2i\tilde{Z}_\alpha + N\delta_\alpha}, \quad \alpha = p, s. \quad (30)$$

Таким образом, если воспользоваться аналогией с динамикой экситонных поляритонов в резонансных брэгговских гетероструктурах с периодически расположенными квантовыми ямами [7–10], то на основании (28)–(30) можно утверждать, что и в рассматриваемом случае ограниченного 1D МФК становится возможной реализация индуцированного пространственной дисперсией однофазной АФМ среды (НОВ)

спин-волнового аналога рассмотренного, в частности, в [7–9] экситонного механизма эффекта сверхизлучения. В частности, если одновременно $2K'_\alpha d_B = \pi$ и $2K''_\alpha N d_B \ll 1$, то в магнон-поляритонном спектре с $\alpha = p, s$ обсуждаемого 1D МФК с N ультратонкими АФМ слоями имеет место одновременное наличие $N - 1$ нерадиационных (“темных” [9]) мод ($|W_{N\alpha}| = 0$) и одной сверхизлучающей (“светлой” [9]) моды, спектр которой отвечает полюсу $V_{N\alpha}$ ($W_{N\alpha}$). Согласно (28)–(30) ее время жизни в такой магнитной гетероструктуре в N раз меньше, чем у магнон-поляритонной моды этой же поляризации в уединенном в среде (1) ультратонком слое АФМ среды (2). Как показывает анализ, так же, как и для экситонных поляритонов, в длиннопериодных структурах с эквидистантно расположенными квантовыми ямами [30], в рассматриваемом случае конечного 1D МФК с N ультратонкими АФМ слоями в магнон-поляритонном спектре с $\alpha = p, s$, состоящем из N ветвей (28), (29), не только частота возбуждения и декремент радиационного затухания, но и соотношение между числом радиационных и нерадиационных мод зависит от фазовой толщины слоев немагнитной среды (В), разделяющих два соседних ультратонких АФМ слоя.

До сих пор при анализе рефракционных эффектов предполагалось, что падающая извне на поверхность АФМ волна ТМ- или ТЕ-типа плоская. Однако если, хотя бы в рамках приближения квазиплоской волны учесть конечные размеры формально находящегося на бесконечности реального источника излучения ЭМ волны с $\alpha = p, s$, то для указанных выше индуцированных неоднородным обменным взаимодействием условий, при которых в случае плоской ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа $|V_{N\alpha}| = 1$, $W_{N\alpha} = 0$ или $|W_{N\alpha}| = 1$ ($|V_{N\alpha}| = 0$), можно ожидать усиления углового (s_α) эффекта Гуса–Хенхен не только при отражении ($s_{V\alpha}(\omega, h)$), но и при прохождении ($s_{W\alpha}(\omega, h)$) остронаправленного ЭМ пучка через слой АФМ ($N = 1$) или 1D МФК ($N > 1$), поскольку, согласно [31]

$$s_{V\alpha} = \frac{\partial \ln |V_{N\alpha}|}{\partial h}, \quad s_{W\alpha} = \frac{\partial \ln |W_{N\alpha}|}{\partial h}, \quad \alpha = p, s. \quad (31)$$

Таким образом, для АФМ как однофазной гиперболической среды индуцированный пространственной дисперсией механизм двухлучевого преломления при прохождении волной ТМ- или ТЕ-типа границы раздела магнитной и немагнитной сред приводит и для плоской и для квазиплоской объемной волны ТЕ- или ТМ-типа, падающей извне на ограниченную планарную структуру из немагнитных и АФМ сло-

ев к целому ряду дополнительных резонансных рефракционных аномалий, связанных с возможностью формирования в АФМ слое “светлых” и “темных” магнон-поляритонов.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

1. A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, *Nat. Photon.* **7**, 948 (2013).
2. I. I. Smolyaninov, *Hyperbolic Metamaterials*, Morgan & Claypool Publishers, San Rafael (2018).
3. М. В. Давидович, *УФН* **189**, 1249 (2019).
4. A. A. Orlov, P. M. Voroshilov, P. A. Belov, and Y. S. Kivshar, *Phys. Rev. B* **84**, 045424 (2011).
5. O. Kidwai, S. V. Zhukovsky, and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **85**, 053842 (2012).
6. T. Li and J. V. Khurgin, *Optica* **3**, 1388 (2016).
7. Е. Л. Ивченко, А. И. Несвижский, С. Иорда, *ФТТ* **38**, 2118 (1994).
8. Е. Л. Ивченко, А. Н. Поддубный, *ФТТ* **55**, 833 (2013).
9. A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, second ed., Oxford University Press, Inc., N. Y. (2017).
10. М. В. Рыбин, М. Ф. Лимонов, *УФН* **189**, 881 (2019).
11. В. В. Еременко, *Введение в оптическую спектроскопию магнетиков*, Наукова думка, Киев (1975).
12. R. Macedo and R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **99**, 014437 (2019).
13. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
14. Y. V. Bludov, J. N. Gomes, G. A. Farias, J. Fernandez-Rossier, M. I. Vasilevskiy, and N. M. R. Peres, *2D Materials* **6**, 045003 (2019).
15. D. L. Mills, *Nonlinear Optics. Basic Concepts*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1998).
16. Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *ЖЭТФ* **141**, 540 (2012).
17. А. И. Ахизер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
18. Б. А. Иванов, В. Ф. Лапченко, А. Л. Сукстанский, *ФТТ* **27**, 173(1985).
19. Х. Хаус, *Волны и поля в оптоэлектронике*, Мир, М. (1988).
20. М. В. Балакирев, И. А. Гишинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Новосибирск (1982).
21. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, А. Радович, *ЖЭТФ* **131**, 14 (2007).
22. M. Elshazly-Zaghloul and R. M. A. Azzam, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 657 (1982).
23. Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 253 (2012).
24. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, М. (1957).
25. В. И. Альшиц, А. Л. Шувалов, *ЖЭТФ* **103**, 1356 (1993).
26. Ю. Г. Пейсахович, А. А. Штыгашев, *ЖЭТФ* **118**, 213 (2000).
27. В. М. Агранович, О. А. Дубовский, *Письма в ЖЭТФ* **3**, 345 (1966).
28. C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, *Nat. Rev. Mater.* **1**, 16048 (2016).
29. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, М. (1987).
30. М. Р. Владимирова, Е. Л. Ивченко, А. В. Кавокин, *ФТП* **32**, 101 (1998).
31. Т. Тамир, *J. Opt. Soc. Am. A.* **3**, 558 (1986).

Параметрические световые пули при отсутствии дисперсии групповой скорости на частоте второй гармоники

С. В. Сазонов^{+*1)}, М. В. Комиссарова[×]

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

^{*}Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), 125993 Москва, Россия

[×]МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 февраля 2020 г.

После переработки 26 февраля 2020 г.

Принята к публикации 26 февраля 2020 г.

Проведено аналитическое исследование возможности формирования двухчастотной световой пули в квадратично-нелинейной среде при равенстве нулю коэффициента дисперсии групповой скорости на частоте второй гармоники. Показано, что временная длительность компоненты световой пули на частоте второй гармоники в два раза короче, чем длительность импульса на основной частоте. В то же время поперечные размеры обеих составляющих одинаковы. Данная световая пуля устойчива, если ее апертура превышает определенное минимальное значение, пропорциональное временной длительности.

DOI: 10.31857/S0370274X20060041

Введение. Волновые пакеты, которые при распространении в нелинейной среде остаются ограниченными по всем трем пространственным координатам, часто называют пространственно-временными солитонами или световыми пулями [1–3]. Фактически световые пули представляют собой обобщение во временную область самоканализированных оптических пучков, существование и устойчивость которых в нелинейной среде изучается с 1964 г. [4].

Возможность формирования световых пуль зависит от многих факторов, основными из которых являются нелинейные свойства среды, характер дисперсии групповых скоростей (ДГС) и влияние дифракционного уширения. Так, в кубично-нелинейных средах в режиме аномальной дисперсии при нелинейности керровского типа происходит пространственно-временной коллапс, которого, однако, можно избежать при насыщающей нелинейности или при использовании неоднородной керровской среды [1, 5]. Если же дисперсия групповых скоростей в керровской среде нормальна, пространственно-временной коллапс заменяется расщеплением импульса и дроблением спектра. Световые пули в этом случае не формируются, но возникает такой вид пространственно-временной локализации, как X-волновые солитоны [6].

Световые пули формируются также в средах с плазменной нелинейностью. При этом происходит

дробление импульсов на филаменты, сопровождаемое формированием спектрального суперконтинуума [7–9].

Пространственно-временные солитоны могут найти приложения в системах передачи информации [1], в управлении движением нано-частиц [10] и т.д.

В отличие от сред с кубичной нелинейностью, для которых, в целом, характерна неустойчивость пространственно-временных солитонов, в средах с нелинейностью второго порядка, наоборот, возможно формирование устойчивых световых пуль. Это обусловлено тем, что в подобных средах не происходит пространственно-временной коллапс [11].

За последние двадцать лет появилось достаточно много работ, в которых формирование световых пуль при квадратичной нелинейности было продемонстрировано как теоретически [12–16], так и экспериментально [17, 18]. Следуя сложившейся традиции, будем называть такие световые пули параметрическими.

Теория “дышащих” световых пуль, распространяющихся в средах с квадратичной нелинейностью, была последовательно разработана для режимов как аномальной [14, 15], так и нормальной [15, 16] ДГС. Особо подчеркнем, что последний случай может быть реализован только в неоднородной среде, например, в волноводе. Области устойчивости таких световых пуль зависят от характеристик конкуренции нелинейности, дисперсии, дифракции и геометрических свойств волновода.

¹⁾e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

На практике разнообразный характер нелинейно-дисперсионных эффектов, проявляющихся при генерации второй гармоники, обусловлен не только тем, что коэффициенты ДГС на каждой из частот могут быть как положительными, так и отрицательными, но и тем, что их абсолютные величины могут существенно отличаться друг от друга [19]. Особый интерес представляет случай, когда несущая частота импульса одной из гармоник находится вблизи нулевой дисперсии, т.е. когда различные участки спектра импульса принадлежат областям нормальной и аномальной ДГС. Возможность формирования временного параметрического солитона при трехчастотном взаимодействии в отсутствие ДГС у одной из компонент была показана еще в сравнительно ранних работах (см. [19] и цитируемую там литературу).

Отметим, что поиск методов, снижающих дисперсию при распространении сигналов по волокну, привел к тому, что наиболее интенсивно исследованные оптического импульса, распространяющегося в условиях близости к длине волны нулевой дисперсии, проводилось для сред с кубической нелинейностью [1, 20]. Частота формирующегося в этом режиме солитона сдвигается в область аномальной дисперсии, а энергия в другом спектральном диапазоне рассеивается. Таким образом, использование режима нулевой дисперсии позволяет существенно снизить мощность входного излучения и повысить скорость передачи информации в системах оптической связи.

Возвращаясь к обсуждению параметрических пространственно-временных солитонов, отметим, что первые эксперименты по их наблюдению были выполнены в каскадном пределе, при котором достаточно было управлять ДГС только для импульса накачки [18, 21]. При использовании критерия Вахитова–Колоколова и прямого численного моделирования было показано, что произвольное соотношение между коэффициентами ДГС на основной частоте и на второй гармонике обуславливает асимметрию многомерных солитонов [22, 23]. При этом в условиях сильного различия значений ДГС световые пули имеют квазистойчивый характер [22, 23].

Несмотря на большое количество работ по параметрическим пространственно-временным солитонам, особенности формирования параметрических световых пуль в области перехода от аномальной дисперсии к нормальной на одной из гармоник ранее не обсуждались.

Целью настоящей работы является исследование возможности формирования световых пуль в однородных объемных средах с квадратичной нелиней-

ностью и нулевым коэффициентом ДГС на второй гармонике.

Двухчастотный пространственно-временной солитон. Пусть световой импульс распространяется вдоль оси z . При этом направление распространения по отношению к оптической оси одноосного кристалла выбрано так, что выполняются условия фазового и группового синхронизмов. Тогда система уравнений для огибающих ψ_1 и ψ_2 электрического поля импульса на основной частоте ω и на второй гармонике 2ω соответственно запишется в параксиальном приближении следующим образом:

$$i\frac{\partial\psi_1}{\partial z} = -\frac{\beta}{2}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial\tau^2} + \alpha_1\psi_1^*\psi_2 + \frac{c}{2n\omega}\Delta_{\perp}\psi_1, \quad (1)$$

$$i\frac{\partial\psi_2}{\partial z} = \alpha_2\psi_1^2 + \frac{c}{4n\omega}\Delta_{\perp}\psi_2. \quad (2)$$

Здесь $\tau = t - z/v_g$, t – время, v_g и n – линейные групповая скорость и показатель преломления, одинаковые для обеих частот, $\beta = \partial v_g^{-1}/\partial\omega$ – параметр ДГС на основной частоте ω , c – скорость света в вакууме, $\alpha_1 = 2\pi\omega\chi_1^{(2)}/cn$, $\alpha_2 = 4\pi\omega\chi_2^{(2)}/cn$, $\chi_1^{(2)}$ и $\chi_2^{(2)}$ – нелинейные восприимчивости второго порядка на основной частоте и на второй гармонике соответственно, Δ_{\perp} – поперечный лапласиан.

При $\Delta_{\perp}\psi_{1,2} = 0$ имеем решение системы (1), (2) в виде временного двухчастотного солитона:

$$\psi_1 = \pm \frac{|\beta|}{\sqrt{\alpha_1\alpha_2}\tau_p^2} e^{i\frac{\beta}{2\tau_p^2}z} \operatorname{sech}\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right), \quad (3)$$

$$\psi_2 = -\frac{\beta}{\alpha_1\tau_p^2} e^{i\frac{\beta}{\tau_p^2}z} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right), \quad (4)$$

где роль свободного параметра играет временная длительность τ_p .

Для того, чтобы найти приближенное решение системы (1), (2) в виде локализованного пространственно-временного солитона используем хорошо апробированный метод усредненного лагранжиана [24–28].

Взяв за основу одномерный солитон (3), (4) и следуя работам [14, 15], запишем пробное решение в виде

$$\psi_1 = \pm \frac{|\beta|}{\sqrt{\alpha_1\alpha_2}} \rho^{2/3} e^{-in\omega\varphi/c} \operatorname{sech}(\rho^{1/3}\tau), \quad (5)$$

$$\psi_2 = -\frac{\beta}{\alpha_1} \rho^{2/3} e^{-2in\omega\varphi/c} \operatorname{sech}^2(\rho^{1/3}\tau), \quad (6)$$

Системе (1), (2) соответствует плотность лагранжиана

$$L = L_1 + \frac{\alpha_1}{2\alpha_2} L_2 + L_{\text{int}}, \quad (7)$$

где

$$L_1 = \frac{i}{2} \left(\psi_1^* \frac{\partial \psi_1}{\partial z} - \psi_1 \frac{\partial \psi_1^*}{\partial z} \right) - \frac{\beta}{2} \left| \frac{\partial \psi_1}{\partial \tau} \right|^2 + \frac{c}{2n\omega} |\nabla_{\perp} \psi_1|^2, \quad (8)$$

$$L_2 = \frac{i}{2} \left(\psi_2^* \frac{\partial \psi_2}{\partial z} - \psi_2 \frac{\partial \psi_2^*}{\partial z} \right) + \frac{c}{4n\omega} |\nabla_{\perp} \psi_2|^2, \quad (9)$$

$$L_{\text{int}} = -\frac{\alpha_1}{2} (\psi_1^* \psi_2 + \psi_1 \psi_2^*). \quad (10)$$

Подставляя (5) и (6) в (7)–(10) и интегрируя по τ , получим усредненный лагранжиан

$$\Lambda \equiv \frac{3\alpha_1\alpha_2}{10\beta^2} \frac{n\omega}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} L d\tau = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \rho \frac{(\nabla_{\perp} \varphi)^2}{2} + \frac{3c}{10n\omega} \beta \rho^{5/3} + \frac{g^2}{2} \frac{(\nabla_{\perp} \rho)^2}{\rho}, \quad (11)$$

где

$$g = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{1}{10} \left(\frac{7\pi^2}{30} + 17 \right)} \frac{c}{n\omega} \approx 0.463 \frac{c}{n\omega}. \quad (12)$$

Записывая уравнения Эйлера–Лагранжа для переменных φ и ρ с использованием лагранжиана (11), приходим к системе уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} + \nabla_{\perp} (\rho \nabla_{\perp} \varphi) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{(\nabla_{\perp} \varphi)^2}{2} + \frac{c}{2n\omega} \beta \rho^{2/3} = 2g^2 \frac{\Delta_{\perp} \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}. \quad (14)$$

Система (13), (14) формально схожа с уравнениями, описывающими свободное двумерное течение квантовой бозе-жидкости. Роль времени здесь играет координата z , а роли плотности воображаемой жидкости и потенциала ее гидродинамической скорости принадлежат соответственно переменным ρ и φ .

В одномерном случае ($\nabla_{\perp} \varphi = \Delta_{\perp} \sqrt{\rho} = 0$) система (13), (14) имеет решение $\rho = \frac{1}{\tau_0^3} = \text{const}$, $\varphi = -\frac{c}{2n\omega} \frac{\beta}{\tau_0^3}$. Подставляя данные выражения в (5) и (6), получаем точное совпадение с одномерными решениями (3) и (4). Данное обстоятельство является веским аргументом в пользу используемого здесь метода усредненного лагранжиана.

В планарном случае ($\nabla_{\perp} = \partial/\partial x$, где координатная ось x перпендикулярна оси z) система (13), (14) обладает точным локализованным решением, соответствующем двумерной световой пуле [14]. Кроме того, данная система имеет точное локализованное

решение в приближении геометрической оптики, когда можно формально положить $g = 0$, т.е. пренебречь правой частью в (14) [29]. Однако в этом случае не существует устойчивой световой пули: в зависимости от знака ДГС и от входных условий импульс испытывает неограниченную самофокусировку или дефокусировку.

Препятствовать самофокусировке способна дифракция. Ниже мы найдем приближенное решение системы (13), (14), соответствующее аксиально-симметричной световой пуле. Для этого воспользуемся автомодельным аксиально-симметричным решением уравнения (12), используя радиальную переменную r цилиндрической системы координат [29–31]:

$$\rho = \frac{1}{\tau_0^3} \frac{R_0^2}{R^2} G\left(\frac{r}{R}\right), \quad \varphi = f(z) + \frac{r^2}{2} K, \quad K = \frac{R'}{R}. \quad (15)$$

Здесь τ_0 – временная длительность импульса основной частоты на его центральной оси (при $r = 0$), R – поперечный радиус (апертура) солитона, зависящий от z , R_0 – равновесное значение данного радиуса, $f(z)$ и $G(r/R)$ – неизвестные функции, при этом $G(0) = 1$, штрих над R обозначает производную по переменной z .

Из (5), (6) и второго выражения (15) видно, что динамический параметр $K(z)$ имеет смысл кривизны волновых фронтов на центральной оси солитона.

Следуя [29], выберем $G(r/R)$ в виде

$$G = \exp\left(-\frac{3r^2}{2R^2}\right) \quad (16)$$

и подставим данное выражение вкуче с (15) в уравнение (14). При этом в левой части (14) используем приосевое приближение $r^2/R^2 \ll 1$ [29–31], записав приближенно $G \approx 1 - 3r^2/2R^2$. Тогда, приравнивая в левой и правой частях (14) коэффициенты при r^0 и r^2 , получим систему уравнений

$$f' = -\frac{c\beta}{2n\omega\tau_0^2} \frac{R_0^{4/3}}{R^{4/3}} - \frac{6g^2}{R^2}, \quad (17)$$

$$R'' = -\frac{\partial U}{\partial R}, \quad (18)$$

где

$$U = \frac{3c\beta}{4n\omega\tau_0^2} \frac{R_0^{4/3}}{R^{4/3}} + \frac{9g^2}{8R^2}. \quad (19)$$

Уравнение (18) формально совпадает с уравнением движения ньютоновской частицы единичной массы во внешнем поле с “потенциальной энергией” $U(R)$. Из (19) легко видеть, что функция $U(R)$ имеет

минимум только при $\beta < 0$. Данный минимум соответствует равновесному значению R_0 апертуры солитона, т.е. $(\partial U/\partial R)_{R=R_0} = 0$. Тогда (см. (19) и (12))

$$R_0 = 0.69 \sqrt{\frac{c}{n\omega|\beta|}} \tau_0. \quad (20)$$

Введя дисперсионную $l_d = 2\tau_0^2/|\beta|$ и дифракционную $l_D = n\omega R_0^2/c$ длины, перепишем (20) в виде

$$L_D = 0.24l_d. \quad (21)$$

Очевидно, при $R = R_0$ имеем $R' = K = 0$. В этом случае уравнение (17) при учете (20) легко интегрируется: $\varphi = f = -13c|\beta|z/(6n\omega\tau_0^2)$. Отсюда, а также из (5), (6), (15) и (16) при $R = R_0$ имеем

$$\psi_1 = \pm \frac{|\beta|}{\sqrt{\alpha_1\alpha_2}\tau_0} \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2} + i\frac{13|\beta|}{6\tau_0^2}z\right) \times \operatorname{sech}\left[\frac{\tau}{\tau_0} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_0^2}\right)\right], \quad (22)$$

$$\psi_2 = \frac{|\beta|}{\alpha_1\tau_0^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2} + i\frac{13|\beta|}{3\tau_0^2}z\right) \times \operatorname{sech}^2\left[\frac{\tau}{\tau_0} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_0^2}\right)\right]. \quad (23)$$

Данное приближенное решение системы (1), (2) представляет собой двухчастотный локализованный во всех направлениях пространственно-временной солитон (световую пулю), который распространяется вдоль оси z с линейной групповой скоростью v_g . Это решение обладает одним свободным параметром, в качестве которого можно взять временную длительность τ_0 . Апертура R_0 солитона связана с τ_0 соотношением (20).

Как видно из (22) и (23), временная длительность τ_0 компоненты световой пули на первой гармонике в два раза больше временной длительности $2\tau_0$ компоненты на второй гармонике. При этом поперечные размеры обеих компонент пули одинаковы и равны R_0 .

Малые отклонения апертуры R от равновесного значения R_0 приведут к ее малым периодическим колебаниям около R_0 . Вместе с апертурой малым колебаниям будут подвержены амплитуды, временные длительности, фазовые скорости и кривизны волновых фронтов обеих компонент световой пули (см. (5) и (6), (15)–(17)).

Здесь возникает вопрос: насколько большими могут быть отклонения R от R_0 , чтобы световая пуля оставалась устойчивой? Для этого заметим, что первый интеграл уравнения (18) имеет вид $R'^2/2 + U(R) = \text{const}$. Так как $U(R) \rightarrow -\infty$ при $R \rightarrow \infty$,

то в этом же пределе $R' \rightarrow 0$, если всюду $K^2 + 2U(R)/R^2 < 0$. Таким образом в этом случае область изменения апертуры в процессе распространения световой пули является ограниченной (финитной). В противном случае обе компоненты импульса должны испытывать неограниченное дифракционное уширение, сопровождаемое столь же неограниченным дисперсионным расплыванием (см. (5), (6) и первое выражение (15)). Отмеченное условие устойчивости является наиболее прозрачным в условиях отклонения R от R_0 при плоских волновых фронтах солитона ($K = 0$). Тогда имеем $U(R) < 0$. Отсюда и из (19) находим

$$R > R_{\min} = 0.54R_0 = 0.38 \sqrt{\frac{c}{n\omega|\beta|}} \tau_0. \quad (24)$$

Заметим, что данное неравенство является необходимым условием устойчивости световой пули (22), (23).

Энергии обеих компонент солитона определяются по формуле $W_{1,2} = v_g \int_0^\infty r dr \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_{1,2}|^2 d\tau$. Подставляя сюда (22), (23) и учитывая (20), будем иметь

$$W_1 = 0.32 \frac{cv_g}{n\omega} \frac{|\beta|}{\alpha_1\alpha_2\tau_0}, \quad W_2 = 0.11 \frac{cv_g}{n\omega} \frac{|\beta|}{\alpha_1^2\tau_0}. \quad (25)$$

Видно, что энергии обеих компонент одного порядка по величине. Используя выражения для коэффициентов $\alpha_{1,2}$, приведенные после системы (1), (2), а также взяв для кристалла KDP в ближнем инфракрасном диапазоне [32] $2\omega \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\chi_{1,2}^{(2)} \sim 10^{-9} \text{ СГСЭ}$, $|\beta| \sim 10^{-28} \text{ с}^2/\text{см}$, $v_g \sim c$ и полагая, что длительность импульса $\tau_0 \sim 10^{-12} \text{ с}$, из (25) найдем $W_{1,2} \sim 1 \text{ мкДж}$. Для мощностей импульсов имеем $P_{1,2} \sim W_{1,2}/\tau_0 \sim 10^6 \text{ Вт}$. Используя (20), при приведенных выше параметрах получим оценку для апертуры $R_0 \sim 1 \text{ мм}$. При этом продольный размер световой пули $l_{\parallel} \sim v_g\tau_p \sim 0.1 \text{ мм}$. Для интенсивностей компонент имеем $I_{1,2} \sim P_{1,2}/R_0^2 \sim 10^8 \text{ Вт/см}^2$.

Приведенные оценки показывают, что рассмотренные выше параметрические двухчастотные световые пули могут быть обнаружены в экспериментальных условиях. Для этого несущую частоту ω входного импульса надо подобрать так, чтобы на частоте 2ω параметр ДГС обращался в ноль. В кристаллах обычно это условие может быть выполнено в ближнем инфракрасном диапазоне.

Заключение. Проведенное выше исследование показывает, что отсутствие ДГС на частоте второй гармоники не является препятствием для формирования двухчастотной параметрической световой пули в среде с квадратичной нелинейностью. В этом

случае импульс на основной частоте, генерируя сигнал второй гармоники (см. первое слагаемое в правой части (2)), испытывает дисперсионное и дифракционное уширения. Однако нелинейность на основной частоте, появившаяся за счет порожденного импульса на второй гармонике (см. второе слагаемое в правой части (1)), останавливает эти процессы. В результате формируется локализованный сгусток энергии на основной частоте. В свою очередь этот сгусток захватывает и локализует порожденный им сигнал второй гармоники. Благодаря отсутствию ДГС импульс второй гармоники испытывает в два раза большее нелинейное самосжатие в направлении распространения, чем импульс на основной несущей частоте. Поперечные же размеры обеих компонент световой пули одинаковы.

При равенстве нулю групповой дисперсии второго порядка возникает естественный вопрос об учете ДГС третьего порядка. Но коль скоро устойчивая световая пуля может формироваться в пренебрежении на второй гармонике ДГС всех порядков, то, скорее всего, учет ДГС третьего порядка будет иметь здесь характер малых поправок.

Важным остается вопрос устойчивости световой пули (22), (23) по отношению к малым отклонениям от нуля параметра ДГС на частоте второй гармоники. Причем интерес представляют отклонения как в область отрицательных, так и положительных значений. Как было сказано во вводной части статьи, знак ДГС качественным образом влияет на характер пространственно-временной динамики световых импульсов.

Механизм формирования световой пули (22), (23) выявляет несимметричные роли импульсов на основной частоте и на второй гармонике. В этой связи важным является изучение возможности формирования параметрической световой пули при равенстве нулю ДГС на основной частоте. Данный вопрос представляет интерес для дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (# 17-11-01157).

1. Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, *Оптические солитоны: от волоконных световодов к фотонным кристаллам*, Физматлит, М. (2005), 648 с. [Yu. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, Academic Press, N.Y. (2003)].
2. D. Mihalache, Rom. Rep. Phys. **69**, 403 (2017).
3. Ya. V. Kartashov, G. E. Astrakharchik, B. A. Malomed, and L. Torner, Nature Review Physics **1**, 185 (2019).
4. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. **13**, 479 (1964).

5. Ya. V. Kartashov, B. A. Malomed, and L. Torner, Rev. Mod. Phys. **83**, 247 (2011).
6. C. Conti, S. Trillo, P. Di Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, and J. Trull, Phys. Rev. Lett. **90**, 170406 (2003).
7. А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, Письма в ЖЭТФ **104**, 173 (2016) [A. E. Dormidonov, V. O. Kompanets, S. V. Chekalin, and V. P. Kandidov, JETP Lett. **104**, 175 (2016)].
8. В. П. Кандидов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, Письма в ЖЭТФ **108**, 307 (2018) [V. P. Kandidov, V. O. Kompanets, and S. V. Chekalin, JETP Lett. **108**, 287 (2018)].
9. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, А. Е. Дормидонов, В. П. Кандидов, УФН **189**, 299 (2019) [S. V. Chekalin, V. O. Kompanets, A. E. Dormidonov, and V. P. Kandidov, Physics – Uspekhi **62**, 282 (2019)].
10. D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, Pis'ma v ZhETF **110**, 755 (2019).
11. A. A. Kanashov and A. M. Rubenchik, Physica D **4**, 122 (1981).
12. H. Sakaguchi and B. A. Malomed, Opt. Soc. Am. B **29**, 2741 (2012).
13. I. N. Towers, B. A. Malomed, and F. W. Wise, Phys. Rev. Lett. **90**, 1239021 (2003).
14. S. V. Sazonov, M. S. Mamaikin, M. V. Komissarova, and I. G. Zakharova, Phys. Rev. E **96**, 022208 (2017).
15. S. V. Sazonov, A. A. Kalinovich, M. V. Komissarova, and I. G. Zakharova, Phys. Rev. A **100**, 033835 (2019).
16. A. A. Kalinovich, M. V. Komissarova, S. V. Sazonov, and I. G. Zakharova, PLOS ONE **14**, e0220840 (2019).
17. S. Blaha, E. Averlant, and K. Panajotov, Proceedings of SPIE: Photonics Europe **9892**, 989227 (2016).
18. X. Liu, L. J. Qian, and F. W. Wise, Phys. Rev. Lett. **82**, 4631 (1999).
19. А. П. Сухоруков, *Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике*, Наука, М. (1988), 231 с.
20. P. K. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen, and Y. C. Lee, Opt. Lett. **12**, 628 (1987).
21. P. Di Trapani, D. Caironi, G. Valiulis, A. Dubietis, R. Danielius, and A. Piskarskas, Phys. Rev. Lett. **81**, 570 (1998).
22. D. Mihalache, D. Mazilu, J. Dorring, and L. Torner, Opt. Commun. **159**, 129 (1999).
23. B. A. Malomed, P. Drummond, H. He, A. Berntson, D. Anderson, and M. Lisak, Phys. Rev. E **56**, 4725 (1997).
24. D. Anderson, Phys. Rev. A **27**, 3135 (1983).
25. С. К. Жданов, Б. А. Трубников, ЖЭТФ **92**, 1612 (1987) [Sov. Phys. JETP **65**, 904 (1987)].
26. D. Anderson, M. Desaix, M. Lisak, and M. L. Quoridateixeiro, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1358 (1992).

27. С. В. Сазонов, *ЖЭТФ* **130**, 145 (2006) [S. V. Sazonov, *JETP* **103**, 126 (2006)].
28. S. V. Sazonov, *Phys. Rev. A* **100**, 043828 (2019).
29. S. V. Sazonov, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 124404 (2016).
30. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, *УФН* **93**, 19 (1967) [S. A. Akhmanov, A. P. Sukhorukov, and R. V. Khokhlov, *Sov. Phys. Usp.* **10**, 609 (1968)].
31. Н. В. Карлов, Н. А. Кириченко, *Колебания, волны, структуры*, Физматлит, М. (2001), 496 с.
32. А. Ярив, *Квантовая электроника*, Сов. Радио, М. (1980), 488 с. [A. Yariv, *Quantum Electronics*, John Wiley & Sons, N.Y. (1989), 676 p.].

Изотопно-селективная лазерная ИК диссоциация молекул, имеющих небольшой изотопический сдвиг в спектрах ИК поглощения, в газодинамически охлажденном молекулярном потоке, взаимодействующем с твердой поверхностью

Г. Н. Макаров¹⁾, А. Н. Петин

Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 февраля 2020 г.

После переработки 27 февраля 2020 г.

Принята к публикации 27 февраля 2020 г.

Реализована изотопно-селективная лазерная ИК диссоциация молекул (на примере CF_3Br), характеризующихся небольшим (менее 0.25 см^{-1}) изотопическим сдвигом в спектрах ИК поглощения, в импульсном газодинамически охлажденном молекулярном потоке, взаимодействующем с твердой поверхностью. Диссоциация молекул проводилась в трех различных условиях: 1) в невозмущенном молекулярном потоке, 2) в потоке, падающем на поверхность, и 3) в скачке уплотнения, формирующемся перед поверхностью при падении на нее молекулярного потока. Показано, что при возбуждении молекул в скачке уплотнения и в падающем на поверхность потоке сильно (в 5–10 раз) увеличивается выход диссоциации молекул по сравнению с выходом диссоциации в невозмущенном потоке и значительно (в 3–5 раз) уменьшается порог диссоциации, что позволяет при небольших плотностях энергии возбуждающего лазерного импульса ($\Phi \leq 1.5\text{--}2.0 \text{ Дж/см}^2$) наблюдать их изотопно-селективную диссоциацию. При облучении молекул в падающем потоке и в скачке уплотнения получены коэффициенты обогащения соответственно $K_{\text{enr}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) = 0.85 \pm 0.07$ и $K_{\text{enr}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) = 1.20 \pm 0.09$ в формирующемся продукте Br_2 .

DOI: 10.31857/S0370274X20060053

1. Введение. Сегодня проводится много исследований, направленных на разработку низкоэнергетических методов молекулярного лазерного разделения изотопов (МЛРИ) (методов MLIS – *Molecular Laser Isotope Separation*) [1–13]. Основной целью этих исследований является поиск эффективных и экономичных методов для разделения изотопов урана, а также других тяжелых элементов. Развитие хорошо изученного и примененного на практике для разделения изотопов углерода метода инфракрасной (ИК) многофотонной диссоциации (МФД) молекул [14–17] для разделения изотопов тяжелых элементов сдерживается из-за высокой энергоемкости процесса, отсутствия высокоэффективных и мощных лазерных систем и ряда других факторов. Так, для диссоциации молекулы UF_6 необходимо поглощение около 40–50 квантов ИК излучения с длиной волны 16 мкм, т.е. поглощение энергии около 3.5–4.5 эВ. Поэтому актуальны и востребованы исследования, направленные на разработку низкоэнергетических методов МЛРИ (с энергией активации процесса не более 0.5–1 эВ [1]), а также альтернативных им методов.

В качестве низкоэнергетических методов МЛРИ сегодня рассматриваются хорошо изученные методы изотопно-селективного подавления кластеризации молекул и изотопно-селективной диссоциации небольших ван-дер-ваальсовых кластеров [1, 3–13], а также ряд других, менее изученных методов [1–3, 18, 19]. В настоящее время в США разрабатывается технология разделения изотопов урана SILEX (*Separation of Isotopes by Laser Excitation*) [20–22]. Принципы этой технологии не раскрываются, однако с большой вероятностью можно полагать, что в ее основе лежат низкоэнергетические процессы [23]. Технология SILEX, по утверждениям разработчиков, применима также для разделения изотопов других элементов (кремния, бора, серы, углерода, кислорода и др.) [1, 20].

В работах [1, 24] было показано, что альтернативу низкоэнергетическим методам МЛРИ может составить подход, в котором изотопно-селективная диссоциация молекул проводится в неравновесных термодинамических условиях скачка уплотнения, формирующегося перед твердой поверхностью при падении на нее интенсивного импульсного газодинамически охлажденного молекулярного потока (пуч-

¹⁾e-mail: gmakarov@isan.troitsk.ru

ка). Этот подход был предложен и развит в работах [25–31], в которых в неравновесных термодинамических условиях исследовалась селективная ИК диссоциация молекул SF_6 [25–30] и CF_3I [31] (см. также обзорную работу [32]).

В указанных работах [25–31] установлено, что в случае возбуждения молекул SF_6 [25–30] и CF_3I [31, 32] в неравновесных условиях формирующегося перед поверхностью скачка уплотнения, а также в падающем на поверхность потоке, достигаются высокие значения выхода продуктов и селективности при сравнительно низкой плотности энергии возбуждения (менее $1.5\text{--}2.0$ Дж/см²). Такие плотности энергии значительно (в 3–5 раз) меньше плотностей энергии, необходимых для диссоциации молекул в невозмущенных струях и потоках. Поэтому, хотя в основе развитого в работах [25–31] подхода лежит процесс диссоциации молекул, из-за умеренной плотности энергии, необходимой для диссоциации, его можно рассматривать как альтернативу низкоэнергетическим методам МЛРИ [1, 24].

В случае молекул SF_6 и CF_3I изотопические сдвиги в спектрах ИК поглощения возбуждаемых лазером колебаний ν_3 (SF_6) и ν_1 (CF_3I) составляют соответственно $\Delta\nu_{is} \approx 17$ см⁻¹ (относительно изотопов ³²S и ³⁴S) [33, 34] и ≈ 27 см⁻¹ (относительно изотопов ¹²C и ¹³C) [35]. Эти величины значительно превышают ширины полос ИК поглощения молекул в охлажденном молекулярном потоке. Принципиально другая ситуация реализуется в случае молекул, имеющих небольшой изотопический сдвиг в спектрах ИК поглощения возбуждаемых лазером колебаний, когда спектры поглощения разных изотопов практически полностью перекрываются.

Молекула CF_3Br была выбрана для исследования, главным образом, в связи с тем, что она характеризуется очень малым изотопическим сдвигом (≈ 0.248 см⁻¹ [36]) для изотопомеров $CF_3^{79}Br$ и $CF_3^{81}Br$ в спектре возбуждаемого лазерным излучением колебания ν_1 (≈ 1085 см⁻¹ [36]). Поэтому полученные результаты представляют особый интерес в плане выяснения возможности применения рассматриваемого метода для разделения изотопов также в других молекулах, имеющих небольшой изотопический сдвиг в спектрах возбуждаемых колебаний, что характерно для молекул, содержащих изотопы тяжелых элементов. Например, для изотопомеров ²³⁵UF₆ и ²³⁸UF₆ изотопический сдвиг в спектре колебания ν_3 (≈ 627 см⁻¹ [37]) также мал и составляет около 0.6 см⁻¹ [37].

Эксперименты проводились в режиме онлайн с использованием интенсивного импульсного молеку-

лярного пучка (потока) и квадрупольного масс-спектрометра для детектирования состава пучка, что позволяло получать информацию о диссоциации молекул и образующихся продуктах в каждом отдельном импульсе возбуждения. Основной целью данной работы было исследование возможности реализации селективной относительно изотопов брома диссоциации молекул CF_3Br с использованием нового подхода. В рамки работы входило измерение зависимостей выхода и селективности диссоциации молекул CF_3Br от плотности энергии возбуждающего излучения при облучении молекул в невозмущенном потоке, а также в потоке, падающем на поверхность, и в скачке уплотнения.

2. Неравновесные термодинамические условия в скачке уплотнения. В процессе быстрого охлаждения молекулярного газа при расширении из сопла термодинамическое равновесие между различными степенями свободы молекул нарушается из-за разницы во временах поступательной, вращательной и колебательной релаксации: $\tau_{tr} \leq \tau_{rot} \leq \tau_{vib}$. Степень отклонения от локального равновесия зависит от числа столкновений z_{col} , необходимых для релаксации данной степени свободы. Для многоатомных молекул обычно выполняется соотношение: $z_{tr} \leq z_{rot} \leq z_{vib}$. Поэтому для эффективных температур в потоке реализуется [38] условие

$$T_{1,tr} \leq T_{1,rot} \leq T_{1,vib}. \quad (1)$$

В скачке уплотнения [39, 40], который формируется при взаимодействии импульсного газодинамически охлажденного молекулярного потока с поверхностью, из-за разницы в скоростях поступательной, вращательной и колебательной релаксаций [41] реализуются обратные соотношению (1) неравновесные условия, а именно,

$$T_{2,tr} \geq T_{2,rot} \geq T_{2,vib}. \quad (2)$$

При этом из-за большого времени колебательно-поступательной релаксации (например, для SF_6 $p\tau_{V-T} \approx 150$ мкс·торр [42], для CF_3Br $p\tau_{V-T} \approx 143$ мкс·торр [43]), колебательная температура молекул в скачке уплотнения в случае использования импульсного потока разреженного газа может практически не отличаться от колебательной температуры молекул в падающем потоке ($T_{2,vib} \approx T_{1,vib}$), в то время как поступательная и вращательная температуры молекул в скачке уплотнения значительно выше, чем в невозмущенном потоке:

$$T_{2,tr} > T_{1,tr} \text{ и } T_{2,rot} > T_{1,rot}. \quad (3)$$

Таким образом, в скачке уплотнения создаются новые неравновесные условия, которые характеризуются тем, что колебательная температура молекул существенно меньше поступательной и вращательной температур. Именно в таких условиях нами исследовалась селективная диссоциация молекул CF_3Br в данной работе. Ранее в работе [30] на примере SF_6 было показано, что колебательная температура значительно сильнее влияет на формирование селективности диссоциации молекул, чем вращательная.

3. Эксперимент и метод.

Экспериментальная установка. Схема установки показана на рис. 1. Она включает высоковакуум-

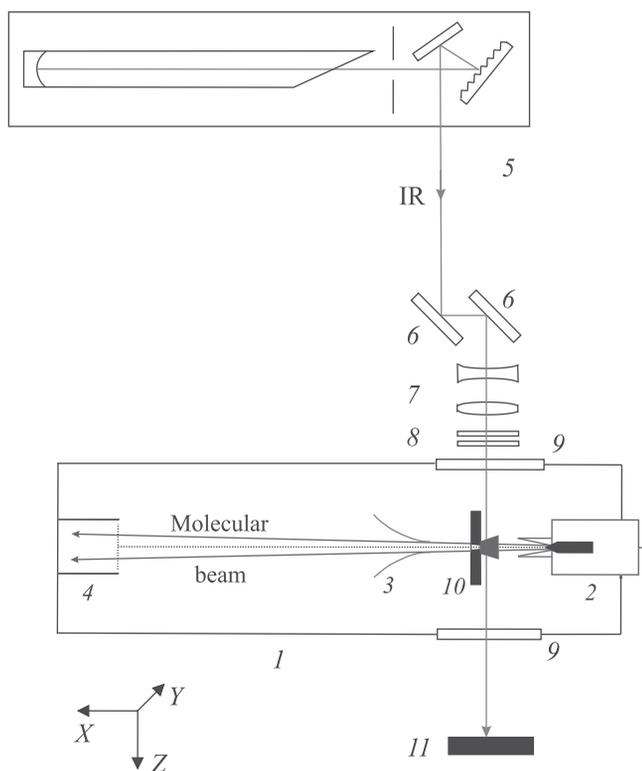


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. 1 – высоковакуумная камера; 2 – импульсное сопло; 3 – коническая диафрагма; 4 – квадрупольный масс-спектрометр; 5 – импульсный CO_2 -лазер; 6 – зеркала; 7 – цилиндрические линзы; 8 – ослабители ИК излучения; 9 – окна из NaCl ; 10 – подложка с усеченным конусом для формирования скачка уплотнения; 11 – поглотитель

ную камеру с импульсным источником молекулярного пучка, квадрупольный масс-спектрометр КМС-01/250 для детектирования частиц пучка и перестраиваемый по частоте импульсный CO_2 -лазер с энергией в импульсе до 4 Дж для возбуждения моле-

кул. Установка включает также персональный компьютер для управления масс-спектрометром, систему синхронизации лазерного импульса с импульсом молекулярного пучка и систему сбора и обработки данных. Верхний предел диапазона регистрируемых массовых чисел масс-спектрометра $m/z = 300$ а.е.м. В качестве регистратора ионов в масс-спектрометре использовался вторичный электронный умножитель ВЭУ-6. Камеры источника молекулярного пучка и квадрупольного масс-спектрометра откачивались турбомолекулярными насосами до давления не более 10^{-5} и $\sim 10^{-7}$ торр соответственно.

Молекулярный пучок CF_3Br генерировался в камере источника в результате сверхзвукового расширения газа CF_3Br через импульсное сопло General Valve с диаметром выходного отверстия 0.8 мм. С целью увеличения интенсивности молекулярного пучка к соплу прикреплялся расходящийся конус длиной 20 мм и углом раствора 15° . Частота повторения импульсов сопла была 0.7 Гц. Длительность импульса открывания сопла изменялась в диапазоне от 310 до 350 мкс (на полувысоте). Давление газа над соплом составляло от 4.0 до 4.5 атм. Камера масс-спектрометра отделялась от камеры источника пучка конусной диафрагмой (скиммером) диаметром 6 мм, расположенной на расстоянии 150 мм от сопла. Сформированный таким образом пучок попадал в ионизационную камеру КМС. Расстояние от среза сопла до ионизационной камеры КМС составляло 250 мм. ИК излучение лазера с помощью медных зеркал и фокусирующих цилиндрических линз с фокусными расстояниями 240 и 180 мм фокусировалось и вводилось в камеру молекулярного пучка через окно из NaCl .

Лазерное излучение пересекало молекулярный пучок под углом примерно 90° . Размеры лазерного пучка в области пересечения с молекулярным пучком составляли $\approx 8 \times 6$ мм². Расстояние от сопла до середины зоны облучения молекулярного потока составляло 3.5 см. С целью обнаружения и изучения селективности процесса диссоциации молекул CF_3Br , CO_2 -лазер был настроен на частоту генерации 1084.625 см⁻¹ (линия излучения 9R(30)). Эта линия излучения лазера попадает между Q-ветвями спектра поглощения колебания ν_1 молекул $\text{CF}_3^{79}\text{Br}$ (1084.769 см⁻¹) и $\text{CF}_3^{81}\text{Br}$ (1084.521 см⁻¹) [36]. Отстройки линии лазера от Q-ветвей составляют соответственно 0.134 и 0.114 см⁻¹. Для ослабления энергии лазера использовались плоскопараллельные пластинки из CaF_2 . Настройка частоты генерации CO_2 -лазера осуществлялась по линиям поглощения аммиака с помощью оптико-акустического приемника.

Из-за сравнительно небольшой апертуры лазерного пучка в зоне пересечения с молекулярным потоком облучению подвергалась примерно 1/20 часть (вдоль направления оси X) потока (см. рис. 2).

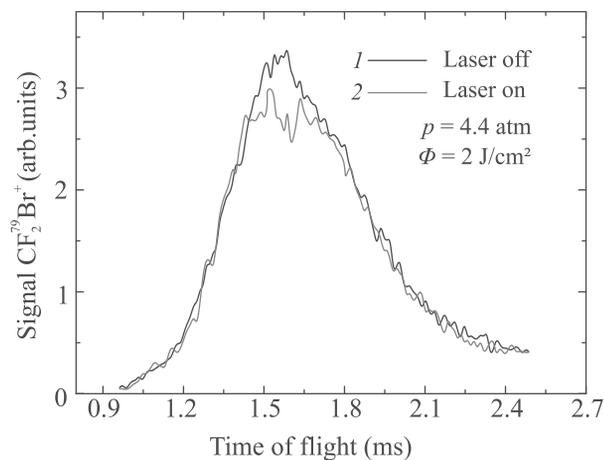


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости величины ионных сигналов $\text{CF}_2^{79}\text{Br}^+$ от времени без облучения молекулярного потока в скачке уплотнения (1) и в случае его облучения CO_2 -лазером на линии 9R(30) (на частоте 1084.635 cm^{-1}) при плотности энергии 2 Дж/см^2 (2). Давление CF_3Br над соплом 4.4 атм . Длительность импульса открывания сопла – 350 мкс

В экспериментах с молекулярным потоком, падающим на поверхность, на расстоянии $x = 50 \text{ мм}$ от сопла располагалась перпендикулярно направлению потока полированная подложка из дюралюминия толщиной 6 мм и диаметром 50 мм . В центре подложки имелось полированное конусное отверстие с входным диаметром (со стороны сопла) 1.2 мм и выходным – 5.0 мм . При падении интенсивного импульсного молекулярного потока на эту пластинку перед ней формировался скачок уплотнения (ударная волна) [39, 40] с неоднородными, нестационарными и неравновесными условиями [28, 32]. Характерный размер фронта скачка уплотнения, который по порядку величины равен длине свободного пробега молекул [39, 40], в условиях рассматриваемых экспериментов составлял $5\text{--}7 \text{ мм}$ [28, 29, 31]. С целью получения более интенсивного скачка уплотнения к пластинке прикреплялась со стороны сопла сходящая усеченная четырехгранная пирамида высотой 12 мм . Две грани пирамиды были изготовлены из тонких пластинок NaCl , прозрачных для излучения лазера. Молекулы пучка, а также образующиеся в результате возбуждения лазером и последующей диссоциации молекул продукты, находящиеся в скачке уплотнения, выходили через конусное отверстие в пластин-

ке, формировали вторичный молекулярный пучок [28, 32] и попадали в ионизатор масс-спектрометра.

Метод. При лазерной ИК диссоциации молекул CF_3Br образуются радикалы CF_3 и атомы Br , а конечными продуктами диссоциации и последующих химических реакций являются молекулы C_2F_6 и Br_2 [44]. Селективность диссоциации молекул CF_3Br относительно изотопов брома определялась нами на основе измерений коэффициента обогащения в продукте Br_2 . В экспериментах измерялись ионные сигналы $^{79}\text{Br}^{79}\text{Br}^+$, $^{79}\text{Br}^{81}\text{Br}^+$ и $^{81}\text{Br}^{81}\text{Br}^+$ ($m/z = 158, 160, \text{ и } 162$), возникающие в масс-спектре в результате облучения молекулярного потока лазером. Отношение концентраций атомов ^{79}Br к атомам ^{81}Br в образовавшемся продукте Br_2 ($R_L = ^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}$) сопоставлялось с аналогичным отношением концентраций изотопов брома в необлученном молекулярном газе CF_3Br . Исходя из процентного содержания изотопов CF_3Br в природе ($50.56\% - \text{CF}_3^{79}\text{Br}$ и $49.44\% - \text{CF}_3^{81}\text{Br}$), отношение концентраций изотопов брома в необлученном газе CF_3Br составляет $R_0 = ^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br} \approx 1.023$. Для более точного определения отношения концентраций изотопов брома в продукте Br_2 экспериментально измеренные ионные массовые пики $^{79}\text{Br}^{79}\text{Br}^+$, $^{79}\text{Br}^{81}\text{Br}^+$ и $^{81}\text{Br}^{81}\text{Br}^+$ аппроксимировались нами гауссовыми функциями. Проводилось также интегрирование ионных сигналов в диапазоне указанных массовых пиков. Полученные обоими методами результаты хорошо совпадали между собой. Коэффициент обогащения в продукте Br_2 определялся как

$$K_{\text{enr}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) = \frac{R_L}{R_0} = \frac{(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) - \text{in Br}_2}{(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) - \text{in CF}_3\text{Br}}. \quad (4)$$

Выход диссоциации молекул CF_3Br определялся на основе измерений интенсивности времяпролетных спектров молекулярного ионного фрагмента $\text{CF}_2^{79}\text{Br}^+$ ($m/z = 129$), принадлежащего молекулам $\text{CF}_3^{79}\text{Br}$, в отсутствии возбуждения молекулярного потока и при его возбуждении лазером:

$$S_L = S_0(1 - \beta_{79}\Gamma), \quad (5)$$

где S_0 и S_L – соответственно времяпролетные ионные сигналы $\text{CF}_2^{79}\text{Br}^+$ в отсутствие возбуждения молекул и при их возбуждении лазером. Γ – отношение облучаемого объема ко всему объему молекулярного пучка. В экспериментах мы анализировали с помощью масс-спектрометра состав лишь облучаемой лазерным излучением части молекулярного пучка. Поэтому в нашем случае реализовывалось условие $\Gamma = 1$.

Синхронизация импульса лазерного излучения с импульсом молекулярного пучка контролировалась по временному положению максимума амплитуды “выжигания” провала в ионном сигнале $\text{CF}_2^{79}\text{Br}^+$ (см. рис. 2).

4. Результаты и их обсуждение. На рисунке 2 показана временная зависимость (временной спектр) ионного сигнала $\text{CF}_2^{79}\text{Br}^+$ без облучения молекулярного потока (1) и при его облучении лазерным импульсом на линии 9R(30) (на частоте 1084.635 см^{-1}) при плотности энергии возбуждающего излучения 2.0 Дж/см^2 (2). Давление газа над соплом 4.4 атм. Видно, что при облучении потока лазерным импульсом во временной зависимости молекулярного ионного сигнала $\text{CF}_2^{79}\text{Br}^+$ “выжигается” провал. Глубина провала, равная выходу диссоциации молекул $\text{CF}_3^{79}\text{Br}$, зависит от плотности энергии возбуждающего излучения, и она определяется на основе приведенного выше соотношения (5). В случае возбуждения молекул в невозмущенном потоке по положению и ширине провала можно оценить облучаемую лазером часть молекулярного потока. При возбуждении молекул в падающем потоке, а также в скачке уплотнения ширина провала увеличивается из-за перемешивания возбужденных и невозмущенных молекул в результате столкновений в скачке уплотнения. В случае возбуждения молекул непосредственно в скачке уплотнения лазерным импульсом облучается также большая доля молекул падающего потока.

На рисунке 3 показаны измеренные нами по ионному кластерному сигналу $\text{CF}_2^{79}\text{Br}^+$, зависимости выхода диссоциации β_{79} молекул $\text{CF}_3^{79}\text{Br}$ от плотности энергии Φ лазерного излучения в случае возбуждения молекул в невозмущенном молекулярном потоке (1), в потоке, падающем на поверхность (2), и в скачке уплотнения (3). Молекулы возбуждались на линии 9R(30) лазера. Видно, что в широком диапазоне плотностей энергии ($\Phi = 0.75\text{--}4.9\text{ Дж/см}^2$) выход диссоциации молекул $\text{CF}_3^{79}\text{Br}$ в случае их возбуждения в скачке уплотнения, а также в потоке, падающем на поверхность, существенно больше, чем в случае их возбуждения в невозмущенном потоке. Так, например, при плотности энергии возбуждения $\Phi \approx 3\text{ Дж/см}^2$ выход диссоциации молекул в потоке, падающем на поверхность, примерно в 4 раза, а в скачке уплотнения более чем в 10 раз превышает выход диссоциации молекул в невозмущенном потоке.

Это различие еще больше при плотностях энергии возбуждения менее 2 Дж/см^2 . При таких плотностях энергии выход диссоциации молекул в скачке

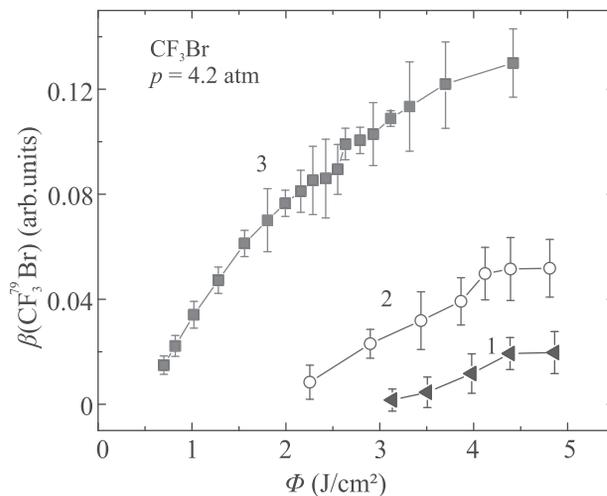


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости выхода диссоциации молекул CF_3Br от плотности энергии лазерного излучения в случае возбуждения молекул в невозмущенном молекулярном потоке (1), в потоке, падающем на поверхность (2), и в скачке уплотнения (в ударной волне) (3). Молекулы возбуждались на линии 9R(30) лазера. Давление газа над соплом 4.2 атм. Длительность импульса открывания сопла – 310 мкс

ке уплотнения более чем на порядок больше выхода диссоциации в потоке, падающем на поверхность, в то время как в невозмущенном потоке диссоциация молекул вообще не наблюдается. На рисунке 3 видно также, что в случае возбуждения молекул в скачке уплотнения и в потоке, падающем на поверхность, значительно (в 3–5 раз) уменьшается порог диссоциации. Полученные результаты указывают на то, что при возбуждении молекул в скачке уплотнения, а также в потоке, падающем на поверхность, весьма большой вклад в суммарный выход диссоциации вносят процессы возбуждения и диссоциации молекул за счет столкновений в формирующемся перед поверхностью скачке уплотнения [26, 27, 30].

Плотность ρ_2 газа CF_3Br в формирующемся перед поверхностью прямою скачке уплотнения можно оценить из соотношения $\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ [39, 40], где ρ_1 – плотность газа CF_3Br в падающем на поверхность потоке, а $\gamma = c_p/c_v = 1.14$ – отношение удельных теплоемкостей CF_3Br . Проведенные нами с использованием этого соотношения (и с учетом геометрии потока) оценки показывают, что в условиях наших экспериментов (давление газа над соплом 4.2 атм, длительность импульса открывания сопла 350 мкс, число молекул, вытекающих из сопла за импульс, $\approx 1.54 \times 10^{17}$) концентрация молекул в невозмущенном потоке составляла около $5.2 \times 10^{15}\text{ см}^{-3}$, а в скачке уплотнения – примерно в 15.3 раза боль-

ше, т.е. $\approx 7.9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует давлению ≈ 2.2 торр.

Увеличение выхода диссоциации молекул $\text{CF}_3^{79}\text{Br}$ в случае их возбуждения в потоке, падающем на поверхность, а также в скачке уплотнения (по сравнению с таковой при возбуждении в невозмущенном потоке) объясняется следующими обстоятельствами. При облучении молекул в невозмущенном потоке их диссоциация происходит только за счет радиационного возбуждения (столкновений молекул в потоке нет), в то время как при облучении молекул в потоке, падающем на поверхность, и в скачке уплотнения – за счет радиационного и столкновительного механизмов возбуждения [26–31]. Кроме того, в случае облучения молекул непосредственно в скачке уплотнения существенно возрастает эффективность их возбуждения из-за более высокой плотности и температуры газа в нем по сравнению с таковыми в невозмущенном потоке. Последнее обстоятельство способствует также более эффективному формированию конечных продуктов диссоциации – молекул C_2F_6 и Br_2 .

Из представленных на рис. 3 результатов следует также, что незначительная диссоциация молекул CF_3Br в случае их возбуждения в невозмущенном потоке происходит на данной частоте облучения только при очень высоких плотностях энергии ($\Phi \geq 4.5\text{--}5 \text{ Дж/см}^2$), в то время как при плотностях энергии $\Phi \leq 3.5\text{--}4 \text{ Дж/см}^2$ диссоциация молекул практически не имеет места. В то же время, при высоких плотностях энергии возбуждения селективная диссоциация молекул не реализуется из-за большого динамического полевого уширения возбуждаемых переходов молекулы (частоты Раби) и малого изотопического сдвига в спектрах ИК поглощения изотопомеров CF_3Br .

Следовательно, в случае молекул CF_3Br наблюдать изотопическую селективность диссоциации возможно только при небольших плотностях энергии возбуждения – при $\Phi \leq 1.5\text{--}2 \text{ Дж/см}^2$, т.е. в случае возбуждения молекул в потоке, падающем на поверхность, или в скачке уплотнения. В первом из этих случаев условия возбуждения молекул лазером не отличаются от условий возбуждения в невозмущенном потоке, в то время как в случае возбуждения молекул в скачке уплотнения эти условия совершенно другие (см. соотношение (3)). В скачке уплотнения значительно более высокие, чем в невозмущенном потоке, как концентрация, так и вращательная температура молекул [28, 32]. При небольших изотопических сдвигах в спектрах ИК поглощения это может привести не только к уменьшению селективно-

сти диссоциации молекул по сравнению с селективностью диссоциации в невозмущенном и падающем на поверхность потоке, но даже к изменению ее величины относительно единицы.

На рисунке 4а, б показаны масс-спектры молекул Br_2 , образующихся при диссоциации молекул CF_3Br в потоке, падающем на поверхность, при двух различных плотностях энергии возбуждения – при

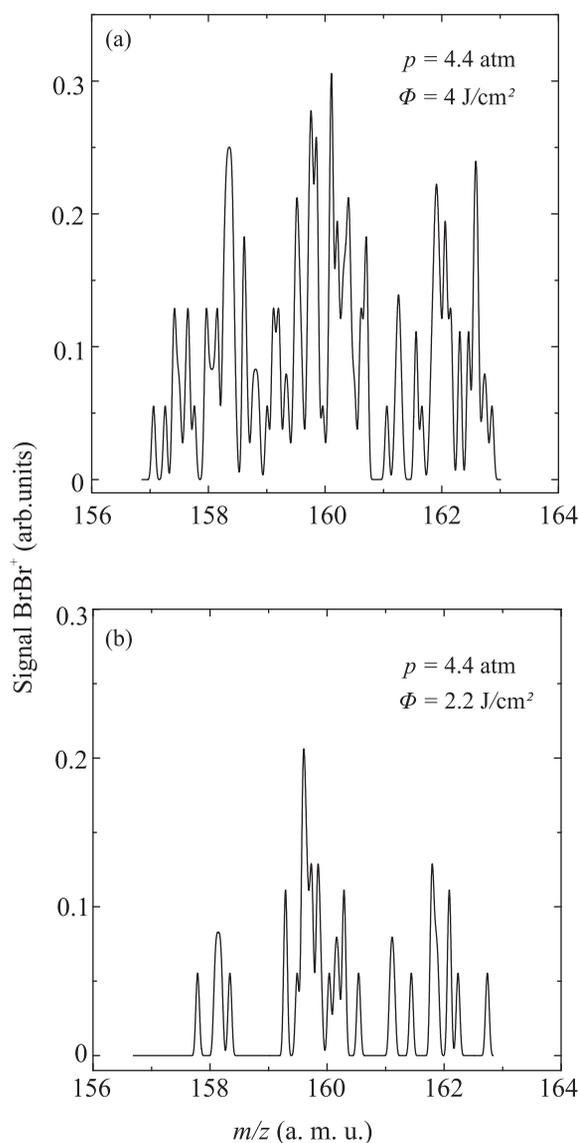


Рис. 4. (Цветной онлайн) Масс-спектры ионов молекулярного брома $^{79}\text{Br}^{79}\text{Br}^+$, $^{79}\text{Br}^{81}\text{Br}^+$ и $^{81}\text{Br}^{81}\text{Br}^+$ ($m/z = 158, 160$ и 162), образующегося при лазерной ИК диссоциации CF_3Br в падающем на поверхность потоке при плотностях энергии возбуждающего излучения 4 Дж/см^2 (а) и 2.2 Дж/см^2 (б). Молекулы возбуждались на линии 9R(30) лазера. Давление газа над соплом 4.4 атм . Длительность импульса открывания сопла – 350 мкс

$\Phi = 4 \text{ Дж/см}^2$ и $\Phi = 2.2 \text{ Дж/см}^2$. В первом случае никакого коэффициента обогащения в продукте Br_2 нами не наблюдалось (в пределах ошибки измерений), в то время как во втором случае наблюдалось обогащение продукта Br_2 изотопом ^{81}Br , и коэффициент обогащения в продукте Br_2 составил $K_{\text{енр}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) \approx 0.85 \pm 0.07$. При увеличении плотности энергии возбуждения до $\Phi \approx 3\text{--}3.5 \text{ Дж/см}^2$ коэффициент обогащения принимал значение $K_{\text{енр}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) \approx 1.00 \pm 0.05$.

Основным механизмом уменьшения селективности диссоциации молекул CF_3Br с увеличением плотности энергии возбуждения является увеличение динамического полевого уширения переходов молекулы (частоты Раби), которое определяется выражением $\Delta\nu_R = \mu E/\hbar$, где μ – дипольный момент перехода, E – напряженность электрического поля лазерного импульса, \hbar – постоянная Планка и c – скорость света. Так, при плотности энергии возбуждения $\Phi \approx 2.5 \text{ Дж/см}^2$ и $\mu \approx 0.23 D$ [45] частота Раби достигает величины $\Delta\nu_R \approx 0.53 \text{ см}^{-1}$. Она превышает как отстройки частоты лазера от частот Q-ветвей возбуждаемых переходов, так и величину изотопического сдвига в спектрах ИК поглощения молекул $\text{CF}_3^{79}\text{Br}$ и $\text{CF}_3^{81}\text{Br}$ ($\approx 0.245 \text{ см}^{-1}$). Поэтому при таких плотностях энергии пиковой частью лазерного импульса, вероятно, эффективно возбуждаются оба изотомера CF_3Br .

На рисунке 5 показаны зависимости коэффициентов обогащения в продукте Br_2 от плотности энергии в диапазоне $\Phi = 1.25\text{--}4.75 \text{ Дж/см}^2$ в случае возбуждения молекул в потоке, падающем на поверхность (1), и непосредственно в скачке уплотнения (2). Молекулы в обоих случаях облучались на линии 9R(30) лазера (на частоте 1064.635 см^{-1}). На рисунке 5 видно, что при сравнительно высоких плотностях энергии возбуждения ($\Phi \approx 2.5\text{--}4.75 \text{ Дж/см}^2$) коэффициенты обогащения практически равны единице. Диссоциация молекул CF_3Br происходит не селективно. Селективность диссоциации молекул наблюдается лишь при небольших плотностях энергии ($\Phi \leq 2.0 \text{ Дж/см}^2$), и она увеличивается с уменьшением плотности энергии возбуждения. Так, при $\Phi \approx 1.75 \text{ Дж/см}^2$ коэффициент обогащения в продукте Br_2 в случае облучения молекул в скачке уплотнения составляет $K_{\text{енр}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) \approx 1.20 \pm 0.09$, а в потоке, падающем на поверхность, – $K_{\text{енр}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) \approx 0.85 \pm 0.07$. Наблюдается также тенденция к дальнейшему увеличению селективности диссоциации молекул CF_3Br при последующем уменьшении плотности энергии возбуждения. Разные значения коэффициентов обогащения по отношению к едини-

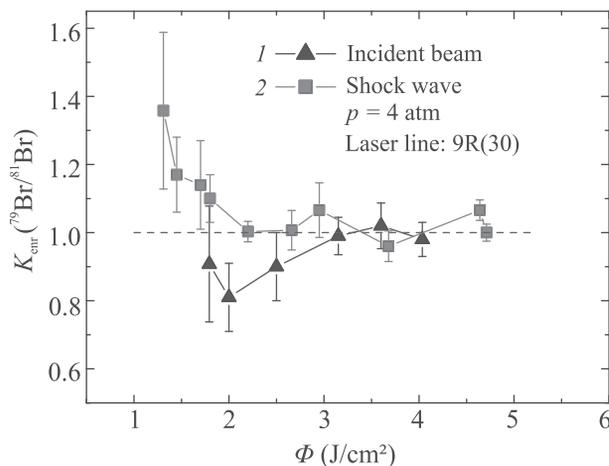


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости коэффициентов обогащения $K_{\text{енр}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br})$ в продукте Br_2 от плотности энергии возбуждающего излучения в случае облучения молекул CF_3Br в потоке, падающем на поверхность (1), и в скачке уплотнения (в ударной волне) (2). Молекулы возбуждались на линии 9R(30) лазера (на частоте 1084.635 см^{-1}). Давление газа над соплом 4 атм. Длительность импульса открывания сопла – 350 мкс

це в указанных двух случаях связаны, вероятно, с совершенно разными термодинамическими условиями, которые реализуются в потоке, падающем на поверхность, и в скачке уплотнения (см. соотношения (1)–(3)).

5. Заключение. В работе реализована изотопно-селективная лазерная ИК диссоциация молекул (на примере CF_3Br), характеризующихся небольшим ($\leq 0.25 \text{ см}^{-1}$) изотопическим сдвигом в спектрах ИК поглощения, в неравновесных термодинамических условиях, которые формируются при взаимодействии интенсивного импульсного газодинамически охлажденного молекулярного потока с твердой поверхностью.

Установлено, что при возбуждении молекул в скачке уплотнения и в падающем на поверхность потоке сильно (в 5–10 раз) увеличивается выход диссоциации молекул по сравнению с выходом диссоциации в невозмущенном потоке, а также значительно (в 3–5 раз) уменьшается порог диссоциации. Это позволяет проводить эффективную изотопно-селективную ИК диссоциацию молекул при сравнительно низких плотностях энергии возбуждающего лазерного импульса ($\Phi \leq 1.5\text{--}2.0 \text{ Дж/см}^2$) и тем самым увеличить селективность процесса диссоциации. Измерены коэффициенты обогащения в продукте Br_2 . Получены их зависимости от плотности энергии. При $\Phi \approx 1.5\text{--}1.75 \text{ Дж/см}^2$ получены величины

$K_{\text{enr}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) = 0.85 \pm 0.07$ и $K_{\text{enr}}(^{79}\text{Br}/^{81}\text{Br}) = 1.20 \pm 0.09$ в случае облучения молекул в потоке, падающем на поверхность, и в скачке уплотнения соответственно.

Полученные результаты четко показывают, что за счет совместного действия радиационного и столкновительного механизмов возбуждения молекул, которое реализуется в случае облучения молекул в потоке, падающем на поверхность, и в скачке уплотнения, можно существенно увеличить выход диссоциации и образование продуктов при лазерном ИК многофотонном возбуждении молекул, а также значительно понизить порог диссоциации. Это особенно важно при разделении изотопов в молекулах, характеризующихся небольшим изотопным сдвигом в спектрах ИК поглощения, поскольку в этом случае из-за динамического полевого уширения колебательных переходов молекул селективность диссоциации можно наблюдать лишь при небольших плотностях энергии возбуждающего лазерного импульса.

Авторы выражают благодарность Д. Г. Пойдашеву и Е. А. Рябову за содействие и полезные обсуждения.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 18-02-00242).

1. Г. Н. Макаров, УФН **185**, 717 (2015).
2. В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, ЖЭТФ **127**, 570 (2005).
3. J. W. Eerkens and J. Kim, AICHE Journal **56**(9), 2331 (2010).
4. K. A. Lyakhov, A. N. Pechen, and H. J. Lee, AIP Advances **8**(9), 095325 (2018).
5. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, Е. А. Рябов, ЖЭТФ **152**, 627 (2017).
6. Г. Н. Макаров, УФН **188**, 689 (2018).
7. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, Е. А. Рябов, Квантовая электроника **48**, 157 (2018).
8. В. М. Апатин, Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, А. Н. Петин, Е. А. Рябов, ЖЭТФ **154**, 287 (2018).
9. V. N. Lokhman, G. N. Makarov, A. L. Malinovskii, A. N. Petin, D. G. Poydashev, and E. A. Ryabov, Laser Phys. **28**, 105703 (2018).
10. Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, А. Н. Петин, Квантовая электроника **48**, 667 (2018).
11. В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Д. Г. Пойдашев, Е. А. Рябов, ЖЭТФ **155**, 216 (2019).
12. А. Н. Петин, Г. Н. Макаров, Квантовая электроника **49**, 593 (2019).
13. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, А. Л. Малиновский, А. Н. Петин, Н.-Д. Д. Огурок, Д. Г. Пойдашев, Е. А. Рябов, Оптика и спектроскопия **127**, 66 (2019).
14. V. N. Bagratashvili, V. S. Letokhov, A. A. Makarov, and E. A. Ryabov, *Multiple Photon Infrared Laser Photophysics and Photochemistry*, Harwood Acad. Publ., Chur (1985).
15. *Multiple-Photon Excitation and Dissociation of Polyatomic Molecules*, Topics in Current Physics, ed. by C. D. Cantrell, Springer-Verlag, Berlin (1986), v. 35.
16. В. С. Летохов, Е. А. Рябов, *Многофотонная изотопически-селективная ИК диссоциация молекул*, в кн. *Изотопы: свойства, получение, применение*, под ред. В. Ю. Баранова, Физматлит, М. (2005), т. I, с. 445.
17. В. Ю. Баранов, А. П. Дядькин, В. С. Летохов, Е. А. Рябов, *Лазерное разделение изотопов углерода*, в кн. *Изотопы: свойства, получение, применение*, под ред. В. Ю. Баранова, Физматлит, М. (2005), т. I, с. 460.
18. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **97**, 82 (2013).
19. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, А. Л. Малиновский, А. Н. Петин, Д. Г. Пойдашев, Е. А. Рябов, Письма в ЖЭТФ **104**, 440 (2016).
20. <http://www.silex.com.au>.
21. SILEX Process. www.chemeurope.com/en/encyclopedia/Silex_Process.html.
22. SILEX Uranium Enrichment, SILEX Annual Report 2019, <http://www.silex.com.au>.
23. J. L. Lyman, *Enrichment separative capacity for SILEX*, Report LA-UR-05-3786, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos (2005).
24. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Квантовая электроника **46**, 248 (2016).
25. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Письма в ЖЭТФ **71**, 583 (2000).
26. G. N. Makarov and A. N. Petin, Chem. Phys. Lett. **323**, 345 (2000).
27. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, Квантовая электроника **30**, 738 (2000).
28. Г. Н. Макаров, А. Н. Петин, ЖЭТФ **119**, 5 (2001).
29. G. N. Makarov and A. N. Petin, Chem. Phys. **266**, 125 (2001).
30. В. М. Апатин, В. Н. Лохман, Г. Н. Макаров, Н.-Д. Д. Огурок, А. Н. Петин, Оптика и спектроскопия **91**, 910 (2001).
31. Г. Н. Макаров, С. А. Мочалов, А. Н. Петин, Квантовая электроника **31**, 263 (2001).
32. Г. Н. Макаров, УФН **173**, 913 (2003).
33. R. S. McDowell, B. J. Krohn, H. Flicker, and M. C. Vasquez, Spectrochim. Acta **42A**, 351 (1986).

34. G. Baldacchini, S. Marchetti, and V. Montelatici, *J. Mol. Spectr.* **91**, 80 (1982).
35. W. Fuss, *Spectrochimica Acta A* **38**, 829 (1982).
36. A. Pietropolli Charmet, P. Stoppa, P. Toninello, A. Baldacci, and S. Giorgiani, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **8**, 2491 (2006).
37. В. Ю. Баранов, Е. И. Козлова, Ю. А. Колесников, А. А. Котов, *Лазерно-молекулярное разделение изотопов урана*, в кн. *Изотопы: свойства, получение, применение*, под ред. В. Ю. Баранова, Физматлит, М. (2005), т. 1, с. 474.
38. J. V. Anderson, *Molecular beams from nozzle sources*, in *Gasdynamics, Molecular Beams and Low Density Gasdynamics*, ed. by P. P. Wegener, Marcel Dekker, N.Y. (1974).
39. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М. (1966).
40. Г. Н. Абрамович, *Прикладная газовая динамика*, Наука, М. (1991), ч. 1.
41. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов, *Релаксационные процессы в ударных волнах*, Наука, М. (1965).
42. J. I. Steinfeld, I. Burak, D. G. Sutton, and A. V. Novak, *J. Chem. Phys.* **52**, 5421 (1970).
43. R. Kadibelban, R. Ahrens-Botzong, and P. Hess, *Z. Naturforsch.* **37a**, 271 (1982).
44. M. Drouin, M. Gauthier, R. Pilon, P. A. Hackett, and C. Willis, *Chem. Phys. Lett.* **60**, 16 (1978).
45. K. Narahari Rao, in *Molecular spectroscopy: Modern Research*, Academic, N.Y. (1985), v. 3, ch. 3.

Гигантские магнитоиндуцированные эффекты при генерации второй гармоники в планарной анизотропной структуре Ta/Co/Pt

Т. В. Мурзина⁺¹⁾, И. А. Колмычек⁺, Н. С. Гусев*, А. И. Майдыковский⁺

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

* Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 26 февраля 2020 г.

После переработки 26 февраля 2020 г.

Принята к публикации 27 февраля 2020 г.

Исследованы магнитоиндуцированные эффекты при генерации второй гармоники в тонкой несимметричной трехслойной пленке Ta/Co/Pt с плоскостной магнитной анизотропией. Показано, что для геометрии меридионального магнитооптического эффекта Керра поворот плоскости поляризации волны второй гармоники достигает 37° , что соответствует относительной величине магнитоиндуцированной компоненты поля второй гармоники около 30% и значительно превышает величину аналогичного эффекта для бислойных структур Co/Pt. Показано, что перемагничивание Ta/Co/Pt структуры происходит за счет разворота ее намагниченности в плоскости пленки, причем его направление определяется ориентацией оси легкого намагничивания структуры относительно приложенного поля. Экспериментально в схеме меридионального эффекта Керра обнаружен нечетный по намагниченности вклад в интенсивность второй гармоники, запрещенный по симметрии для поверхностей однородно намагниченных структур.

DOI: 10.31857/S0370274X20060065

Интерес к свойствам магнитных наноструктур и наблюдаемым в них эффектам остается устойчиво высоким в течение последних десятилетий [1–3]. Отдельным направлением исследований является магнетизм границ раздела сред, для которых был обнаружен целый ряд специфических эффектов, принципиально связанных с наличием интерфейсов [4–6]. Это относится также к магнитоиндуцированным нелинейно-оптическим эффектам, величина которых, как было показано в целом ряде работ, значительно, на один-два порядка по величине, может превышать линейные магнитооптические аналоги [7, 8]. Более того, в случае centrosymmetric магнитных сред источники квадратичных нелинейно-оптических эффектов, и в первую очередь генерации второй гармоники (ВГ), локализованы на границах раздела сред, где инверсная симметрия нарушена [9]. Сочетание этих двух факторов определяет высокую чувствительность метода генерации ВГ к свойствам интерфейсов и перспективность его использования для диагностики магнитных тонких пленок и наноструктур [10–12].

Ранее, при изучении генерации ВГ в бислойных пленках на основе кобальта и тяжелого металла, платины или тантала, нами было показано, что такие структуры демонстрируют не только обычный маг-

нитный нелинейно-оптический эффект на частоте ВГ, но также и новый линейный по намагниченности эффект, проявляющийся как модуляция интенсивности p -поляризованной компоненты ВГ приложенным меридиональным магнитным полем [13]. Было высказано предположение, что механизмом эффекта могут быть особенности распределения намагниченности, связанные с интерфейсным взаимодействием Дзялошинского–Мория [14, 15]. В развитие данной задачи мы усложнили экспериментальную структуру за счет введения второй магнитной границы раздела, свойства которой отличаются от свойств интерфейса Co/Pt. Введение второго слоя тяжелого металла, граничащего с нанослоем кобальта, должно привести к усилению асимметрии структуры и усилению магнитооптических эффектов. Таким образом, в данной работе с использованием метода генерации ВГ экспериментально исследованы особенности магнитных нелинейно-оптических эффектов в асимметричной трехслойной наноструктуре (Pt/Co/Ta), в которой слой кобальта помещен между слоями двух различных тяжелых металлов (платины и тантала), формирующих несимметричные магнитные границы раздела. Показано, что в таких пленочных структурах величина магнитного нелинейно-оптического эффекта Керра значительно превосходит аналогичный эффект для единичных магнитных границ раздела.

¹⁾e-mail: murzina@mail.ru

Трехслойные Pt/Co/Ta пленки с толщинами слоев 3 нм изготовлены методом магнетронного напыления [13] на неподвижных стеклянных или кремниевых подложках, плоскости подложек и мишени были параллельны. Для формирования магнитной анизотропии, в процессе напыления подложки были помещены в статическое магнитное поле с напряженностью ≈ 1 кЭ. Малая толщина слоев металлов обеспечивала прозрачность пленки для излучения накачки и ВГ. Методами магнетометрии и линейного меридионального магнитооптического эффекта Керра показано, что перемагничивание структуры для любого ее азимутального положения достигается при напряженности поля $|H| \leq 100$ Э.

При исследовании генерации ВГ в качестве накачки использовалось излучение импульсного лазера на титанате сапфира (длина волны 830 нм, длительность импульса 50 фс, средняя мощность 50 мВт, p -поляризация), которое фокусировалось на поверхность образца в пятно с диаметром 30 мкм; угол падения составлял 45° . Отраженное излучение ВГ проходило через систему фильтров, отсекающих мощное излучение накачки, анализатор, и детектировалось фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), работавшим в режиме счета фотонов. Образец был расположен между полюсами электромагнита, создающего меридиональное магнитное поле до 1.5 кЭ; при измерении азимутальной зависимости интенсивности ВГ образец помещался на вращающийся столик.

Исследование магнитоиндуцированных эффектов на частоте ВГ проводилось для двух случаев: (i) меридионального эффекта Керра на частоте ВГ, заключающегося во вращении плоскости поляризации волны ВГ; при этом измерялась интенсивность так называемой *mixed* (промежуточной между p и s) поляризации ВГ, ось анализатора составляла угол 45° с плоскостью поляризации излучения накачки; и (ii) p -поляризации излучения ВГ, изменения которой не ожидается при данной ориентации магнитного поля для однородных магнитных сред [7].

1. В качестве первого шага была изучена азимутальная анизотропия ВГ – измерены азимутальные зависимости интенсивности p - и s -поляризованных компонент ВГ, что позволяет, как показано ранее [13], определить ориентацию оси легкого намагничивания в плоскости структуры и воспроизводимым образом позиционировать образец. На рисунке 1 представлены зависимости интенсивности ВГ в трехслойной Pt/Co/Ta пленке после того, как было приложено и затем выключено постоянное плоскостное поле положительное (красные символы) и отрицательное (синие закрытые символы), напряженно-

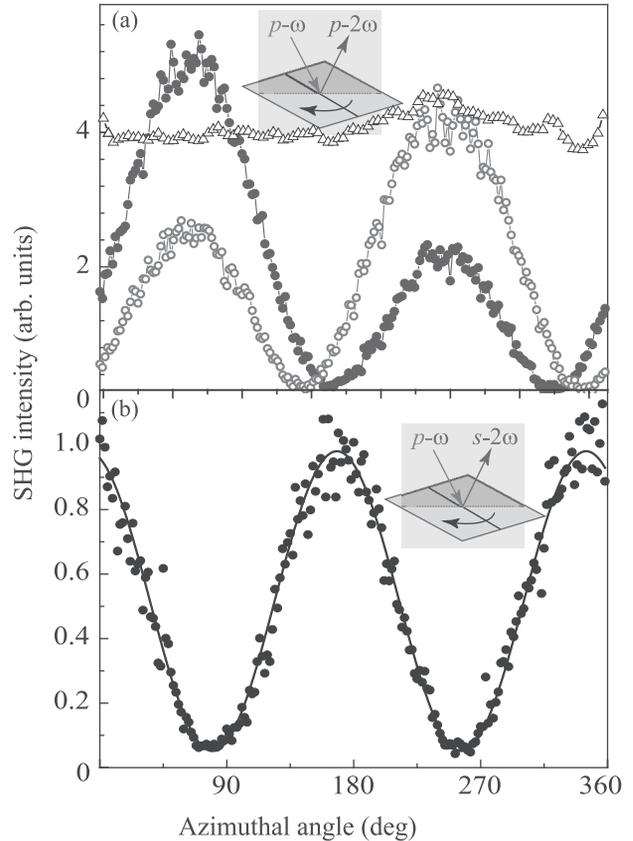


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости интенсивности p -поляризованной ВГ от азимутального угла поворота образца после приложения и затем выключения меридионального магнитного поля противоположных знаков (синие и красные заполненные и открытые символы); аналогичная зависимость в случае, когда к пленке приложено постоянное меридиональное поле 1.5 кЭ (открытые треугольники). (b) – Азимутальная зависимость интенсивности s -поляризованной составляющей ВГ после выключения постоянного магнитного поля

стью 1.5 кЭ. В этом случае симметрия квадратичного нелинейно-оптического отклика определяется кристаллографической анизотропией пленки, а также магнитоиндуцированным вкладом в нелинейную поляризацию на частоте ВГ, связанную с ориентацией остаточной намагниченности. Видно, что после перемагничивания пленки, т.е. для противоположных ориентаций остаточной намагниченности, наблюдается смена взаимного расположения двух азимутальных максимумов, разнесенных на 180° . В то же время, азимутальная зависимость p -поляризованной ВГ в присутствии постоянного меридионального поля $H = 2$ кЭ (черные треугольные символы) близка к изотропной, что указывает на малость кристаллографической анизотропии пленок.

Азимутальная зависимость s -поляризованной составляющей ВГ после отключения плоскостного поля, приложенного под небольшим углом к оси легкого намагничивания, содержит два максимума равной амплитуды, связанных с ориентацией оси легкого намагничивания; минимумы данных зависимостей (максимумы для p -поляризованной ВГ) соответствуют параллельности оси легкого намагничивания плоскости падения излучения накачки. В описанных ниже экспериментах образец позиционировали таким образом, что ось легкого намагничивания составляла угол $\Psi = \pm 45^\circ$ к приложенному меридиональному магнитному полю.

2. На рисунке 2 приведены зависимости интенсивности ВГ от напряженности меридионального

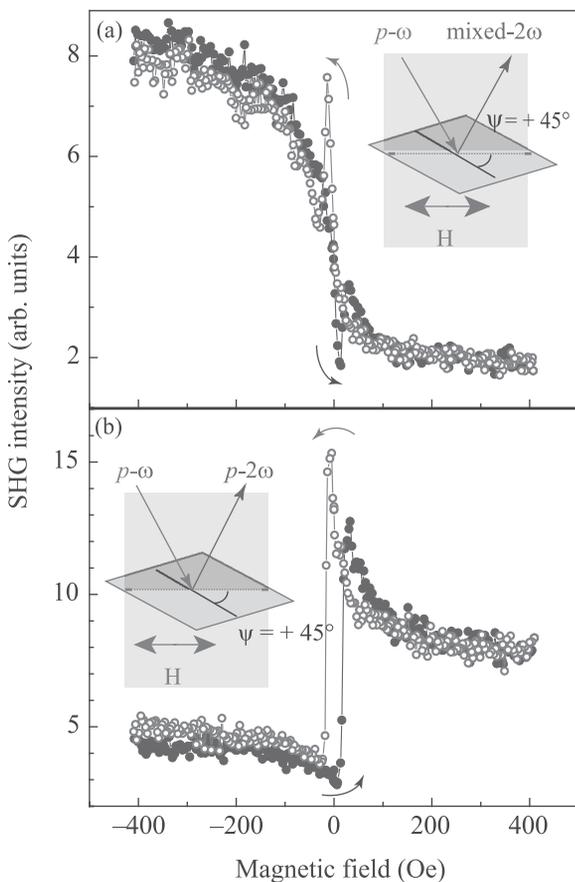


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости интенсивности ВГ для азимутального положения образца $\Psi = +45^\circ$ для $mixed$ (a) и p -поляризованной (b) составляющих ВГ; открытые красные символы соответствуют изменению магнитного поля от положительных к отрицательным значениям, синие заполненные – обратному случаю. Вставки: схемы геометрии эксперимента, ориентация оси легкого намагничивания (сплошная линия) относительно плоскости падения (меридионального магнитного поля)

магнитного поля \mathbf{H} для $mixed$ и p -поляризованной составляющих ВГ; красные символы соответствуют ветви зависимости при проходе от положительных к отрицательным значениям H , синие – противоположному случаю. Ось легкого намагничивания образца составляла угол $\Psi = +45^\circ$ с приложенным меридиональным магнитным полем. При регистрации $mixed$ поляризации излучения ВГ наблюдается гистерезис интенсивности ВГ с выходом на насыщение при $|\mathbf{H}| \approx 300$ Э, что превышает поле насыщения в линейном магнитооптическом эффекте Керра (< 100 Э). Поскольку основные источники магнитоиндуцированной ВГ локализованы на границах раздела Co/Pt и Co/Ta , следует предположить, что поля перемагничивания интерфейсов превышают таковые для “объема” пленки. Отметим также большую величину магнитного контраста интенсивности ВГ, $\rho_{2\omega} = \frac{I_{2\omega}(+H) - I_{2\omega}(-H)}{I_{2\omega}(+H) + I_{2\omega}(-H)}$, которая составляет около 60%; здесь $I_{2\omega}(\pm H)$ соответствуют интенсивности ВГ для напряженности магнитного поля соответствующего знака.

Особенностью графика на рисунке 2а является наличие резких выбросов интенсивности ВГ (максимума и минимума для разных ветвей гистерезиса) вблизи нулевого значения напряженности магнитного поля, отражающие процессы перемагничивания пленки; при этом относительные изменения интенсивности ВГ, соответствующие вкладу экваториального эффекта Керра на частоте ВГ, достигают 30%.

На рисунке 2b приведены зависимости интенсивности p -поляризованной компоненты ВГ от напряженности меридионального магнитного поля. Несмотря на то, что для таких условий эксперимента и для однородных магнетиков изменений сигнала ВГ не ожидается [7], отчетливо виден гистерезис интенсивности ВГ с шириной петли менее 50 Э, причем интенсивность ВГ различна для положительных и отрицательных значений меридионального поля $|\mathbf{H}| > 300$ Э, магнитный контраст интенсивности ВГ составляет около 24%. Для сравнения, максимальные значения аналогичного “запрещенного” эффекта в случае бислойных пленок Co/Pt и Co/Ta не превышают единиц процентов. Заметим, что выбросы интенсивности ВГ вблизи значений $H = \pm 50$ Э также отражают процессы перемагничивания пленки кобальта путем ее разворота в плоскости; при этом максимумы интенсивности соответствуют случаю, когда намагниченность перпендикулярна плоскости падения излучения накачки, т.е. экваториальному магнитооптическому эффекту Керра. Для него величина магнитного контраста достигает 60%, что в несколько раз

превышает аналогичные величины для бислойных пленок.

3. Для более полного изучения процесса перемагничивания трехслойной структуры Pt/Co/Ta аналогичные измерения были выполнены для другого азимутального положения оси легкого намагничивания образца, $\Psi = -45^\circ$, относительно меридионального магнитного поля; при этом положение анализатора при измерении *mixed* поляризации ВГ оставалось неизменным (рис. 3). Отметим, что форма ги-

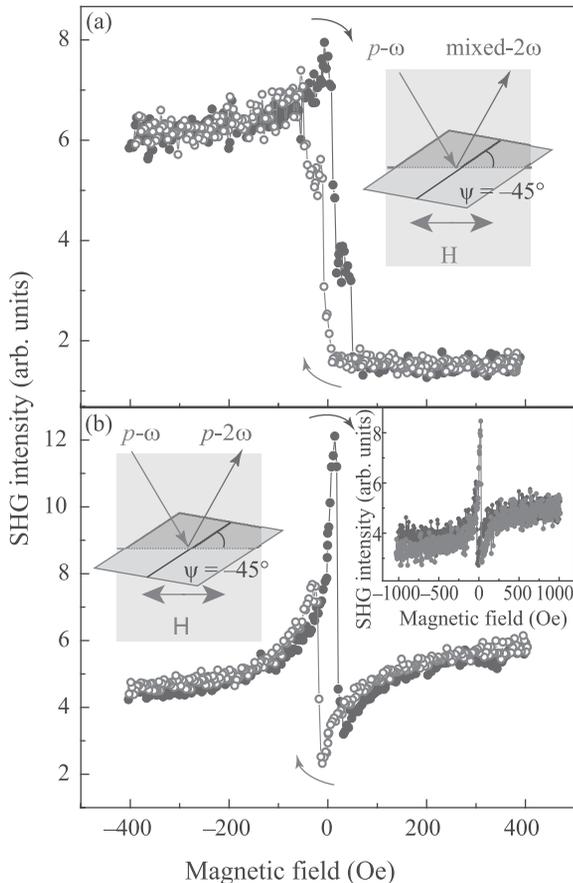


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости интенсивности ВГ для азимутального положения образца $\Psi = -45^\circ$ для *mixed* (а) и *p*-поляризованной (б) составляющих ВГ; открытые красные символы соответствуют изменению магнитного поля от положительных к отрицательным значениям, синие заполненные – обратному случаю. На вставках: схемы геометрии эксперимента и ориентации оси легкого намагничивания (сплошная линия) относительно плоскости падения

стерезиса для *mixed*-поляризации ВГ значительно изменилась; появились изломы, связанные с перемагничиванием пленки кобальта, а также ступеньки вместо одного выраженного резкого выброса сигнала ВГ для $\Psi = +45^\circ$. В то же время, модуляция

интенсивности ВГ в насыщающих магнитных полях $H \approx 400$ Э характеризуется такой же величиной контраста $\rho_{2\omega} \approx 60\%$.

Из сравнения зависимостей, в особенности приведенных на рис. 2b и 3b, следует, что направления поворота плоскости поляризации противоположны для этих двух азимутальных ориентаций структуры в магнитном поле. Действительно, последовательность появления максимума и минимума интенсивности *p*-поляризованной ВГ различны для обеих ветвей магнитного гистерезиса. В то же время, величина “запрещенной” модуляции интенсивности *p*-поляризованной компоненты ВГ для $\Psi = -45^\circ$ меньше и составляет около 10%; она сохраняется и для значений магнитного поля вплоть до 1.5 кЭ, как следует из графиков, приведенных на вставке к рис. 3b.

Обсудим возможные механизмы наблюдавшихся магнитоиндуцированных зависимостей ВГ. Основным источником ВГ в структурах на основе centrosymmetric металлов являются границы раздела кобальта. Однако для тонкого (3 нм) слоя Co разделить границы и “объем” пленки затруднительно и следует предположить, что “объем” также участвует в процессе генерации ВГ за счет, например, квадрупольного механизма нелинейности [9]. На это указывают и сильные изменения сигнала ВГ в области перемагничивания пленки, соответствующие области гистерезиса линейного магнитного эффекта Керра.

Зависимости интенсивности *mixed* и *p*-поляризованного излучения ВГ от магнитного поля показывают, что перемагничивание пленки кобальта в трехслойной структуре Pt/Co/Ta происходит путем разворота намагниченности, его направление определяется ориентацией оси легкого намагничивания по отношению к приложенному меридиональному полю. Большое значение поля насыщения для гистерезисов интенсивности ВГ связано, по-видимому, с особенностью магнитных свойств интерфейсов кобальта с тяжелыми металлами.

Необходимо отметить значительную величину магнитоиндуцированных эффектов для исследованной структуры, превышающую типичные значения для бислойных ферромагнитных пленок [13, 16, 17]. Действительно, из анализа магнитных гистерезисов интенсивности ВГ следует, что угол поворота плоскости поляризации волны второй гармоники при перемагничивании структуры составляет около 37° , а максимальный контраст интенсивности ВГ – около 60%. Таким образом, эффективные магнитоиндуцированные составляющие электромагнитного поля на частоте ВГ лишь в три раза меньше

немагнитной (кристаллографической) компоненты. Такие высокие значения магнитных эффектов в нелинейно-оптическом отклике объясняются, по-видимому, дополнительной структурной асимметрией пленки, возникающей за счет различия границ раздела Pt/Co и Co/Ta.

Можно высказать ряд предположений о природе модуляции интенсивности p -поляризованной ВГ меридиональным магнитным полем в структурах на основе ферромагнитного и тяжелых металлов. Известно, что в таких системах присутствует асимметричное интерфейсное взаимодействие Дзялошинского–Мории, значительно меняющее магнитные свойства приповерхностных слоев ферромагнитного металла за счет поверхностной магнитной анизотропии, формирования киральных распределений намагниченности, а также диффузии материалов, механических напряжений и проч. [1, 18]. В то же время, метод генерации ВГ обладает высокой чувствительностью к нарушению симметрии, особенно в случае центросимметричных сред. На существенную роль границ раздела ферромагнетика в появлении “запрещенного” эффекта указывает его усиление в трехслойной Pt/Co/Ta пленке с различными по своим свойствам границами раздела по сравнению с бислойными структурами Pt/Co, Co/Ta [13].

Таким образом, в несимметричной анизотропной трехслойной структуре Pt/Co/Ta обнаружены гигантские магнитоиндуцированные эффекты при генерации оптической второй гармоники: перемагничивание пленки меридиональным магнитным полем сопровождается поворотом плоскости поляризации волны ВГ более чем на 35° , что соответствует относительной величине магнитоиндуцированной квадратичной восприимчивости в десятки процентов. На основании анализа магнитных гистерезисов интенсивности ВГ для различных азимутальных положений пленки в меридиональном поле показано, что перемагничивание структуры осуществляется путем ее разворота в плоскости, причем его направление зависит от ориентации оси легкого намагничивания относительно приложенного поля.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП “Физика и технология микро- и наноструктур”. Работа НСГ выполнена

при поддержке гранта Российского научного фонда # 16-12-10340-П.

Авторы благодарны Е. А. Караштину и А. А. Фраерману за стимулирующие обсуждения.

1. F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak et al. (Collaboration), *Rev. Mod. Phys.* **89**, 025006 (2017).
2. I. Zutíć, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
3. Е. А. Караштин, Письма в ЖЭТФ **108** (2), 88 (2018).
4. Р. Б. Моргунов, Г. Л. Львова, Письма в ЖЭТФ **108**(2), 124 (2018).
5. С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, Письма в ЖЭТФ **109**(6), 393 (2019).
6. О. А. Максимова, С. А. Лященко, М. А. Высотин, И. А. Тарасов, И. А. Яковлев, Д. В. Шевцов, А. С. Федоров, С. Н. Варнаков, С. Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **110**(3), 155 (2019).
7. R. P. Pan, H. D. Wei, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. B* **39**, 1229 (1989).
8. A. Kirilyuk and Th. Rasing, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 148 (2005).
9. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, N.Y. (1984).
10. V. L. Krutyanskiy, I. A. Kolmychek, B. A. Gribkov, E. A. Karashtin, E. V. Skorohodov, and T. V. Murzina, *Phys. Rev. B* **88**(9), 094424 (2013).
11. K. Sato, A. Kodama, and M. Miyamoto, *Phys. Rev. B* **64**, 184427 (2001).
12. I. A. Kolmychek, V. L. Krutyanskiy, T. V. Murzina, M. V. Sapozhnikov, E. A. Karashtin, V. V. Rogov, and A. A. Fraerman, *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 331 (2015).
13. И. А. Колмычек, В. В. Радовская, К. А. Лазарева, Е. Е. Шальгина, Н. С. Гусев, А. И. Майдыковский, Т. В. Мурзина, *ЖЭТФ* **157**(4), 661 (2020).
14. K. W. Kim, H. W. Lee, K. J. Lee, and M. D. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 216601 (2013).
15. J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N. J. J. van Hoof, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nat. Comm.* **6**, 7635 (2015).
16. J. Reif, J. C. Zink, C. M. Schneider, and J. Kirschner, *Phys. Rev. Lett.* **67**(20), 2878 (1991).
17. W. Hübner, K. H. Bennemann, and K. Böhmer, *Phys. Rev. B* **50**(17), 597 (1994).
18. A. Fert and P. M. Levy, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1538 (1980).

Диффузия перегретых и переохлажденных частиц как механизм теплопроводности в наножидкостях

А. П. Мейлахс¹⁾, А. Е. Алексенский

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

Поступила в редакцию 9 декабря 2019 г.

После переработки 15 февраля 2020 г.

Принята к публикации 20 февраля 2020 г.

Предложен новый механизм переноса тепла в наножидкостях, основанный на двух физических принципах: броуновском движении частиц в жидкости и тепловом сопротивлении границы между частицами и жидкостью. Из-за наличия теплового сопротивления границ температура частиц может отличаться от температуры окружающей жидкости, они могут быть перегретыми или переохлажденными. Диффузия перегретых или переохлажденных частиц дает дополнительный вклад в тепловой поток. Оказывается, что для жидкости с включением наночастиц такой вклад пренебрежимо мал. В то же время, для газа с включением наночастиц вклад в теплоперенос по такому механизму велик и может быть доминирующим.

DOI: 10.31857/S0370274X20060077

Хорошо известно, что процессы переноса тепла являются одними из базовых процессов для многих современных технологий, в особенности относящихся к энергетике и транспорту. Также теплоотвод имеет большое значение и в электронной технике, в особенности в высокопроизводительных вычислительных системах. В настоящее время считается, что дальнейший подъем рабочих параметров теплообмена, относительно уже достигнутых, не имеет смысла – поскольку разработка новых материалов с улучшенными параметрами по рабочим температурам и давлениям идет крайне медленно. Таким образом, актуальным методом улучшения рабочих характеристик тепловых устройств становится модификация рабочих сред. Одним из возможных направлений исследований в этой области становится использование наножидкостей для процессов теплопереноса. Наножидкости представляют собой новый класс жидких теплоносителей на основе базовой жидкости с наномасштабными включениями (наночастицы, нановолокна и т.д. [1]). Было экспериментально показано, что такие среды обладают рядом привлекательных тепловых и гидродинамических характеристик [2, 3].

У наножидкостей обнаружено заметное изменение теплофизических характеристик по сравнению с базовой жидкостью даже при незначительных объемных долях нановключений. Показано значимое увеличение теплопроводности, существенный рост коэффициента теплоотдачи при конвективном теп-

лопереносе, значительный рост критического теплового потока при пузырьковом кипении и т.д. [4, 5]. Отметим, что особенно поразительные результаты в этой области получены для наноалмазных гидрозольей, для которых, например, обнаружено гигантское изменение вязкости при объемной концентрации чуть более 1% [6].

Вместе с тем существует понимание недостаточной обоснованности многих теоретических концепций относительно свойств наножидкостей [7, 8], и, таким образом, существенно необходимым является построение новых концепций и моделей в этой области. В области теплопроводности наножидкостей, достаточно давно было понято [9], что классическая теория Максвелла для теплопроводности композитных материалов не может объяснить все свойства теплопереноса в наножидкостях. В частности, приведенные экспериментальные данные показывали, что теплопроводность зависит от размеров частиц в растворе, а не только от их общей объемной доли. В [9] для объяснения этого эффекта предлагалось учитывать броуновское движение частиц в жидкости.

С другой стороны, в силу малого размера частиц, значительной величиной, ограничивающей теплопроводность системы, становится тепловое сопротивление границ между жидкостью и частицей [10]. Тепловое сопротивление границ или сопротивление Капицы – коэффициент пропорциональности между скачком температуры на границе сред и тепловым потоком [11–13]. Для границы двух твердых тел величина сопротивления Капицы варьиру-

¹⁾e-mail: mejlaxs@mail.ioffe.ru

ется от 200 Вт/смК на границе алмаз–медь [14] до 70 кВт/смК на границе сапфир-нитрид титана [15]. Типичная величина теплового сопротивления границы – несколько тысяч Вт/смК, что приблизительно соответствует тепловому сопротивлению ста нанометров однородного вещества, что является очень большой величиной для наноструктурированных материалов [10]. В работе [16] расхождение между рассчитанной и измеренной теплопроводностью наножидкости пытаются устранить за счет учета сопротивления Капицы. Мы предлагаем новую модель переноса тепла в наножидкости, учитывающую броуновское движение частиц и тепловое сопротивление на границе между частицей и жидкостью. В качестве примера мы будем рассматривать системы наноалмаз-вода и наноалмаз-воздух.

За счет теплового сопротивления границ температура частиц не обязательно равна температуре окружающей жидкости, так как теплообмен через границу происходит не мгновенно. Перегретая, т.е. имеющая температуру выше, чем температура жидкости в той же точке, частица, движущаяся в направлении градиента температуры жидкости, несет с собой тепловой поток, равный $v\Delta C_p$, где v – скорость частицы в направлении градиента, Δ – разность температур жидкости и частицы, C_p – теплоемкость частицы. Точно также, переохлажденная частица, движущаяся против градиента температуры, создает тепловой поток $v\Delta C_p$, так как и v , и Δ в этом случае отрицательны. Так как в области с большей температурой жидкости больше горячих частиц, а в области с меньшей температурой больше холодных, диффузия частиц приводит к тому, что большее количество перегретых частиц будет двигаться по направлению градиента, а большее количество переохлажденных – против градиента. Это создает дополнительный вклад в тепловой поток и, соответственно, в теплопроводность. Вычислим этот вклад.

Введем функцию распределения частиц в зависимости от координаты и температуры $f(\mathbf{r}, T)$. Из-за соотношения величин сопротивления Капицы и обычного теплосопротивления в частице и в жидкости на длине порядка размера частицы мы будем характеризовать температуру частицы одной величиной T и также температуру соприкасающейся с ней жидкости T_L .

Для описания изменения распределения частиц в пространстве используем обычное уравнение диффузии:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{diff}} = D\Delta_{\mathbf{r}}f, \quad (1)$$

где D – коэффициент диффузии частиц в жидкости, $\Delta_{\mathbf{r}}$ – лапласиан.

Выведем изменение функции распределения частиц в малом интервале температур dT . Скорость остывания или нагрева частиц пропорциональна разности температур частицы и среды Δ . Поэтому мы можем записать скорость остывания одной частицы в таком виде:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\Delta}{\tau}. \quad (2)$$

Поток частиц из области с температурой $T + dt$ в область с температурой T равен $(\Delta + dT)/\tau f(\Delta + dT)$, а из области с температурой T в область с температурой $T - dt$ соответственно $\Delta/\tau f(\Delta)$. Изменение количества частиц в интервале dT таким образом дается выражением:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T dT = \frac{\Delta + dT}{\tau} f(\Delta + dT) - \frac{\Delta}{\tau} f(\Delta). \quad (3)$$

Разложив $f(\Delta + dT)$ в ряд Тейлора, пренебрегая членами второго порядка малости, получаем:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = \frac{\Delta}{\tau} \frac{\partial f}{\partial T} + \frac{f}{\tau}. \quad (4)$$

Рассмотрим стационарный тепловой поток в наножидкости. В этом случае

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{diff}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = 0. \quad (5)$$

Подставив (1) и (4), получаем

$$D\Delta_{\mathbf{r}}f + \frac{\Delta}{\tau} \frac{\partial f}{\partial T} + \frac{f}{\tau} = 0. \quad (6)$$

Рассмотрим перенос тепла вдалеке от границ жидкости. Тогда мы можем считать жидкость бесконечной и из-за трансляционной симметрии можем искать решение в виде

$$f(\mathbf{r}, T) = f(T - \mathbf{r} \text{ grad } T_L), \quad (7)$$

где T_L – температура жидкости.

Такая подстановка приводит уравнение в частных производных к обыкновенному дифференциальному уравнению на $f(\Delta)$:

$$D(\text{grad } T_L)^2 \frac{d^2 f}{d\Delta^2} + \frac{\Delta}{\tau} \frac{df}{d\Delta} + \frac{f}{\tau} = 0. \quad (8)$$

Общее решение такого уравнения имеет вид

$$f = C_1 \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2\Theta^2}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2\Theta^2}\right) \text{Erfi}\left(\frac{\Delta}{\sqrt{2\Theta}}\right), \quad (9)$$

здесь Erfi – мнимая функция ошибок, $\Theta = \sqrt{D\tau}(\text{grad } T_L)$ имеет смысл среднего отклонения температуры частиц от температуры жидкости.

Второе решение не удовлетворяет естественному условию нормируемости, для первого из нормировки на концентрацию частиц n находим $C_1 = n/(\sqrt{\pi}\Theta)$. Таким образом, окончательно находим, что

$$f = \frac{n}{\sqrt{\pi}\Theta} \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2\Theta^2}\right). \quad (10)$$

Зная распределение частиц по температуре, найдем поток частиц как

$$j = -D\nabla f = \frac{\Delta}{\sqrt{\pi}\Theta^3} \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2\Theta^2}\right) \text{grad } T_L, \quad (11)$$

а затем тепловой поток

$$q = \int_{-\infty}^{\infty} j \Delta C_p d\Delta = n C_p D \text{grad } T_L. \quad (12)$$

И таким образом, искомая теплопроводность

$$\kappa = n C_p D. \quad (13)$$

Оказывается, что перенос тепла по такому механизму не зависит от характерного времени остывания частиц τ . Это связано с тем, что, с одной стороны, при больших значениях τ средняя разница температур частицы и воды больше и средний тепловой поток, связанный с одной частицей больше, но с другой стороны, функция распределения частиц по температуре (10) более плавная и диффузионное перемещение частиц (11) оказывается слабее.

Рассчитаем вклад в теплопроводность (13) для наножидкости вода-наноалмаз. Для вычисления коэффициента диффузии воспользуемся формулой Стокса–Эйнштейна:

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\eta R}, \quad (14)$$

где k_B – постоянная Больцмана, η – вязкость, R – средний радиус частиц.

Для нахождения характерной величины теплоемкости одной частицы запишем

$$C_p = V_p C_D \rho_D, \quad (15)$$

где V_p – объем алмазной частицы, C_D – удельная теплоемкость алмаза, ρ_D – плотность алмаза.

Также удобно выразить концентрацию частиц в воде через объемную долю алмаза в наножидкости F_V :

$$n = \frac{F_V}{V_p}. \quad (16)$$

Подставляя выражения (14)–(16) в формулу для теплопроводности (13), получаем:

$$\kappa = \frac{k_B T}{6\pi\eta R} F_V C_D \rho_D. \quad (17)$$

Видно, что теплопроводность по рассматриваемому механизму обратно пропорциональна радиусу частиц, что совпадает с данными эксперимента, приведенными в [9].

Используя табличные значения параметров воды и алмаза при комнатной температуре $\eta = 0.79$ мПа·с, $C_D = 502$ Дж/кг·К, $\rho_D = 3.51$ г/см³, характерный радиус частиц наноалмаза детонационного синтеза $R = 2$ нм, для наножидкости с объемной долей наноалмаза 1% находим $\kappa \approx 3$ мкВт/м·К. Для воды это ничтожно малый вклад в теплопроводность, добавление 1% наноалмаза в воду по такой схеме теплопроводности дает прибавку лишь в 0.001% от теплопроводности воды. Экспериментальные данные [17] для системы наноалмаз-вода дают прибавку к теплопроводности $\approx 1\%$ для увеличения концентрации наноалмазов на 1%.

С другой стороны, для взвеси наночастиц в газе, с малой вязкостью, например в воздухе $\eta = 18.6$ мкПа·с, вклад при добавлении 1% объемной доли алмаза составляет $\kappa \approx 106$ мкВт/м·К, т.е. 4% теплопроводности, что является очень существенным увеличением.

На рисунке 1 представлена зависимость теплопроводности систем наноалмаз-вода и наноалмаз-воздух от температуры в условных единицах (различных для двух систем). Видно, что из-за того, что вязкость воды сильно уменьшается с ростом температуры, теплопроводность наножидкости наноалмаз-вода по описываемому механизму существенно, приблизительно в 8.5 раз, увеличивается с возрастанием температуры. С другой стороны, вязкость воздуха в рассматриваемом диапазоне температур меняется слабо и увеличивается с ростом температуры. В хорошем приближении можно считать, что теплопроводность линейно зависит от температуры, за счет линейной зависимости от температуры коэффициента диффузии (14).

Распределение частиц по температуре в соответствии с формулой (10) происходит за некоторое характерное время τ , что означает, что описываемый механизм теплопроводности начинает работать с некоторой задержкой. Интересно вычислить время такой задержки. Мы можем найти τ как отношение теплоемкости частицы к скорости теплообмена частицы со средой

$$\tau = \frac{V_p C_D \rho_D}{G S_p}, \quad (18)$$

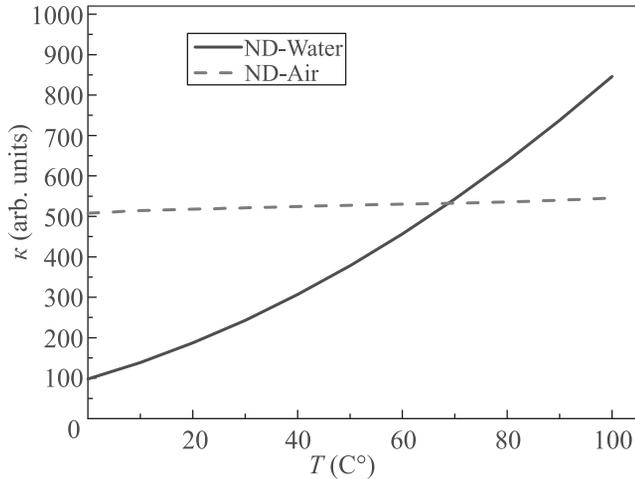


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость теплопроводности систем наноалмаз-вода и наноалмаз-воздух от температуры в условных единицах. Представлен интервал температур, при котором вода при атмосферном давлении находится в жидком агрегатном состоянии. Из-за того, что вязкость воды сильно уменьшается с ростом температуры, теплопроводность системы наноалмаз-вода существенно увеличивается с возрастанием температуры. С другой стороны, вязкость воздуха, а следовательно, и теплопроводность, в рассматриваемом диапазоне температур меняется слабо

где S_p – площадь частицы, G – проводимость Капицы, обратная к сопротивлению Капицы величина. Для вычисления отношения объема к площади предположим, что частица приближенно имеет форму сферы, тогда $V_p/S_p = R/3$. Для оценки теплопроводности частицы воспользуемся наиболее распространенной в литературе моделью диффузионного рассогласования [18]. Согласно этой модели, тепло через границу передается фононами. Описание спектра колебаний наноалмазов с помощью фононов с успехом применялось для объяснения рамановских спектров наноалмаза [19, 20]. Нам также придется рассматривать воду или воздух как упругий континуум, с некоторой предельной (дебаевской) частотой колебаний.

Введем дебаевскую частоту по формуле [21]

$$\omega_D = \sqrt[3]{6\pi^2}vn, \quad (19)$$

где v – скорость звука, n – концентрация. Используя справочные величины, найдем, что для воздуха $T_D = 2.6$ К, для воды $T_D = 187$ К (можно сравнить с дебаевской частотой для льда – 192 К). Как критерий применимости фононной модели для воздуха, сравним длину звуковой волны с дебаевской частотой в воздухе и среднее расстояние между молекулами в воздухе. Длина оказывается приблизительно равна 3 нм – таким же, как среднее расстояние меж-

ду молекулами. Таким образом, приведенный метод оценки оказывается на самой границе применимости. Конечно, такое вычисление может рассматриваться лишь как оценка по порядку величины.

Теперь воспользуемся основной формулой модели диффузионного рассогласования [22]

$$G = \frac{k_B^4}{8\pi^2\hbar^3(v_F^2 + v_D^2)} \int_0^{T_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx, \quad (20)$$

где v_F, v_D – скорости звука в жидкости и в алмазе соответственно, T_D – температура Дебая в той среде, в которой она меньше, т.е. в данном случае, в жидкости. Здесь учитывается, что в жидкости, в отличие от твердого тела, могут распространяться только продольные волны, из-за чего в формуле нет суммирования по различным направлениям поляризации упругих колебаний.

Подставляя в выражение (20), найдем, что при комнатной температуре проводимость Капицы G на границе вода-алмаз составляет 501 Вт/К м², а для границы алмаз-воздух – 0.00129 Вт/К м². Подставляя в выражение (18), находим, что время задержки для данного механизма теплопроводности для системы наноалмаз-вода и наноалмаз-воздух составляют соответственно 0.23 нс и 90 мкс.

Сравним вычисленные проводимости Капицы на границах алмаз-вода и алмаз-воздух с теплопроводностью четырехнанометровых (диаметр наноалмаза) слоев воды и воздуха соответственно. Для воды при комнатной температуре это значение составляет 155 МВт/К м², для воздуха 6.5 МВт/К м², что на много порядков превышает вычисленные проводимости Капицы. Прделанные вычисления оправдывают сделанные ранее предположения о возможности характеризовать температуру частицы T и также температуру соприкасающейся с ней жидкости T_L одним значением.

Рассматривая перенос тепла по предложенному механизму, мы предполагали температуру внутри частицы и снаружи, вблизи поверхности частицы, постоянной, так как на $G^{-1} \gg \kappa^{-1}R$.

Из-за того, что дебаевская температура как воды, так и воздуха существенно меньше нуля по Цельсию, интеграл в формуле (20) практически равен константе, можно с хорошей точностью считать, что время задержки для рассматриваемого механизма теплопроводности не зависит от температуры, в том диапазоне температур, когда вода находится в жидком агрегатном состоянии.

Таким образом, мы рассмотрели новый подход к известной идее о том, что для расчета теплопроводностей в наножидкостях необходимо учитывать бро-

уновское движение наночастиц в жидкости. Мы обнаружили, что из-за слишком малого коэффициента диффузии в системе наноалмаз-вода рассмотренный вклад является не существенным. Напротив, вклад по рассмотренному механизму в теплопроводность системы наноалмаз-воздух велик, и, с другой стороны, из-за чрезвычайно малой интенсивности теплообмена между частицами наноалмаза и воздухом максвелловский механизм увеличения теплопроводности подавлен. Таким образом, рассмотренный механизм может быть доминирующим механизмом увеличения теплопроводности газовой фазы при добавлении в нее твердых частиц малого размера. Также отличительной чертой переноса тепла по описанному механизму является существенная задержка по времени между подачей теплового потока и появлением увеличенной (по сравнению с чистым воздухом) теплопроводности, которая для системы наноалмаз-воздух составляет порядка ста микросекунд.

Авторы благодарят А. Я. Вуля за внимание к работе. А. П. Мейлахс выражает благодарность фонду Российскому научному фонду (грант # 18-72-00131) за поддержку. А. Е. Алексенский благодарит за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (грант # 17-03-01217).

1. S. U. S. Choi, *Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles*, in *Developments and Applications of Non-Newtonian Flows*, ed. by D. A. Siginer and H. P. Wang, ASME, N.Y. (1995), FED-Vol. 231/MD-Vol. 66, p. 99.
2. J. A. Eastman, S. U. S. Choi, S. Li, W. Yu, and L. J. Thompson, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 718 (2001).
3. M. E. Poniewski and J. R. Thome, *Nucleate boiling on micro-structured surfaces*, College Station, Heat Transfer Research (2008).
4. S. Sh. Hosseini, A. Shahrjerdi, and Y. Vazifeshenas, *Austr. J. Basic Appl. Sci.* **5**, 417 (2011).
5. I. M. Mahbubul, R. Saidur, and M. A. Amalina, *Int. J. Heat Mass Transf.* **55**, 874 (2012).
6. A. Ya. Vul, E. D. Eidelman, A. E. Aleksenskiy, A. V. Shvidchenko, A. T. Dideikin, V. S. Yuferev, V. T. Lebedev, Yu. V. Kul'velis, and M. V. Avdeev, *Carbon* **7**, 114 (2017).
7. V. Ya. Rudyak, *Advances in Nanoparticles* **2**, 266 (2013).
8. В. И. Терехов, С. В. Калинина, В. В. Леманов, *Теплофизика и аэромеханика* **17**, 173 (2010) [V. I. Terekhov, S. V. Kalinina, and V. V. Lemanov, *Thermophysics and Aeromechanics* **17**, 157 (2010)].
9. S. P. Jang and S. U. S. Choi, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4316 (2004).
10. F. M. Shakhov, A. P. Meilakhs, and E. D. Eidelman, *Tech. Phys. Lett.* **42**, 252 (2016).
11. G. D. Mahan, *Phys. Rev. B* **79**, 075408 (2009).
12. A. P. Meilakhs, *Phys. Solid State* **57**, 148 (2015).
13. K. Bi, Y. Liu, C. Zhang, J. Li, M. Chen, and Y. Chen, *Appl. Phys. A* **122**, 883 (2016).
14. R. J. Stoner and H. J. Maris, *Phys. Rev. B* **48**, 16373 (1993).
15. R. M. Costescu, M. A. Wall, and D. G. Cahill, *Phys. Rev. B* **67**, 054302 (2003).
16. M. A. Serebryakova, A. V. Zaikovskii, S. Z. Sakhapov, D. V. Smovzh, G. I. Sukhinin, and S. A. Novopashin, *Int. J. Heat and Mass Transf.* **108**, 1314 (2017).
17. O. Usoltseva, D. S. Volkov, N. V. Avramenko, M. V. Korobov, and M. A. Proskurnin, *Nanosyst.: Phys. Chem. Math.* **9**, 17 (2018).
18. E. T. Swartz and R. O. Pohl, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 200 (1987).
19. S. Osswald, V. N. Mochalin, M. Havel, G. Yushin, and Y. Gogotsi, *Phys. Rev. B* **80**, 075419 (2009).
20. A. P. Meilakhs and S. V. Koniakhin, *Superlattices and Microstructures* **110**, 319 (2017).
21. А. И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников*, Лань, М. (1978).
22. E. T. Swartz and R. O. Pohl, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 605 (1989).

Фазовые переходы в моноборидах вольфрама¹⁾

А. Г. Квашнин^{+*2)}, А. И. Самцевич⁺

⁺Сколковский институт науки и технологий, 121205 Москва, Россия

^{*}Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, 108840 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 января 2020 г.

После переработки 27 февраля 2020 г.

Принята к публикации 28 февраля 2020 г.

В данной работе проведено детальное исследование трех фаз моноборидов вольфрама, включая $I4_1/amd$ -WB, $Cmcm$ -WB и недавно предсказанную стабильную низкотемпературную $P\bar{4}2_1m$ -WB. Поиск кристаллической структуры стабильных и метастабильных моноборидов вольфрама проводился с использованием эволюционного алгоритма предсказания кристаллических структур USPEX с общим количеством атомов в рассматриваемой элементарной ячейке до 36. Возможные фазовые переходы между предсказанными фазами WB были всесторонне исследованы путем построения (P, T) -фазовой диаграммы, показывающей диапазоны термодинамической устойчивости. Исследование путей структурных фазовых превращений было проведено методом упругой ленты с варьируемой ячейкой (VCNEB). Такой метод позволяет исследовать структурные изменения во время фазовых переходов между моноборидами.

DOI: 10.31857/S0370274X20060089

Введение. Бориды переходных металлов широко используются во многих практических приложениях, вследствие того, что высшие бориды металлов являются сверхтвердыми материалами [1–9]. Однако с фундаментальной точки зрения представлять интерес могут не только высшие бориды. Ранее проведенные эксперименты показали, что существуют две полиморфные модификации моноборидов вольфрама, имеющие пространственные группы $I4_1/amd$ и $Cmcm$ соответственно [10, 11]. Первые экспериментальные работы о монобориде вольфрама указывали на существование тетрагональной структуры типа α -MoB с пространственной группой симметрии $I4_1/amd$ [10]. Позднее структура была переименована в α -WB. Рентгеноструктурный анализ показал, что образец W-B состоит из низкотемпературной фазы α -WB и высокотемпературной ромбической фазы типа CrB, обозначенной как β -WB (пространственная группа симметрии $Cmcm$) [11]. Кристаллическая структура этого соединения была комплексно исследована в экспериментах, которые показали, что она изоструктурна фазе моноборида хрома CrB [12]. Разница энтальпий образования между α - и β -фазами моноборида вольфрама равна 13 мэВ/атом [6, 13].

Недавние теоретические исследования [7] свидетельствуют о существовании новой низкотемпературной фазы WB с пространственной группой симметрии $P\bar{4}2_1m$, которая является термодинамически стабильной в диапазоне температур от 0 до 300 К при нормальном давлении [7]. $P\bar{4}2_1m$ -WB имеет более низкую энтальпию образования по сравнению с α -WB (разница составляет 12 мэВ/атом [7]). Таким образом, нерешенным остается вопрос о возможности экспериментального синтеза данной низкотемпературной фазы.

Для решения этой проблемы в данной работе был проведен эволюционный поиск стабильных моноборидов вольфрама. Детальное комплексное исследование фазовых переходов между α -, β - и $P\bar{4}2_1m$ -WB фазами позволило построить фазовую (P, T) диаграмму, которая показывает области термодинамической стабильности каждой из фаз. Более детальное исследование структурных фазовых переходов $P\bar{4}2_1m \rightarrow I4_1/amd(\beta)$ позволило определить активационный барьер перехода.

Методы исследования. Поиск термодинамически стабильных соединений моноборидов вольфрама проводился с использованием эволюционного алгоритма USPEX [14–16]. Первое поколение для поиска (120 структур) было сгенерировано операторами произвольной симметрии и произвольной топологии [18] с количеством атомов в элементарной ячейке – 24, в то время как последующие поколения (100

¹⁾См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

²⁾e-mail: A.Kvashnin@skoltech.ru

структур в каждом) состояли из 20 % структур произвольной симметрии [17] и топологии [18], а также 80 % структур, генерируемых операторами наследственности, мутации мягких мод и трансмутации. Для каждого рассматриваемого соединения была проведена релаксация геометрии с использованием метода теории функционала электронной плотности (DFT – Density Functional Theory) [19, 20]. Был использован метод обобщенного градиентного приближения (GGA – Generalized gradient approximation) с параметризацией Пердью–Бурке–Эрнзенхофа (Perdew–Burke–Ernzerhof, PBE) для обменно-корреляционного функционала [21]. Для расчетов использовался программный пакет VASP [22–24]. Энергия обрезания плоских волн выбиралась равной 500 эВ. Разбиение первой зоны Бриллюэна на сетку из k -точек проводилось с разрешением $2\pi \times 0.05 \text{ \AA}^{-1}$.

Для всех предсказанных кристаллических структур были проведены высокоточные вычисления физических свойств. Оптимизация геометрии проводилась до тех пор, пока силы, действующие на каждый атом, не становились менее, чем 0.01 эВ/\AA . Для обеспечения достаточной точности был выбран набор k -точек: $10 \times 10 \times 4$ ($I4_1/amd$ -WB), $6 \times 10 \times 4$ ($Cmcm$ -WB) и $10 \times 10 \times 8$ ($P4_21m$ -WB) в первой зоне Бриллюэна исследуемых структур согласно схеме Монхроста–Пака [25].

Свободная энергия Гиббса в квазигармоническом приближении рассчитывается по формуле [26]:

$$G(P, T) = E_0(V) + F_{\text{vib}}(T, V) + P(T, V)V,$$

где E_0 – полная энергия системы, P – давление:

$$P(T, V) = -\frac{\partial(E_0(V) + F_{\text{vib}}(T, V))}{\partial V},$$

а F_{vib} – свободная энергия Гельмгольца, которая вычисляется следующим образом [26]:

$$F_{\text{vib}}(T, V) = k_B T \int_{\Omega} g(\omega(V)) \times \ln \left[1 - \exp \left(-\frac{\hbar\omega(V)}{k_B T} \right) \right] d\omega + \frac{1}{2} \int g(\omega(V)) \hbar\omega d\omega.$$

Здесь $g(\omega, V)$ – плотность фононных состояний в заданном объеме ячейки, которая рассчитывалась в программном пакете VASP [22–24] методом конечного смещения атомов. Фононные частоты рассчитывались программным пакетом PHONOPY [27, 28]. Фазы сосуществуют в точках (P, T) , где разница между свободными энергиями Гиббса для обеих фаз равна нулю. Линия, вдоль которой наблюдается сосуществование фаз, называется линией фазового равновесия.

Материалы с высокой температурой плавления, такие как бориды вольфрама ($> 3000 \text{ K}$) [29], могут применяться при экстремально высоких температурах. В таких условиях учет ангармонической поправки к свободной энергии Гиббса является обязательным [26]:

$$F(T) = E_0(V) + F_{\text{vib}}(V, T) + F_A(V, T). \quad (1)$$

Ангармонический вклад вычисляется следующим образом [30]:

$$F_A(V, T) \approx A_2 T^2, \quad (2)$$

где A_2 определяется эмпирической формулой [30]

$$A_2 = \frac{3k_B}{\Theta_H} (0.0078 \langle \gamma \rangle - 0.0154). \quad (3)$$

Здесь Θ_H – это гармоническая температура Дебая, которая определяется следующим образом [26]:

$$\Theta_H = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{5}{3} \langle \omega^2 \rangle \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где $\langle \omega^2 \rangle$ – усредненный квадрат фононной частоты. В теории Дебая усредненный параметр Грюнайзена определяется как

$$\langle \gamma \rangle = -\frac{d \ln(\Theta_H)}{d \ln(V)}. \quad (5)$$

Параметр Грюнайзена также может быть рассчитан из зависимости фононных мод от приложенного давления [31]

$$\langle \gamma \rangle = \langle \gamma_i \rangle = \left\langle \frac{B_0}{\omega_i} \frac{d\omega_i}{dp} \right\rangle, \quad (6)$$

где ω_i – фононная частота i -й моды, B_0 – объемный модуль, p – давление.

Оба уравнения ((5) и (6)) дают схожие значения параметра Грюнайзена с разницей ± 0.08 . Например, для чистого вольфрама полученные величины параметра Грюнайзена, равные 1.755 (уравнение (5)) и 1.68 (уравнение (6)), близки к экспериментальному значению 1.7 [29]. Параметры Грюнайзена, рассчитанные для h -BN (0.09) и c -BN (1.02) также соизмеримы со сторонними данными (0.1 и 0.95 соответственно) [26].

Исследование путей фазовых превращений для предсказанных монокристаллов вольфрама было проведено с использованием реализованного в программном комплексе USPEX [14–16] метода упругой ленты с варьируемой ячейкой (VCNEB) [17]. Начальные траектории перехода между двумя фазами ($P4_21m$ и $I4_1/amd$) были построены с помощью алгоритма сопоставления кристаллических структур друг с другом, предложенного В. Стефановичем (V. Stevanović)

и др. [32]. Этот алгоритм основан на критериях минимизации общего евклидова расстояния между соответствующими атомами в конечных структурах и минимизации изменения координации атомов вдоль пути перехода. Алгоритм состоит из двух шагов. На первом этапе алгоритм ищет наиболее удобные представления начальной и конечной структур ($P\bar{4}2_1m$ и $I4_1/amd$). Это позволяет выполнить оптимальное отображение элементарных ячеек этих структур [32]. На этом этапе две примитивные ячейки приводятся к одинаковому количеству атомов с учетом всей симметрии неэквивалентных суперъячеек, количество которых определяется с помощью теории Харт–Форкада (Hart–Forcade) [33]. На втором этапе атомы структуры помещаются обратно внутрь двух сгенерированных суперъячеек. Поиск оптимального атомного отображения осуществлялся с помощью специальных операций на двух наборах атомных позиций [32], соответствующих структурам $P\bar{4}2_1m$ и $I4_1/amd$. Эти операции должны удовлетворять следующим условиям: (i) условие сохранения всех операций симметрии родительских решеток Браве, (ii) начало координат должно находиться в узле решетки, и (iii) условие независимости перестановки индексов химически идентичных атомов. Каждая выбранная операция симметрии, положение атомов или перестановка индексов атомов рассматривается как единое отображение между структурами и траекторией в конфигурационном пространстве [32]. Среди множества возможных комбинаций оптимальным является атомное отображение, которое дает минимальную диссоциацию химических связей, т.е. координация атомов по траектории движения не опускается ниже координации в конечных структурах [32].

Таким образом, было сгенерировано большое количество начальных путей перехода $P\bar{4}2_1m \rightarrow I4_1/amd$. После этого каждый из сгенерированных путей переходов был оптимизирован методом VCNEB для определения оптимального пути перехода, соответствующего наименьшей энергии и в дальнейшем используемого для детального анализа. Силы, действующие на атомы и механические напряжения в методе VCNEB, рассчитывались с помощью программного пакета VASP [22–24] с параметризацией PBE для обменно-корреляционного функционала [21]. Расчет VCNEB начинался с перехода, состоящего из 21 промежуточной структуры, количество которых автоматически увеличивалось в соответствии с работой алгоритма VCNEB. Количество атомов в рассматриваемых суперъячейках было равно 48

из-за разницы количества атомов в примитивных ячейках структур $P\bar{4}2_1m$ и $I4_1/amd$, которые были равны 12 и 16 соответственно. Это приводит к моделированию фазового перехода в большой размерности конфигурационного пространства. Для точного определения переходных состояний (ПС) и промежуточных минимумов, соответствующих потенциальным метастабильным промежуточным фазам (МС), использовалась техника восходящего – спускающегося изображения (*climbing image – descending image technique*) [34]. Константы упругости для метода VCNEB варьировались от 7 до $10 \text{ эВ}/\text{Å}^2$. Количество шагов для VCNEB было равно 370. Анализ межатомных контактов при фазовом превращении проводился с использованием программного пакета для кристаллохимического анализа TOPOS [35], который позволяет проводить топологический анализ и определять топологические связи между промежуточными структурами.

Результаты исследования. Предсказание термодинамически стабильных соединений моноборидов вольфрама было проведено с использованием эволюционного алгоритма предсказания кристаллических структур USPEX с постоянным составом. Изменение полной энергии различных фаз моноборидов вольфрама в зависимости от номера поколения в эволюционном поиске показано на рис. 1а. Видно, что три полиморфные модификации WB являются самыми низкоэнергетическими: $I4_1/amd$ -WB, $Cmcm$ -WB и $P\bar{4}2_1m$ -WB, что соответствует результатам из работы [7]. Также из рис. 1а можно заметить, что разница между энергиями $I4_1/amd$ -WB (α -WB) и $P\bar{4}2_1m$ -WB составляет 24 мЭВ/с.е. (с.е. – стехиометрическая единица), что сравнимо с разницей энергий между фазами α и β (31 мЭВ/с.е.).

Из изображенной на рис. 1b рассчитанной зависимости полной энергии моноборидов вольфрама от объема видно, что у $P\bar{4}2_1m$ -WB энергия меньше, чем у α -WB при равновесном объеме, в то время как равновесный объем $P\bar{4}2_1m$ -WB больше. Относительное расположение полученных зависимостей полной энергии от объема для $P\bar{4}2_1m$ и α -WB позволяет получить информацию о давлении, необходимом фазового перехода $P\bar{4}2_1m \rightarrow I4_1/amd$. Давление может быть определено из условия равенства свободных энергий Гиббса двух фаз, что также эквивалентно углу наклона общей касательной линии к зависимостям $E(V)$ [36] при $T = 0 \text{ К}$, см. пунктирную линию на рис. 1b [36].

Давление фазового перехода $P\bar{4}2_1m \rightarrow I4_1/amd$ при 0 К, рассчитанное с помощью метода общей касательной линии [36], оказалось равным 12.9 ГПа, близ-

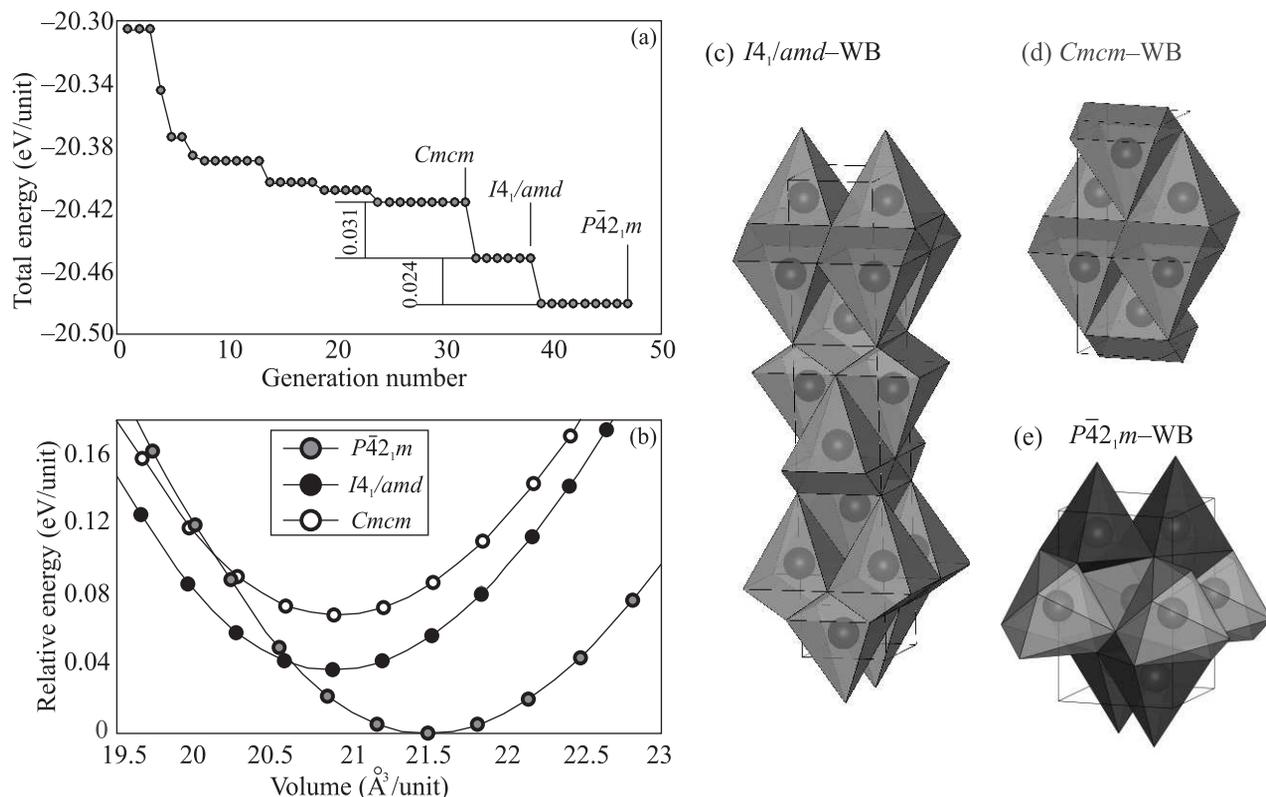


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Полная энергия системы как функция количества поколений в эволюционном поиске для фаз WB. (б) – Полная энергия системы, приходящаяся на стехиометрическую единицу в зависимости от объема рассмотренных монокристаллов вольфрама. (с)–(е) – Кристаллические структуры фаз $I4_1/amd$, $Cmcm$ и $P\bar{4}2_1m$. Атомы бора находятся в вершинах многогранников. Синий, черный и красный цвета соответствуют симметрично неэквивалентным атомам вольфрама. Кристаллические структуры визуализированы с помощью программы VESTA [37]

ким к значению 11.8 ГПа из работы [8]. Объемы элементарных ячеек β -WB и α -WB практически равны, но энергия равновесного состояния у β -WB больше, чем у α -WB (см. рис. 1b). С физической точки зрения это означает, что $I4_1/amd$ не может осуществить фазовый переход в $Cmcm$ -WB под действием внешнего конечного давления. Единственный путь для совершения фазового перехода α -фазы в β -фазу – это увеличение температуры. Именно такой путь используется в экспериментах по синтезу этих материалов [10, 11].

Кристаллическая структура исследованных монокристаллов вольфрама изображена на рис. 1с–е. Атомы бора находятся в вершинах многогранников и не показаны в явном виде. Синие полиэдры соответствуют окружению атома вольфрама атомами бора. Фазы α и β -WB отличаются взаимным расположением слоев в своих кристаллических структурах (см. рис. S1 дополнительного материала). Структура α -WB составлена из WB-слоев с упаковкой АВ. Каждый слой повернут относительно другого на 90° , в

то время как β -WB имеет упаковку AA' , где каждый слой сдвинут относительно соседнего на половину параметра решетки a (см. рис. S1 дополнительного материала). В обеих фазах каждый атом W координирован шестью атомами бора и семью атомами вольфрама и имеет координационное число 13. Новая фаза $P\bar{4}2_1m$ -WB также может быть представлена в виде слоистой структуры, но каждый слой получен путем соединения слоев А и В структуры α -WB (см. рис. S2 дополнительного материала). Каждый слой состоит из двух атомов вольфрама, имеющих позиции Уайкоффа (Wyckoff) $2b$ (0.000, 0.000, 0.500) и $4e$ (0.754, 0.254, 0.131). Атом вольфрама в позиции $2b$ координирован 6 атомами бора и 10 атомами вольфрама, в то время как второй атом вольфрама координирован 8 атомами бора и 8 атомами вольфрама. Изменение координационного числа атомов вольфрама в процессе фазового превращения наглядно приведено на рис. S3 дополнительного материала.

Как было показано ранее [7], фаза $P\bar{4}2_1m$ -WB имеет меньшую свободную энергию Гиббса по срав-

нению с α -WB при температурах ниже 250 К. При увеличении температуры (до 2100 К) α -WB становится термодинамически стабильнее по сравнению с $P\bar{4}2_1m$ -WB. Дальнейшее увеличение температуры приводит к фазовому переходу в β -WB. Для исследования областей термодинамической стабильности необходимо построить фазовые диаграммы в координатах “давление–температура”. Вычисления свободной энергии Гиббса проводились в квазигармоническом и ангармоническом приближениях. В результате были построены подробные фазовые диаграммы (рис. 2) в координатах “давление–температура”, ко-

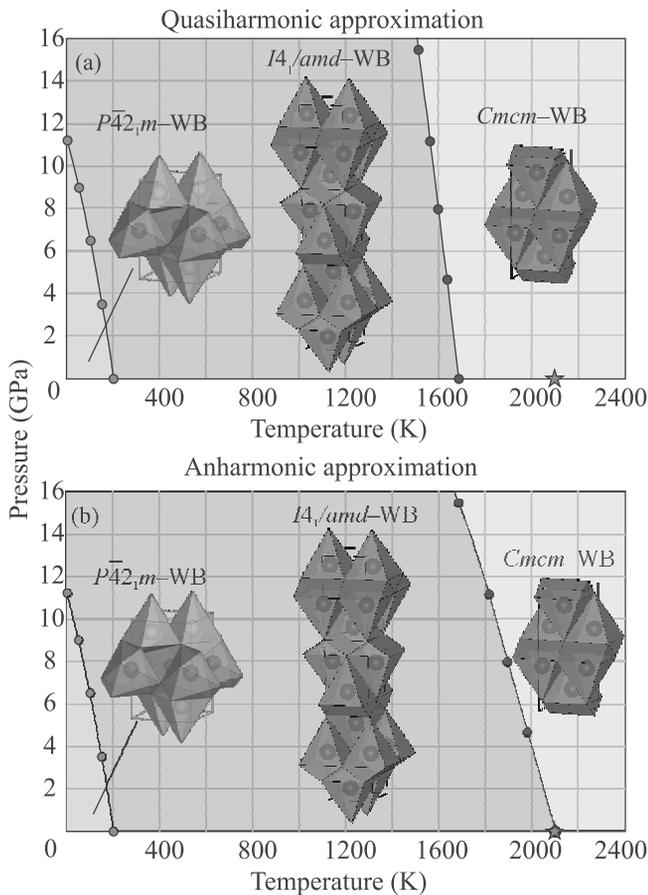


Рис. 2. (Цветной онлайн) Фазовые диаграммы сосуществования моноборидов вольфрама, рассчитанные с использованием квазигармонического (а) и ангармонического (б) приближений. Красная точка в виде звезды на оси температур обозначает экспериментальные данные из работы [13]

торые позволили определить возможные области существования фаз моноборидов вольфрама. Из диаграмм видно, что граница фазового равновесия между фазами $P\bar{4}2_1m$ и $I4_1/amd$ начинается с давления 11.8 ГПа (0 К), см. рис. 2. При увеличении темпера-

туры до 200 К давление уменьшается до 0 ГПа, см. рис. 2а, как показывают расчеты, проведенные в рамках квазигармонического и ангармонического приближений. Ангармонический вклад при низких температурах является пренебрежимо малым и не влияет на результат.

При более высоких температурах ~ 1600 К α -фаза претерпевает фазовый переход в β -фазу в соответствии с квазигармоническим приближением (см. рис. 2а). Ангармоническое приближение дает более высокую температуру фазового перехода ~ 2100 К (см. рис. 2б), которая практически совпадает с экспериментальным значением 2110 К [13]. Также из полученных данных видно, что температура перехода уменьшается с ростом давления. Так, α -WB переходит в β -WB при температуре ~ 1800 К, если приложить давление 15 ГПа (см. рис. 2б).

Таким образом, можно сделать вывод, что предсказанная фаза моноборида вольфрама $P\bar{4}2_1m$ -WB может быть получена, но только в условиях очень высокого давления. Это достаточно трудоемкий и дорогостоящий технологический процесс. В настоящее время эксперименты по синтезу боридов вольфрама β -WB или α -WB, как правило, проводятся при высоких температурах и низких давлениях.

Для исследования особенностей структурного фазового перехода фазы $P\bar{4}2_1m$ в $I4_1/amd$ -WB (α -фаза) при 0 ГПа был использован метод VCNEB [17]. При давлении 0 ГПа $P\bar{4}2_1m$ -WB имеет меньшую энтальпию образования, чем $I4_1/amd$ -WB на 12 мэВ/атом. Механизм исследуемого фазового перехода достаточно сложный из-за большого количества атомов в рассматриваемых ячейках, что является причиной несоразмерности примитивных ячеек $I4_1/amd$ и $P\bar{4}2_1m$ -WB, которые состоят из 16 и 12 атомов соответственно. В результате этого несоответствия моделирование фазового перехода проводилось в конфигурационном пространстве большой размерности (общее количество атомов 48, рассматриваемая структура – $W_{24}B_{24}$). Суперъячейки представлены на рис. 3б-д.

Канонические подходы, которые обычно учитывают только движение атомов в кристаллической структуре, не являются лучшим способом описания таких сложных переходов. С физической точки зрения более корректным является рассмотрение изменения связности кристаллической структуры [38], а не движения атомов. Этот подход показывает, какие межатомные контакты нарушаются и какие новые контакты создаются в процессе перехода. В рассмотренном фазовом переходе ($P\bar{4}2_1m \rightarrow I4_1/amd$) атомы бора подвергаются сложным движениям и пере-

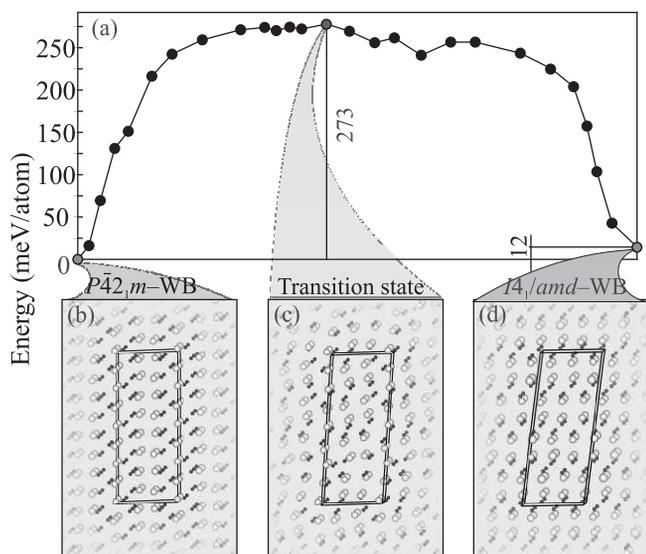


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Путь и барьер фазового перехода $P\bar{4}2_1m \rightarrow I4_1/amd$ при 0 К и 0 ГПа. Кристаллические структуры. (b) – Исходной структуры $P\bar{4}2_1m$ -WB, (c) – промежуточного состояния и (d) – конечной структуры $I4_1/amd$ -WB. Атомы вольфрама отмечены белым цветом; атомы бора – темно-серые

строениям структуры по сравнению с атомами вольфрама (вольфрам намного тяжелее бора). Поэтому в расчетах подробно рассматривалась только эволюция подрешеток вольфрама, но атомы бора, тем не менее, в расчетах рассматривались. На рисунке S3 (см. дополнительный материал) показаны изменения в подрешетке бора и борной координации в течение структурного фазового перехода. Можно отметить, что два симметрично неэквивалентных атома вольфрама в структуре $P\bar{4}2_1m$ изменяют свою борную координацию, а затем занимают одну позицию Уайкоффа (Wyckoff) в структуре $I4_1/amd$.

Каждый атом вольфрама в подрешетке вольфрама структуры $I4_1/amd$ -WB имеет координационное число 10, в то время как в структуре $P\bar{4}2_1m$ -WB присутствуют два симметрично неэквивалентных атома с координацией 8 и 10 соответственно (см. рис. S2 в дополнительных материалах). В процессе фазового перехода число атомов вольфрама в промежуточных структурах меняется в пределах от 8 до 12.

Таблица 1. Четыре типа атомов в подрешетке вольфрама, выделенных на основе анализа эволюции химических связей

$P\bar{4}2_1m$ -WB	$I4_1/amd$ -WB
8 + 4	10 + 2
8 + 3	10 + 1
10 + 2	10 + 2
10 + 1	10 + 1

Для каждого атома вольфрама были выбраны специфические окружения, представляющие собой связи W-W, которые образуются или разрываются в процессе фазового перехода. По этому критерию все атомы вольфрама можно разделить на четыре группы, соответствующие разным типам эволюций связей. Рассматриваемые группы приведены в табл. 1. Первое число показывает координационное число выбранного атома вольфрама в начальной структуре, второе число показывает дополнительные атомные контакты, которые будут образованы в процессе перехода. Например, первая строка показывает, что для структуры $P\bar{4}2_1m$ -WB выбранный атом вольфрама имеет 8 связей (координационное число 8); 4 дополнительных межатомных контакта будут созданы и 2 контакта будут разорваны в процессе фазового перехода в структуру $I4_1/amd$ -WB. Таким образом, этот выбранный атом вольфрама будет иметь 10 связей W-W в своей координационной сфере.

Такое описание позволяет представить движение атомов вольфрама с точки зрения изменения их координационного числа, т.е. создания и разрыва межатомных контактов (см. рис. 4).

Переходные состояния определяют пересечение различных топологий, т.е. точку, в которой образуются или разрываются химические связи. На рисунке 3а показан вычисленный энергетический профиль пути перехода, который состоит из большого количества локальных минимумов. Такой путь перехода изображает процесс нуклеации новой фазы при реальном фазовом переходе в твердом теле. Полученные промежуточные минимумы настолько незначительны, что в эксперименте вряд ли будут наблюдаться: кинетика перехода приведет к сглаживанию этих локальных минимумов при фазовом переходе. Переходное состояние с наибольшей энергией имеет пространственную группу $P1$ и обладает энергией на 273 мэВ/атом выше энергии фазы $P\bar{4}2_1m$ -WB, и соответственно, выше энергии $I4_1/amd$ -WB фазы на 255 мэВ/атом.

Следует сделать два важных замечания, касающихся механизма этого поэтапного фазового перехода. Во-первых, обсуждаемый здесь механизм перехода является наилучшим механизмом среди опробованных, т.е. обладает наименьшей энергией активационного барьера. Однако, поскольку не была проведена глобальная оптимизация путей фазовых превращений, нельзя исключать возможность существования других механизмов с меньшим барьером перехода. В настоящее время глобального поиска по путям перехода не существует даже в рамках приближения среднего поля. Во-вторых, представлен-

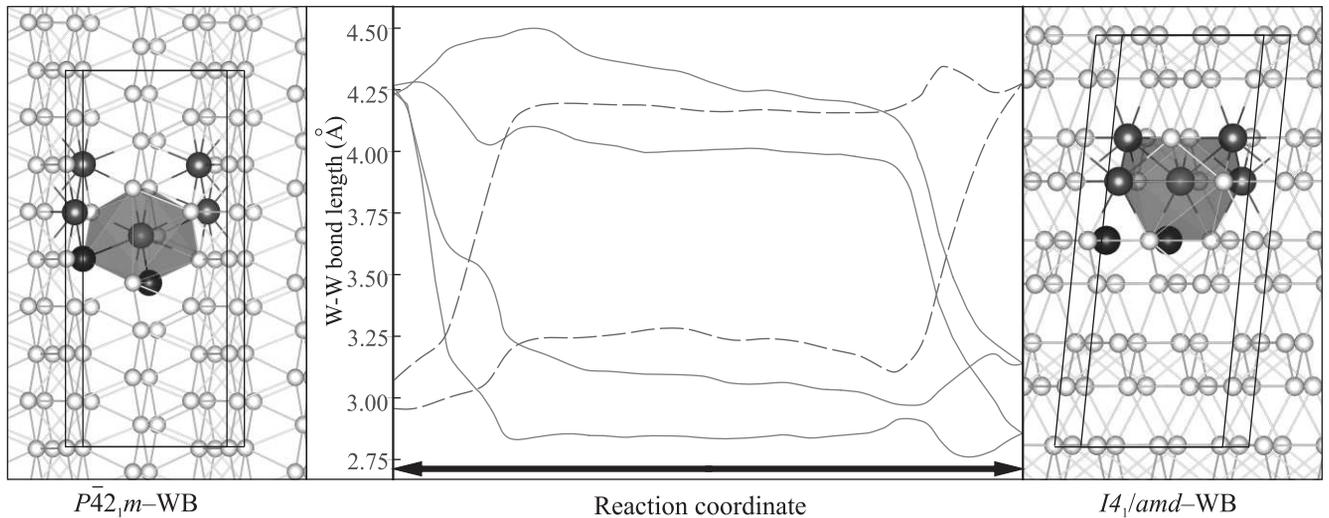


Рис. 4. (Цветной онлайн) Изменение координации выбранных атомов вольфрама (красный цвет). Атомы вольфрама, не претерпевающие изменения межатомных контактов в структуре $P\bar{4}2_1m$ -WB, изображены зеленым цветом; атомы вольфрама, имеющие межатомные контакты, которые разрываются при переходе в структуру $I4_1/amd$ -WB, изображены синим цветом

ный механизм фазового перехода основан на приближении среднего поля, в котором все элементарные ячейки построенной суперъячейки в данный момент времени проходят одинаковую эволюцию. В реальности фазовые переходы являются процессом зарождения и роста. Таким образом, приближение среднего поля относится к грубым, но кристаллографически и интуитивно понятным моделям. Полное изучение явлений зарождения и роста требует очень больших систем (более 100 атомов) и современных методов выборки, таких как выборка переходных процессов (см., например, [39]). В наших недавних работах используется эта методология (также реализованная в коде USPEX), и показано, что такое моделирование требует точного потенциала межатомного взаимодействия на уровне метода DFT, и в настоящее время является недоступным для расчета.

Выводы. В данной работе проведено детальное исследование структурных фазовых переходов в моноборидах вольфрама. Были построены фазовые (P, T)-диаграммы, которые показывают области стабильности трех исследованных фаз моноборидов вольфрама по отношению друг к другу. Недавно предсказанная фаза $P\bar{4}2_1m$ -WB оказалась термодинамически стабильной при низких температурах < 300 К. При повышении температуры она претерпевает фазовый переход в известную фазу α -WB. Детальное исследование фазового перехода $P\bar{4}2_1m \rightarrow I4_1/amd$ было проведено с использованием нового подхода, который объединяет в себе ме-

год упругой ленты с переменной ячейкой (VCNEB) и универсальный кристаллохимический аналитический программный комплекс TOPOS. Использованный комбинированный подход позволил рассчитать активационный барьер фазового перехода $P\bar{4}2_1m \rightarrow I4_1/amd$.

Авторы благодарят С. С. Меланж за техническую поддержку и проф. Г. А. Паскаля за обсуждение полученных результатов. Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда: проект # 19-72-30043.

Расчеты выполнены с использованием суперкомпьютеров Arkuda и Pardus Центра энергетических наук и технологий Сколковского института науки и технологий.

1. H. Itoh, T. Matsudaira, S. Naka, H. Hamamoto, and M. Obayashi, *J. Mater. Sci.* **22**(8), 2811 (1987).
2. Q. Gu, G. Krauss and W. Steurer, *Adv. Mater.* **20**(19), 3620 (2008).
3. E. Zhao, J. Meng, Y. Ma, and Z. Wu, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **12**(40), 13158 (2010).
4. R. Mohammadi, A. T. Lech, M. Xie, B. E. Weaver, M. T. Yeung, S. H. Tolbert, and R. B. Kaner, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **108**(27), 10958 (2011).
5. S. Aydin, Y. O. Ciftci, and A. Tatar, *J. Mater. Res.* **27**(13), 1705 (2012).
6. X.-Y. Cheng, X.-Q. Chen, D.-Z. Li, and Y.-Y. Li, *Acta Crystallogr. Sect. C Struct. Chem.* **70**(2), 85 (2014).

7. A. G. Kvashnin, H. A. Zakaryan, C. Zhao, Y. Duan, Y. A. Kvashnina, C. Xie, H. Dong, and A. R. Oganov, *J. Phys. Chem. Lett.* **9**(12), 3470 (2018).
8. C. Zhao, Y. Duan, J. Gao, W. Liu, H. Dong, H. Dong, D. Zhang, and A. R. Oganov, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **20**(38), 24665 (2018).
9. A. G. Kvashnin, Z. Allahyari, and A. R. Oganov, *J. Appl. Phys.* **126**(4), 040901 (2019).
10. R. Kiessling, *Acta Chem Scand.* **1**, 839 (1947).
11. S. Okada, K. Kudou, and T. Lundstrom, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**(1R), 226 (1995).
12. S. A. Gromilov, S. A. Kinelovskii, A. V. Alekseev, and I. B. Kirienko, *J. Struct. Chem.* **51**(6), 1126 (2010).
13. H. Duschaneck and P. Rogl, *J. Phase Equilibria.* **16**(2), 150 (1995).
14. A. R. Oganov and C. W. Glass, *J. Chem. Phys.* **124**, 244704 (2006).
15. A. R. Oganov, Y. Ma, A. O. Lyakhov, M. Valle, and C. Gatti, *Rev. Miner. Geochem.* **71**(1), 271 (2010).
16. A. R. Oganov, A. O. Lyakhov, and M. Valle, *Acc. Chem. Res.* **44**, 227 (2011).
17. A. O. Lyakhov, A. R. Oganov, H. T. Stokes, and Q. Zhu, *Comput. Phys. Commun.* **184**(4), 1172 (2013).
18. P. V. Bushlanov, V. A. Blatov, and A. R. Oganov, *Comput. Phys. Commun.* **236**, 1 (2019).
19. P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* **136**(3B), B864 (1964).
20. W. Kohn and L. J. Sham, *Phys. Rev.* **140**(4), A1133 (1965).
21. J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Lett.* **77**(18), 3865 (1996).
22. G. Kresse and J. Hafner, *Phys. Rev. B* **47**(1), 558 (1993).
23. G. Kresse and J. Hafner, *Phys. Rev. B* **49**(20), 14251 (1994).
24. G. Kresse and J. Furthmüller, *Phys. Rev. B* **54**(16), 11169 (1996).
25. H. J. Monkhorst and J. D. Pack, *Phys. Rev. B* **13**(12), 5188 (1976).
26. G. Kern, G. Kresse, and J. Hafner, *Phys. Rev. B* **59**, 8551 (1999).
27. A. Togo and I. Tanaka, *Scr. Mater.* **108**, 1 (2015).
28. A. Togo, F. Oba, and I. Tanaka, *Phys. Rev. B* **78**, 134106 (2008).
29. A. F. Guillermet and G. Grimvall, *Phys. Rev. B* **44**(9), 4332 (1991).
30. D. C. Wallace, *Thermodynamics of Crystals*, Courier Corporation, N.Y. (1998), 516 p.
31. J. A. Sanjurjo, E. López-Cruz, and P. Vogl, *Phys. Rev. B* **28**(8), 4579 (1983).
32. V. Stevanović, R. Trottier, Ch. Musgrave, F. Therrien, A. Holder, and P. Graf, *Phys. Rev. Mater.* **2**(3), 033802 (2018).
33. G. L. W. Hart and R. W. Forcade, *Phys. Rev. B* **77**(22), 224115 (2008).
34. G. Henkelman, B. P. Uberuaga, and H. A. Jonsson, *J. Chem. Phys.* **113**(22), 9901 (2000).
35. V. A. Blatov and A. P. Shevchenko, *Cryst. Growth Des.* **14**, 3576 (2014).
36. M. T. Yin and M. L. Cohen, *Phys. Rev. B* **26**(10), 5668 (1982).
37. K. Momma and F. Izumi, *J. Appl. Crystallogr.* **44**, 1272 (2011).
38. V. A. Blatov, A. A. Golov, C. Yang, Q. Zeng, and A. A. Kabanov, *Sci. Rep. Springer US April*. P.1–12 (2019).
39. P. G. Bolhuis, D. Chandler, C. Dellago, and P. L. Geissler, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **53**(1), 291 (2002).

Экспериментальное свидетельство трехщелевой сверхпроводимости в LiFeAs

Т. Е. Кузьмичева⁺¹⁾, С. А. Кузьмичев^{*+}, И. В. Морозов[×], С. Вурмель[°], Б. Бюхнер^{°∇}

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

^{*} МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Москва, Россия

[×] МГУ им. М. В. Ломоносова, химический факультет, 119991 Москва, Россия

[°] Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Dresden, D-01069 Dresden, Germany

[∇] Institut für Festkörper und Materialphysik, Technische Universität Dresden, D-01069 Dresden, Germany

Поступила в редакцию 27 февраля 2020 г.

После переработки 27 февраля 2020 г.

Принята к публикации 27 февраля 2020 г.

Несмотря на простую структуру, соединение LiFeAs представляется наиболее экзотическим среди сверхпроводящих пниктидов на основе железа из-за нетривиальной зонной структуры и анизотропии сверхпроводящих свойств. Тем не менее, экспериментальные исследования LiFeAs крайне немногочисленны из-за нестабильности этого материала в присутствии даже следовых количеств паров воды и кислорода. В настоящей работе методом андреевской спектроскопии контактов на микротрещине в монокристаллах $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$ установлено сосуществование трех сверхпроводящих конденсатов при температурах ниже критической $T_c = 17\text{ К}$. Напрямую измерены как температурные зависимости параметров порядка, так и поведение анизотропии средней и большой сверхпроводящих щелей. Получены температурные зависимости избыточного андреевского тока и проводимости при нулевом смещении. Оценен вклад каждой эффективной зоны в общую проводимость. Рассмотрено влияние топологии зонной структуры вблизи уровня Ферми на динамическую проводимость в андреевском режиме.

DOI: 10.31857/S0370274X20060090

1. Введение. Слоистый ферроарсенид лития LiFeAs имеет простейшую среди сверхпроводящих пниктидов на основе железа кристаллическую структуру [1], в которой блоки лития чередуются вдоль кристаллографического c -направления с блоками FeAs, и переходит в сверхпроводящее состояние в стехиометрическом составе. Это удивительное соединение имеет от природы оптимальные сверхпроводящие свойства: его критическая температура $T_c = 17\text{ К}$ понижается при приложении давления и допировании [2, 3]. Поверхность Ферми LiFeAs состоит из квазидвумерных дырочных цилиндров вблизи Γ -точки и электронных зон вблизи M -точки зоны Бриллюэна.

Экспериментальное исследование свойств LiFeAs осложняется из-за его нестабильности в присутствии даже следовых количеств воды: так, LiFeAs полностью деградирует за 5–10 минутное нахождение образца в атмосферных условиях. С другой стороны, отработанный метод синтеза крупных моно-

кристаллов [4] и образование гладких незаряженных поверхностей криогенных сколов высокого качества делает LiFeAs идеальным объектом исследований методом фотоэмиссии углового разрешения (ARPES). Данные ARPES показали отсутствие магнитного и структурного переходов, нестинга поверхностей Ферми (нехарактерные для большинства железосодержащих сверхпроводников) и сильное проявление спин-орбитального взаимодействия [5].

Исследования ARPES [5, 6] установили, что в сверхпроводящем состоянии в LiFeAs сосуществуют несколько параметров порядка: малая щель, открывающаяся на внешнем дырочном Γ -цилиндре поверхности Ферми, анизотропная средняя щель в электронных зонах вблизи M -точки и, предположительно, изотропная большая щель на внутреннем Γ -цилиндре (в данной работе этим параметрам порядка будут соответствовать индексы S , L , Γ). Предварительные данные, полученные нашей группой ранее, также указывают на существование третьего параметра порядка с наибольшей амплитудой [7]. Тем не менее, в исследованиях методом сканирующей

¹⁾e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

туннельной спектроскопии [8] были обнаружены две сверхпроводящие щели, а в работе [9] – третий, больший энергетический параметр, имеющий нефононную природу. Таким образом, структура сверхпроводящих параметров порядка в LiFeAs и их симметрия до сих пор надежно не установлены и требуют дополнительных исследований в высоком разрешении.

Свойства сверхпроводящей подсистемы LiFeAs, по-видимому, нельзя рассматривать отдельно от особенностей топологии зонной структуры. Спектры NIS-контактов (N – нормальный металл, S – сверхпроводник, I – изолятор), будучи драматично асимметричными в сверхпроводящем LiFeAs [8, 9], также демонстрируют сильную нелинейность и асимметрию в нормальном состоянии при $T > T_c$. Сильно нелинейны также температурные зависимости коэффициентов Холла [10] и термоэлектродвижущей силы [11], со сменой знака динамики при температурах порядка 100 К; в работе [12] при $T \approx 80$ К наблюдалась особенность на резистивной характеристике LiFeAs, которая может быть вызвана температурным изменением зонной структуры. Недавние ARPES-исследования [13] показали сильную анизотропию рассеяния на различных участках поверхности Ферми.

В настоящей работе методами андреевской спектроскопии монокристаллов LiFeAs наблюдаются три сверхпроводящие щели, напрямую измерены их температурные зависимости, а также температурное поведение анизотропии средней и большой щелей $\Delta_{L,G}$. Обсуждается симметрия сверхпроводящих щелей, а также возможность существования “плоской зоны” вблизи уровня Ферми.

2. Детали эксперимента. Для прямого определения структуры сверхпроводящего параметра порядка и его температурной зависимости использовался метод андреевской спектроскопии контактов сверхпроводник–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnS). Как известно, при температурах ниже T_c в таких контактах реализуется эффект многократных андреевских отражений, если толщина нормального металла меньше упругой длины свободного пробега носителей l . Для контактов, получаемых на слоистых сверхпроводниках с заметной анизотропией электрических свойств (в этом случае l также зависит от направления), необходимо, чтобы это условие выполнялось по всем направлениям. Таким образом, для SnS-контактов, в которых ток идет по кристаллографическому c -направлению, а d_c – эффективная толщина контактной области вдоль этого направления, должно выполняться $d_c < l$ (баллистический режим [14]) либо $d_c < \sqrt{l_c \cdot l_c^{\text{inel}}}$

(диффузионный режим [15]), а также $d_{ab} \sim l_{ab}$, где d_{ab}^2 – площадь SnS-контакта, которую можно оценить по формуле Шарвина [14].

Эффект многократных андреевских отражений вызывает избыточный ток на вольтамперной характеристике (ВАХ) контакта, который значительно растет при малых смещениях (область “пьедестала”). Согласно расчетам [16–18], выражения для андреевской составляющей тока I_{exc} при больших смещениях $eV \gg 2\Delta$ и динамической проводимости при нулевом смещении (ZBC) [18] определяются температурной зависимостью сверхпроводящего параметра порядка Δ и могут быть упрощены до

$$I_{\text{exc}} \sim \frac{8}{3} e^{-d_c/l_c} \frac{\Delta(T)}{eR_N}, \quad (1)$$

$$\text{ZBC} \sim \frac{l_c}{d_c} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T}. \quad (2)$$

Для многощелевого сверхпроводника в избыточный андреевский ток и проводимость в области пьедестала будут давать вклад несколько зон. В диффузионном режиме заметно понижается избыточный ток и интенсивность андреевских особенностей на $dI(V)/dV$ -спектре [15]. Для элементарного описания диффузионного режима можно положить $l = d$, таким образом, согласно формуле (1), $eR_N I_{\text{exc}}(T) \sim 1\Delta(T)$, что почти точно соответствует теоретическому результату работы [19]. Величина сверхпроводящих щелей Δ_i может быть определена из положений андреевских минимумов, наблюдаемых на $dI(V)/dV$ -спектре при смещениях.

Анизотропия сверхпроводящей щели, т.е. зависимость ее величины от направления в k -пространстве, изменяет форму андреевских минимумов. Для изотропной щели ожидаются резкие и симметричные минимумы, в то время как для расширенной s -симметрии щели ожидаются дублеты, положения которых определяют две пороговые амплитуды углового распределения щели [7, 20–23].

Монокристаллы $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$ с критическими $T_c = 16\text{--}17$ К были выращены методом “раствор в расплаве” [4]. Андреевские диффузионные SnS-контакты на микротрещине были получены путем прецизионного раскалывания образца при низких температурах с помощью техники “break-junction” [24]. Схема эксперимента, а также преимущества и недостатки метода подробно обсуждаются в работе [20].

Монтаж образца производился в сухой аргонной атмосфере с целью предотвращения деградации сверхпроводящих свойств LiFeAs. Образец, подготовленный в виде тонкой прямоугольной пластинки раз-

мером $2 \times 1 \times 0.1 \text{ мм}^3$, ориентированной вдоль кристаллографических ab -плоскостей, закреплялся на пружинящем измерительном столике с помощью четырех капель жидкого при комнатной температуре In-Ga припоя (четырёхточечное подключение). Далее столик с образцом охлаждался до 4.2 К и прецизионно изгибался, раскалывая образец. Исследуемая область туннельного контакта располагается на значительном удалении от токовых и потенциальных контактов, что исключает ее нагрев, а также химическое влияние In-Ga припоя.

LiFeAs преимущественно расслаивается между двумя смежными металлическими блоками лития, образуя незаряженные поверхности [25], разделенные областью слабой связи, т.е. контакт типа сверхпроводник–барьер–сверхпроводник. Ток через контакт на микротрещине идет вдоль c -направления, следовательно, возможно наблюдение анизотропии сверхпроводящей щели только в $k_x k_y$ -плоскости [7, 20–23]. В большинстве железосодержащих сверхпроводников, исследованных нами [7, 20], слабая связь электрически эквивалентна тонкому слою нормального металла высокой прозрачности (95–98%), а получаемые $I(V)$ и $dI(V)/dV$ контактов на микротрещине в LiFeAs характерны именно для андреевского режима.

В используемой конфигурации массивные сверхпроводящие берега не разводятся на значительное расстояние, скользя друг по другу вдоль ab -плоскости [20], что предохраняет контактную область от перегрева и проникновения примесей. С помощью механической регулировки возможно получение десятков различных контактов на одном и том же образце, а также тонкая настройка контактной области: изменение ее площади и сопротивления. Это позволяет набирать значительную статистику данных, локально (в пределах контактной области размером до $\sim 10 \text{ нм}$) исследовать сверхпроводящие свойства материала и контролировать воспроизводимость результатов.

3. Результаты и обсуждение. На рисунке 1 приведены ВАХ и их производные для SnS-контакта, полученного в монокристалле LiFeAs с $T_c \approx 15.6 \text{ К}$, измеренные при температурах ниже и выше T_c . При $T = 4.2 \text{ К}$ на ВАХ заметны особенности СГС, а также область пьедестала при малых смещениях, характерные для режима многократных андреевских отражений. На вставке b к рис. 1 показана зависимость избыточного андреевского тока от смещения, полученная как разность между ВАХ в сверхпроводящем и нормальном состоянии: $I_A(V, T < T_c) = I(V) - I(V, 16 \text{ К})$. С увеличением температуры ан-

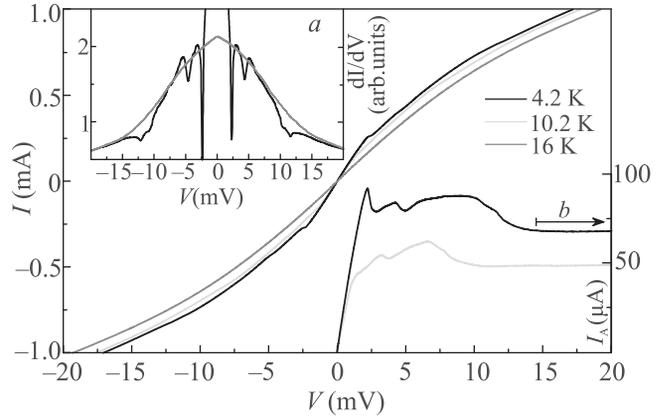


Рис. 1. (Цветной онлайн) Вольтамперные характеристики андреевского SnS-контакта, полученного в монокристалле LiFeAs с $T_c \approx 15.6 \text{ К}$, при различных температурах. На вставке a показаны производные ВАХ при 4.2 и 16 К. На вставке b приведена андреевская составляющая тока, определенная при $T < T_c$ как $I_A(V, T) = I(V, T) - I(V, T_c)$

дреевские особенности становятся менее интенсивными, полностью исчезая при T_c (красная кривая); при этом ВАХ остается сильно нелинейной. Подобная особенность воспроизводимо наблюдается нами в андреевских контактах на базе LiFeAs, при этом линеаризация ВАХ происходит только при температурах порядка 50–80 К. Стоит обратить внимание на то, что нелинейность ВАХ симметрична относительно нулевого смещения, поэтому имеет объемную природу и не может быть вызвана влиянием поверхностного барьера шоттковского типа.

Вообще говоря, динамическая проводимость контакта в нормальном состоянии определяется плотностью состояний вблизи E_F . Отметим, что подобная нелинейность ВАХ и их производных андреевских контактов нехарактерна не только для классических сверхпроводников, но и для ВТСП-соединений и не наблюдалась нами ни в одном из исследованных ранее семейств железосодержащих сверхпроводников – 1111, 122, 122-Se и 11 [20–22, 26–28]. Таким образом, наблюдаемые в LiFeAs особенности ВАХ и динамической проводимости, очевидно, связаны с присутствием пика плотности состояний в окрестности E_F , который, в свою очередь, может быть вызван особенностями топологии зонной структуры LiFeAs, например, наличием “плоской зоны” вблизи уровня Ферми. Для изучения этого вопроса, безусловно, требуются дополнительные ARPES-исследования зонной структуры LiFeAs и их эволюции с увеличением температуры при $T > T_c$.

Для оценки баллистичности контакта возьмем следующие параметры монокристаллов LiFeAs в ab -плоскости: удельного сопротивления $\rho_{ab} = 0.03 \text{ мОм} \cdot \text{см}$ при $T \rightarrow T_c$ [4], размера куперовской пары $\xi_0 = 4.8 \text{ нм}$ [12], глубины проникновения теории Гинзбурга–Ландау $\lambda_L^{GL}(0) = 200 \text{ нм}$ [29] и средней фермиевской скорости $v_F = 1 \text{ эВ} \cdot \text{Å}$ [30]. Тогда, определив лондоновскую глубину проникновения в чистом пределе $\lambda_L(0) \approx 175 \text{ нм}$, получим значе- ние величины $(\rho l)_{ab} = \mu_0 \lambda_L^2 v_F \approx 5.9 \times 10^{-15} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ и упругой длины свободного пробега $l \approx 20 \text{ нм}$. Наконец, принимая во внимание нормальное со- противление контакта $R_N \approx 20 \text{ Ом}$, сделаем оценку диаметра контакта в ab -плоскости по формуле Шар- вина: $d \approx 11 \text{ нм}$. Оцененное таким образом $l/d \approx 1.8$ означает, что контакт находится вблизи диффузион- ного режима. На $dI(V)/dV$ -спектре можно ожидать появление единственной андреевской особенности при $eV_i = 2\Delta_i$ от каждой сверхпроводящей щели.

Хорошо видны дублетные андреевские миниму- мы, расположенные при 4.2 К на смещениях $|eV| \approx \approx 10\text{--}11.4 \text{ мэВ}$ и $|eV| \approx 4.2\text{--}6.8 \text{ мэВ}$, обозначенные на рис. 2 как $2\Delta_\Gamma$ и $2\Delta_L$ соответственно (границы дуб- летов отмечены вертикальными штрихами и соответ- ствуют приведенным диапазонам смещений). Дуб- летная структура различима вплоть до $T = 8\text{--}12 \text{ К}$.

При малых смещениях $|eV| \approx 2.4 \text{ мэВ}$ наблю- даются выраженные минимумы, относительная ин- тенсивность которых в разы превышает амплитуду дублетов. С увеличением температуры положения всех особенностей смещаются в сторону нуля, пол- ностью исчезая при локальной критической темпе- ратуре $T_c \approx 15.6 \text{ К}$, что соответствует переходу кон- тактной области в нормальное состояние.

Динамическая проводимость данного SnS- контакта, измеренная при температурах от 4.2 К до T_c , показана на рис. 2. Поскольку нелиней- ность ВАХ в нормальном состоянии не связана напрямую с эффектом андреевских отражений, на спектрах динамической проводимости на рис. 2 для наглядности был подавлен нелинейный общий ход (соответствующий $dI(V)/dV$ при $T = 16 \text{ К} > T_c$).

При температурах $T < T_c$ наблюдаемые миниму- мы не образуют субгармоническую щелевую струк- туру от единственной сверхпроводящей щели ($eV_n = = 2\Delta/n$, где $n = 1, 2, \dots$ [16–18, 31, 32]). Таким обра- зом, данные рис. 2 не могут быть объяснены в рам- ках однощелевой модели, а андреевские минимумы, предположительно, относятся к различным сверх- проводящим параметрам порядка. Следуя интерпре- тации данных ARPES в работах [5, 6], будем считать, что сверхпроводящая щель с максимальным значе-

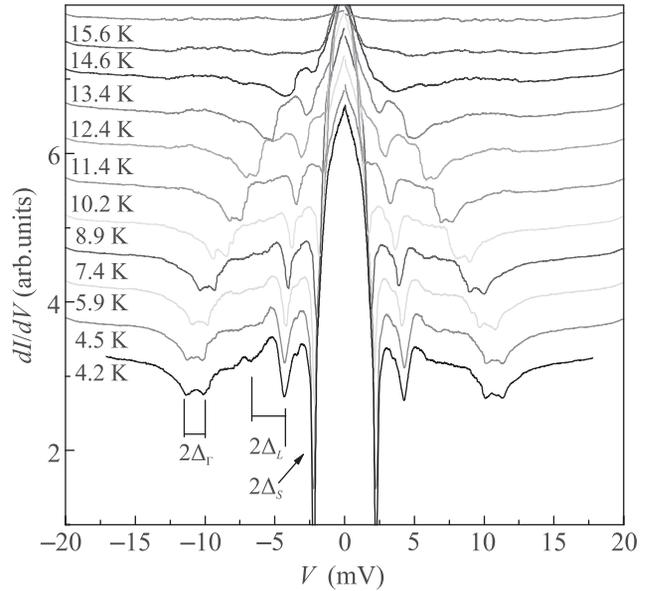


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры динамической про- водимости андреевского контакта, измеренные при $T = = 4.2\text{--}15.6 \text{ К}$ с подавленным нелинейным ходом, со- ответствующим $dI(V)/dV$ -спектру при T_c (показан на вставке a к рис. 1). Кривые сдвинуты вертикально для наглядности. Вертикальные линии и стрелки обозна- чают положения андреевских особенностей, определя- ющие величины трех энергетических параметров $\Delta_\Gamma \approx \approx 5.0\text{--}5.7 \text{ мэВ}$, $\Delta_L \approx 2.1\text{--}3.4 \text{ мэВ}$, $\Delta_S \approx 1.2 \text{ мэВ}$ (диа- пазоны значений определяются положениями дублетов на спектрах и соответствуют анизотропии щели)

нием открывается на внутреннем цилиндре вокруг Γ - точки (обозначим ее Δ_Γ). Тогда положение андреев- ской особенности от этой щели (см. нижнюю кривую на рис. 2) определяет ее значение $\Delta_\Gamma \approx 5.0\text{--}5.7 \text{ мэВ}$ при $T \ll T_c$, при этом дублет может быть следстви- ем анизотропии Γ -щели порядка 12% [20]. Средняя щель, открывающаяся согласно [5, 6] в электронных зонах, определяется положением второго дублета и составляет $\Delta_L \approx 2.1\text{--}3.4 \text{ мэВ}$ (анизотропия $\approx 35\%$). Этот вывод противоречит нашим предварительным данным [7], понижая оценку Δ_L примерно в 1.6 раза и доводит отношение Δ_Γ/Δ_L до 2–2.5. Резкие ми- нимумы при малых смещениях определяют малую щель, предположительно, на внешнем дырочном ци- линдре [5, 6]: $\Delta_S \approx 1.2 \text{ мэВ}$.

Температурные зависимости избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(4.2 \text{ К})$, нормированного на свое значение при $T \ll T_c$, на смещениях $eV \gg 2\Delta_{\Gamma,L,S}$ и нормиро- ванной динамической проводимости в области пьде- стала $ZBC(T)/ZBC(4.2 \text{ К})$ при $eV \rightarrow 0$ показаны на рис. 3а кружками и квадратами соответственно. Обе величины стремятся к нулю при T_c , а их температур-

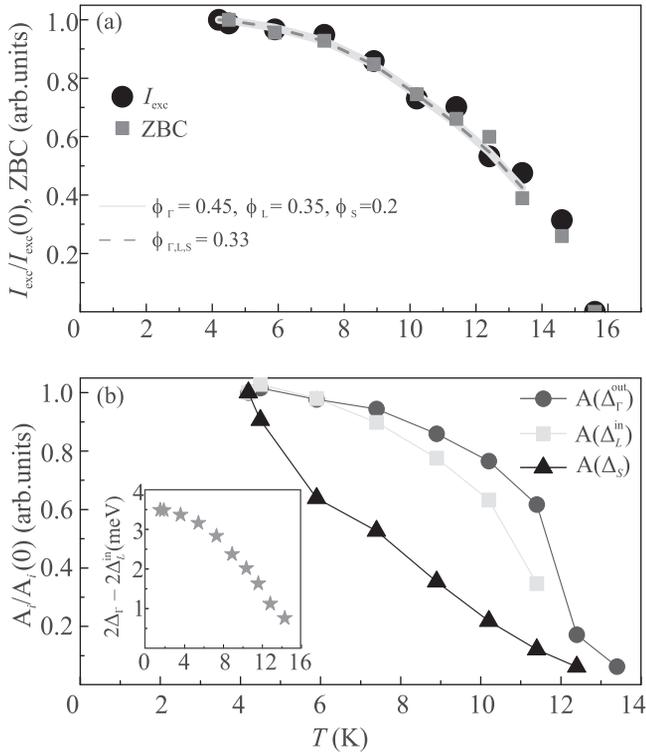


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Нормированные температурные зависимости избыточного андреевского тока ($eV \gg 2\Delta$) $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$ (кружки) и ZBC (квадраты) для SnS-контакта. Для сравнения показана зависимость $\phi_{\Gamma}\Delta_{\Gamma} + \phi_L\Delta_L + \phi_S\Delta_S$ с весовыми коэффициентами $\phi_{\Gamma} = 0.45$, $\phi_L = 0.35$, $\phi_S = 0.2$ (сплошная линия) и $\phi_i = 1/3$ (штриховая линия). (b) – Температурные зависимости относительных амплитуд $A_i(T)/A_i(0)$ андреевских минимумов на рис. 2. На вставке показана температурная зависимость разности $2\Delta_{\Gamma} - 2\Delta_L^{\text{in}}$

ный тренд совпадает. Такое поведение соответствует формулам (1), (2) и может быть объяснено тем, что $\Delta(T) \simeq \tanh(\Delta(T)/2k_B T)$, и указывает на самосогласованность полученных данных.

Для установления принадлежности наблюдаемых минимумов к определенной сверхпроводящей щели рассмотрим температурные зависимости их относительных интенсивностей (амплитуд) $A = G_n - G_{\text{min}}$, где G_n и G_{min} – значения нормальной проводимости (при $eV \gg 2\Delta$) и динамической проводимости в точке андреевского минимума соответственно (рис. 3b). Оба минимума дублета от $2\Delta_{\Gamma}$ имеют примерно одинаковую амплитуду вплоть до температуры порядка 12 К, после чего они сливаются в один; соответствующая зависимость $A(T)$ приведена на рис. 3b кружками. Внутренний минимум дублета от средней щели Δ_L^{in} намного интенсивнее внешнего и хорошо виден вплоть до локальной T_c . Температурная зависимость

амплитуды внутренней особенности, соответствующей Δ_L^{in} , показана на рис. 3b квадратами. Внешний минимум этого дублета достаточно сильно размыт и перестает быть различим при $T \approx 8$ К. Тем не менее, такое соотношение амплитуд дублета от средней щели воспроизводится и может быть объяснено угловым распределением энергии связи куперовских пар в электронных зонах вблизи M -точки, отличным от $\cos(4\theta)$ -типа. Андреевский минимум от малой щели Δ_S , заметно более интенсивный при 4.2 К, быстро размывается с увеличением температуры (треугольники на рис. 3b). Наблюдаемые особенности температурного поведения $A(T)$ характерны и для других контактов в LiFeAs той же закладки. Соотношение абсолютных значений амплитуд при $T = 4.2$ К $A(\Delta_{\Gamma}^{\text{out}}) : A(\Delta_L^{\text{in}}) : A(\Delta_S) = 1.3 : 1 : 7.6$.

Перейдем к обсуждению возможных интерпретаций сложной структуры $dI(V)/dV$ -спектров.

1. Минимумы от малой щели Δ_S нельзя интерпретировать ни как $n = 2$ гармонику от Δ_L , ни как начало “пьедестала” от какой-либо из больших щелей, поскольку в этом случае температурная зависимость амплитуды этих минимумов была бы схожа с зависимостью соответствующей щели $\Delta_L(T)$ или $\Delta_{\Gamma}(T)$. Таким образом, минимумы, расположенные при 4.2 К на смещениях $|eV| \approx 2.4$ мэВ, соответствуют независимому параметру порядка Δ_S .

2. Несмотря на схожее температурное поведение амплитуд андреевских минимумов от $\Delta_{\Gamma,L}$ (кружки и квадраты на рис. 3b), положение и ширина обоих дублетов не соответствуют формуле $eV = 2\Delta/n$ ни при каком выборе номеров n . Это указывает на то, что дублеты имеют различную природу и не описывают свойства одного и того же конденсата.

3. Если предположить реализацию в LiFeAs двухщелевой сверхпроводимости с малой $\Delta_S \approx 1.2$ мэВ и большой щелью $\Delta_{\Gamma} \approx 5.3$ мэВ, то положение дублета, обозначенного на рис. 2 как $2\Delta_L$, примерно совпадает с ожидаемым положением интерференционных особенностей $\Delta_S \pm \Delta_{\Gamma}$, вызванных межзонными переходами. В этом случае минимум при $|eV| = \Delta_S + \Delta_{\Gamma}$ должен быть более интенсивен при $T \ll T_c$ (что не наблюдается на нижней кривой на рис. 2: минимум при 4.2 мВ выражен сильнее, чем при 6.8 мВ), а амплитуда минимума $|eV| = \Delta_S - \Delta_{\Gamma}$ должна возрастать с увеличением температуры. Тем не менее, на рис. 3b (квадраты) наблюдается противоположная тенденция. Следовательно, “средний” дублет, отмеченный на рис. 2 как $2\Delta_L$, также соответствует независимому сверхпроводящему параметру порядка со значительной анизотропией в $k_x k_y$ -плоскости.

4. Примем во внимание наблюдаемое нами в оксипниктидах семейства 1111 резонансное взаимодействие с характерной бозонной модой [26, 33, 34], предположительно, спиновым экситоном [35, 36], энергия которого не превосходит величину непрямой щели $\varepsilon_0 < \Delta_1 + \Delta_2$ при $T \rightarrow 0$. Бозонный резонанс проявляется на $dI(V)/dV$ -спектрах в виде минимума-сателлита, расположенного на больших смещениях, чем “родительская” щелевая особенность [37]: $|eV_{\text{boson}}| = 2\Delta + \varepsilon_0$. Тогда, предполагая наличие двух сверхпроводящих щелей Δ_S и Δ_L , минимум, отмеченный на рис. 2 как $2\Delta_\Gamma$, можно было бы интерпретировать как бозонную особенность. Однако такое предположение также неверно.

Во-первых, ширина “бозонного” дублета на $dI(V)/dV$ -спектре была бы в точности равна ширине дублета от L -щели (2.6 мэВ), что не соответствует рис. 2. Во-вторых, энергия бозонной моды тогда составляла бы $\varepsilon_0 \approx 4\text{--}6$ мэВ при 4.2 К, что заметно превосходит сумму щелей $\Delta_S + \Delta_L$. Наконец, согласно нашим предварительным данным, полученным в оксипниктидах, и теоретическим расчетам, энергия спиновоего экситона слабо зависит от температуры. В LiFeAs, напротив, разность $2\Delta_\Gamma - 2\Delta_L$ (вставка к рис. 3b) уменьшается с увеличением температуры подобно большой щели $\Delta_L(T)$ и стремится к нулю при $T \rightarrow T_c$. Таким образом, маловероятно, что дублет при больших смещениях вызван резонансным взаимодействием со спиновым экситоном. Следовательно, он является 2Δ -андреевской особенностью от Γ -щели.

5. Три сверхпроводящие щели были обнаружены ранее в ARPES-исследованиях LiFeAs [5, 6]. Недавние ARPES-измерения [13], проведенные на монокристаллах LiFeAs из той же закладки показали, что в зонах с большими щелями рассеяние на примесях сильнее, чем в зоне с малой щелью. Этот факт может объяснить наблюдаемые на $dI(V)/dV$ -спектрах резкие выраженные минимумы от малой щели Δ_S и менее интенсивные особенности от Δ_L и Δ_Γ даже при температурах $T \rightarrow 0$.

Сложная структура спектров андреевских контактов на микротрещине с локальными критическими температурами $T_c = 15.6\text{--}17$ К, полученных в монокристаллах $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$, воспроизводится. Проведенное выше обсуждение показывает, что особенности на $dI(V)/dV$ -спектрах могут быть объяснены в рамках трехщелевой модели и определяют величины трех сверхпроводящих параметров порядка: изотропной щели Δ_S и анизотропных Δ_L и Δ_Γ .

Для наибольшей Γ -щели характеристическое отношение в среднем составляет $2\Delta_\Gamma/k_B T_c \approx 7.6$ и

близко к полученному в [5, 6]. Второй параметр порядка Δ_L имеет достаточно сильную анизотропию, а характеристические отношения $2\Delta_L^{\text{in}}/k_B T_c \approx 3.2$ и $2\Delta_L^{\text{out}}/k_B T_c \approx 4.4$. Для малой щели $\Delta_S \approx 1.2$ мэВ характеристическое отношение составляет примерно 1.8. Значения ниже 3.5 указывают на наличие межзонного взаимодействия.

Собранная нами статистика данных показывает, что изотропный характер малой щели воспроизводится. Таким образом, наблюдаемое нами на некоторых спектрах ранее [7] расщепление малой щели не подтвердилось, следовательно, могло быть вызвано паразитными эффектами.

Температурные зависимости трех сверхпроводящих щелей, полученные по данным рис. 2, показаны на рис. 4. Для анизотропных больших щелей

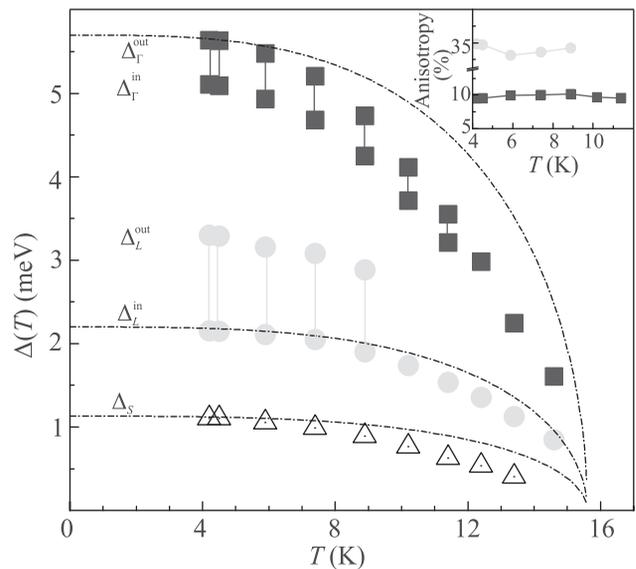


Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурные зависимости трех сверхпроводящих щелей в LiFeAs. Индексы in и out определяют пороговые амплитуды для анизотропных щелей. Для сравнения однозонные БКШ-образные кривые показаны штрихпунктиром. На вставке приведены температурные зависимости анизотропии больших щелей Δ_Γ (квадраты) и Δ_L (кружки), оцененные как $100\% \cdot (1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}})$

точками, соединенными линиями, показаны зависимости их пороговых амплитуд Δ^{in} и Δ^{out} . Температурное поведение параметров порядка, в особенности $\Delta_{\Gamma,S}(T)$, схоже. Тем не менее, все $\Delta(T)$ проходят ниже зависимостей, предсказываемых однозонной расширенной моделью Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), что может быть следствием умеренного межзонного взаимодействия.

Для анизотропных больших щелей на вставке к рис. 4 показана температурная зависимость анизотропии, оцененная как $100\% \cdot (1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}})$. В наших экспериментах наблюдается слабое расщепление параметра порядка Δ_{Γ} (анизотропия около 10%), в то время как щель Δ_L сильно анизотропна: степень анизотропии $\approx 35\%$ практически не меняется с увеличением температуры. Из достаточно симметричной формы андреевских минимумов [20] можно заключить, что ни одна из сверхпроводящих щелей не имеет точек нулей (нодов) в $k_x k_y$ -плоскости импульсного пространства. Интересно отметить, что оцененная анизотропия Δ_L и ее температурное поведение схоже с анизотропией большой щели в 122-пниктидах $\text{Ba}_{0.65}\text{K}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ и $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$, исследованных нами ранее [23–25].

Аппроксимировать температурные зависимости избыточного тока $I_{\text{exc}}(eV \gg 2\Delta)$ и ZBC формулами (1), (2) в трехщелевом сверхпроводнике весьма затруднительно из-за обилия неизвестных параметров. Тем не менее, используя температурные зависимости щелей $\Delta_i(T)$ на рис. 4 ($i = \Gamma, L, S$), можно сравнить данные рис. 3а (точки) с суммой парциальных вкладов зон $\phi_i \Delta_i(T)$ (линии). Вклад зоны пропорционален концентрации носителей заряда $\Delta_i(T) \tanh(eV/2k_B T)$, участвующих в процессе андреевских отражений в данной зоне. Так как $eV \gg 2\Delta$, а $T < T_c$, то $\tanh(eV/2k_B T) \rightarrow 1$ и именно $\Delta_i(T)$ определяет вклад зоны в андреевский ток. Поскольку ВАХ является интегралом динамической проводимости, в качестве грубой оценки можно принять, что площадь андреевских минимумов от Δ_i пропорциональна вкладу i -й зоны в андреевский транспорт. В этом случае в качестве весовых коэффициентов возьмем отношение площадей андреевских минимумов от трех сверхпроводящих щелей $\phi_{\Gamma} : \phi_L : \phi_S = 0.45 : 0.35 : 0.2$, определенное по рис. 2 при $T \ll T_c$. Соответствующая зависимость, приведенная на рис. 3б сплошной линией, отлично согласуется с экспериментальными данными $I_{\text{exc}}(T)$ и ZBC(T). Тем не менее, вариация вкладов зон с Γ - и малой щелями в широком диапазоне также позволяет описать экспериментальные зависимости андреевского транспорта; это обусловлено схожестью функций $\Delta_{\Gamma,S}(T)$. В качестве примера на рис. 3б пунктиром показана аппроксимация для случая равных вкладов трех зон, т.е. $\phi_i = 1/3$. Однако уменьшение вклада зоны со средней щелью $\phi_L < 0.3$ приводит к тому, что аппроксимационная кривая смещается вниз и практически линейно подходит к T_c , повторяя соответствующую особенность $\Delta_{\Gamma,S}(T)$ при $T \rightarrow T_c$, и, таким образом, плохо описывает эксперименталь-

ные данные. Приведенная грубая оценка показывает, что вклад электронных зон со средней щелью Δ_L в проводимость значителен и превышает 1/3 благодаря высокой концентрации носителей.

В заключение, методами андреевской спектроскопии контактов на микротрещине в монокристаллах $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$ получены прямые самосогласованные данные о структуре сверхпроводящего параметра порядка. Определены величины и температурные зависимости трех параметров порядка с расширенной s -волновой симметрией, а также степень анизотропии средней и большой сверхпроводящей щели ($\approx 35\%$ и $\approx 10\%$). Показано, что вклад зон со средней щелью в проводимость превышает 1/3. Нелинейность ВАХ контактов в нормальном состоянии может быть вызвана наличием пика плотности состояний вблизи уровня Ферми, к примеру, из-за существования “плоских зон”.

Авторы благодарят А. Н. Васильева и В. М. Пудалова за помощь и предоставленные материалы.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант # 19-72-00196). Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. J. H. Tapp, Z. Tang, B. Lv, K. Sasmal, B. Lorenz, P. C. W. Chu, and A. M. Guloy, *Phys. Rev. B* **78**, 060505(R) (2008).
2. M. Gooch, B. Lv, J. H. Tapp, Z. Tang, B. Lorenz, A. M. Guloy, and P. C. W. Chu, *EPL* **85**, 27005 (2008).
3. L. Y. Xing, X. Shi, P. Richard, X. C. Wang, Q. Q. Liu, B. Q. Lv, J.-Z. Ma, B. B. Fu, L.-Y. Kong, H. Miao, T. Qian, T. K. Kim, M. Hoesch, H. Ding, and C. Q. Jin, *Phys. Rev. B* **94**, 094524 (2016).
4. I. Morozov, A. Boltalin, O. Volkova et al. (Collaboration), *Cryst. Growth Des.* **10**, 4428 (2010).
5. S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy, A. A. Kordyuk, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. V. Morozov, R. Follath, and B. Büchner, *Symmetry* **4**, 251 (2012).
6. K. Umezawa, Y. Li, H. Miao, Z.-H. Liu, P. Richard, T. Sato, J. B. He, D.-M. Wang, G. F. Chen, H. Ding, T. Takahashi, and S.-C. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 037002 (2012).
7. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, А. И. Болталин, И. В. Морозов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 816 (2013) [S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, A. I. Boltalin, and I. V. Morozov, *JETP Lett.* **98**, 722 (2014)].
8. C. M. Yim, C. Trainer, R. Aluru, S. Chi, W. N. Hardy, R. Liang, D. Bonn, and P. Wahl, *Nat. Comm.* **9**, 2602 (2018).
9. S. Chi, S. Grothe, R. Liang, P. Dosanjh, W. N. Hardy, S. A. Burke, D. A. Bonn, and Y. Pennec, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 087002 (2012).

10. O. Heyer, T. Lorenz, V. B. Zabolotnyy, D. V. Evtushinsky, S. V. Borisenko, I. Morozov, L. Harnagea, S. Wurmehl, C. Hess, and B. Büchner, *Phys. Rev. B* **84**, 064512 (2011).
11. C. W. Chu, F. Chen, M. Gooch, A. M. Guloy, B. Lorenz, B. Lv, K. Sasmal, Z. J. Tang, J. H. Tapp, and Y. Y. Xue, *Physica C* **469**, 326 (2009).
12. J. L. Zhang, L. Jiao, F. F. Balakirev, X. C. Wang, C. Q. Jin, and H. Q. Yuan, *Phys. Rev. B* **83**, 174506 (2011).
13. J. Fink, J. Nayak, E. D. L. Rienks, J. Bannies, S. Wurmehl, S. Aswartham, I. Morozov, R. Kappenberger, M. A. ElGhazali, L. Craco, H. Rosner, C. Felser, and B. Büchner, *Phys. Rev. B* **99**, 245156 (2019).
14. Ю. В. Шарвин, *ЖЭТФ* **48**, 984 (1964) [Yu. V. Sharvin, *Sov. Phys. JETP* **3**, 655 (1965)].
15. Yu. G. Naidyuk and I. K. Yanson, *Point-Contact Spectroscopy*, Springer-Verlag, N.Y. (2005).
16. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
17. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, and R. Nicosky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
18. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **50**, 6317 (1994).
19. Y. Naveh, V. Patel, D. V. Averin, K. K. Likharev, and J. E. Lukens, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5404 (2000).
20. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, *Физика низких температур* **42**, 1284 (2016) [S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016)].
21. Т. Е. Кузьмичева, А. В. Муратов, С. А. Кузьмичев, А. В. Садаков, Ю. А. Алешенко, В. А. Влащенко, В. П. Мартовицкий, К. С. Перваков, Ю. Ф. Ельцев, В. М. Пудалов, *УФН* **187**, 450 (2017) [T. E. Kuzmicheva, A. V. Muratov, S. A. Kuzmichev, A. V. Sadakov, Yu. A. Aleshchenko, V. A. Vlasenko, V. P. Martovitsky, K. S. Pervakov, Yu. F. Eltsev, and V. M. Pudalov, *Phys.-Uspekhi* **60**, 419 (2017)].
22. Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, A. V. Sadakov, S. Yu. Gavrilkin, A. Yu. Tsvetkov, X. Lu, H. Luo, A. N. Vasiliev, V. M. Pudalov, X.-J. Chen, and M. Abdel-Hafez, *Phys. Rev. B* **97**, 235106 (2018).
23. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, А. А. Кордюк, В. М. Пудалов, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 47 (2018) [T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, A. A. Kordyuk, and V. M. Pudalov, *JETP Lett.* **107**, 42 (2018)].
24. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
25. A. Lankau, K. Koepernik, S. Borisenko, V. Zabolotnyy, B. Büchner, J. van den Brink, and H. Eschrig, *Phys. Rev. B* **82**, 184518 (2010).
26. Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, and N. D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **100**, 144504 (2019).
27. M. Roslova, S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva, Y. Ovchenkov, M. Liu, I. Morozov, A. Boltalin, A. Shevelkov, D. Chareev, and A. Vasiliev, *Cryst. Eng. Comm.* **16**, 6919 (2014).
28. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, S. N. Tchesnokov, T. E. Shanygina, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, and Th. Wolf, *ZhETF* **140**, 527 (2011) [Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, S. N. Tchesnokov, T. E. Shanygina, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, and Th. Wolf, *JETP* **113**, 459 (2011)].
29. Y. J. Song, J. S. Ghim, J. H. Yoon, K. J. Lee, M. H. Jung, H.-S. Ji, J. H. Shim, Y. Bang, and Y. S. Kwon, *EPL* **94**, 57008 (2011).
30. A. A. Kordyuk, V. B. Zabolotnyy, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. V. Morozov, M. L. Kulić, R. Follath, G. Behr, B. Büchner, and S. V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **83**, 134513 (2011).
31. G. B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
32. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
33. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 631 (2017) [S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *JETP Lett.* **105**, 671 (2017)].
34. S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, and N. D. Zhigadlo, *EPL* **119**, 17007 (2017).
35. M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, and Yu. N. Togushova, *Phys. Rev. B* **94**, 094517 (2016).
36. M. M. Korshunov, *Phys. Rev. B* **98**, 104510 (2018).
37. U. Zimmermann and K. Keck, *Z. Phys. B* **101**, 555 (1996).

Дефторирование молекул $C_{60}F_{48}$, адсорбированных на поверхности $Cu(001)$

А. И. Орешкин^{+∇1)}, Д. А. Музыченко^{+∇}, С. И. Орешкин^{+*∇}, В. И. Панов^{+∇}, Р. З. Бахтизин[×], М. Н. Петухов[°]

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

^{*} Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ, 119234 Москва, Россия

[×] Башкирский государственный университет, факультет физической электроники, 450074 Уфа, Россия

[°] ICB, UMR 6303 CNRS-Universit de Bourgogne Franche-Comt, 21078 Dijon, France

[∇] Центр квантовых технологий, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 февраля 2020 г.

После переработки 27 февраля 2020 г.

Принята к публикации 27 февраля 2020 г.

Распад молекул $C_{60}F_{48}$ при субмонослойном и монослойном покрытии на поверхности $Cu(001)$ изучен методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). При комнатной температуре молекулы фторфуллерена на поверхности меди начинают терять атомы фтора сразу после адсорбции. Спектры уровня $C1s$ указывают на значительное уменьшение связей C-F в остове молекул фторфуллерена для субмонослойного покрытия и постепенную потерю фтора со временем для монослойного покрытия. Выявлено, что энергетическое положение пика C-F в спектре $C1s$ является функцией содержания фтора в молекуле. Спектры $Cu 2p$ после адсорбции имеют характерные особенности, присущие галогениду меди. СТМ-изображения субмонослойного покрытия показывают реконструкции поверхности $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$ и $(2\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$, вызванные влиянием адсорбированных атомов фтора.

DOI: 10.31857/S0370274X20060107

1. Введение. Фторфуллерены [1] являются представителями нового семейства химических веществ на основе C_{60} . Функционализация углеродного остова молекулы C_{60} атомами фтора позволяет получить экзо-производные фуллерена с новыми физическими и химическими свойствами, поэтому детальное исследование таких молекул представляет интерес с точки зрения их потенциального применения в материаловедении. В последнее время для разработки новых технологических применений, основанных на локальном травлении, особое внимание было уделено изучению физико-химических свойств фторфуллеренов $C_{60}F_n$ на металлических и полупроводниковых поверхностях. В частности, высокая реакционная способность $C_{60}F_{36}$ позволила использовать эту молекулу в качестве легирующей примеси для создания проводимости p-типа в пентаценовой пленке для конструкции диодов Шоттки [2]. Эффект легирования пентацена фторфуллереном $C_{60}F_{36}$ был также использован для создания полевого транзистора с использованием органических

соединений [3]. В работе [4] сообщается о создании монослоя графена в модифицированном электронном состоянии путем частичной интеркаляции фтора между углеродным буферным слоем и нижележащей подложкой $SiC(0001)$ путем осаждения молекулярного слоя $C_{60}F_{48}$. Также было предпринято несколько попыток изучить взаимодействие и молекулярную электронную структуру фторфуллеренов на полупроводниковых подложках. С помощью сканирующей туннельной микроскопии исследованы тонкие молекулярные пленки $C_{60}F_{42}$, $C_{60}F_{44}$ и $C_{60}F_{48}$ на поверхности $Si(111)-(7 \times 7)$ [5–8]. Экспериментальные результаты показывают, что фтор некоторых молекул $C_{60}F_n$ может быть отделен от каркаса C_{60} и провоцирует образование прочной ковалентной связи Si-C между молекулой фуллерена и поверхностью. Между тем, диффундирующие атомы фтора вызывают локальное травление поверхности кремния. Исследования одиночных молекул и самоорганизующихся наноструктур, состоящих из молекул фторфуллеренов ($C_{60}F_{18}$ и $C_{60}F_{36}$), на поверхности $Au(111)$ методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) указывают на стабильность

¹⁾e-mail: oreshkin@spmlab.phys.msu.ru

осажденных молекул [10, 11]. Чистая поверхность золота используется в качестве инертного носителя и эталона энергии связи для исследований фторфуллеренов в рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) [12]. В отличие от поверхности золота, разложение молекул $C_{60}F_{18}$ на поверхности $Cu(001)$ с образованием F-индуцированных структур было показано в работе [13]. Разложение молекул $C_{60}F_n$ с ростом упорядоченной структуры галогенида меди, зависимым от степени покрытия поверхности молекулами фторфуллерена, может быть использовано в качестве контролируемой функционализации поверхности меди [14]. В настоящей работе изучен распад молекул фторфуллерена $C_{60}F_{48}$ на поверхности $Cu(001)$, и представлено исследование химических состояний фтора, углерода и меди методом РФЭС.

2. Экспериментальная процедура. Эксперимент проводился при одинаковых условиях в двух сверхвысоковакуумных системах. Одна система использовалась для проведения исследований методами РФЭС и дифракции медленных электронов (ДМЭ), вторая – для измерений методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Базовое давление в первой системе было 1×10^{-10} мбар, во второй – 4×10^{-11} мбар. Методика подготовки поверхности образцов была одинакова для обоих экспериментов. Чистую поверхность кристалла $Cu(001)$ (чистота 99.9999 %) готовили путем проведения циклов ионного распыления аргона (0.8–1.0 кэВ, 15 мин) с последующим отжигом при 973 К. Циклы очистки повторялись до получения отчетливо видимой дифракционной картины хорошо упорядоченной $p(1 \times 1)$ структуры поверхности методом ДМЭ в первом случае, и до получения бездефектного СТМ-изображения с протяженными террасами (порядка 500 нм) во втором случае. Высота моноатомных ступеней, разделяющих террасы, равнялась $2.0 \pm 0.2 \text{ \AA}$, что находится в хорошем совпадении с расстоянием между соседними (001) плоскостями в объемном монокристалле меди (1.805 \AA) (рис. 1а). Поверхностную ячейку $Cu(001)$ с периодом $2.5 \pm 0.2 \text{ \AA}$ можно было наблюдать в пределах площади террас на СТМ-изображениях высокого пространственного разрешения (вставка на рис. 1а). Для получения спектров РФЭС использовали двойной анод XR3E2 (VG Microtech, Англия) с возбуждением линий $Al K_{\alpha}$ и $Mg K_{\alpha}$. Спектры от поверхности $Cu(001)$ были получены при возбуждении с использованием линии $Mg K_{\alpha}$ (мощность рентгеновского излучения 200 Вт). Опорной точкой служил пик $Cu 2p_{3/2}$ чистой поверхности меди, видимый в спектре при энергии связи 932.7 эВ. Спектры РФЭС были получены при угле фотоэлектронной

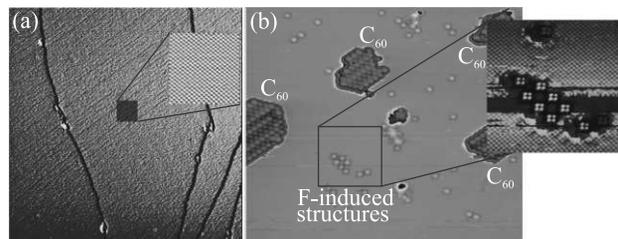


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Топографическое СТМ-изображение заполненных электронных состояний ($120 \times 120 \text{ нм}$; $V_t = -1.0 \text{ В}$, $I_t = 0.1 \text{ нА}$) поверхности $Cu(001)$. Вставка на (а) показывает СТМ-изображение высокого пространственного разрешения ($V_t = -5 \text{ мВ}$, $I_t = 0.1 \text{ нА}$) поверхности $Cu(001)$. (б) – СТМ-изображение молекул $C_{60}F_{48}$ на поверхности $Cu(001)$ при степени покрытия 0.1 монослоя. Вставка на (б) показывает СТМ-изображение высокого пространственного разрешения участков нуклеации структуры ($(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$), индуцированной на поверхности $Cu(001)$ адсорбцией атомов фтора

эмиссии 60° относительно нормали к поверхности. Кристалл меди после приготовления каждый раз охлаждали от повышенных температур до 300–330 К перед осаждением молекул $C_{60}F_{48}$. Для получения СТМ-изображений в качестве зонда использовались вольфрамовые иглы, полученные из поликристаллической вольфрамовой проволоки методом электрохимического травления. Приложенное к туннельному зазору напряжение смещения соответствовало потенциалу образца относительно зонда во всех проводимых экспериментах. Порошок $C_{60}F_{48}$ был синтезирован в группе проф. Л. Н. Сидорова. Для получения чистого $C_{60}F_{48}$ использовался метод фторирования C_{60} в твердофазных реакциях с фторидами переходных металлов (MnF_3 или K_2PtF_6) [1, 15]. Молекулы осаждались путем испарения из ячейки Кнудсена, нагретой до 470 К. Температура ячейки контролировалась с помощью пирометра, позволяющего производить измерения в инфракрасном диапазоне. Давление при испарении было лучше, чем 10^{-8} мбар. В работе [16] было показано, что $C_{60}F_{48}$ испаряется без разложения при данных условиях. Степень покрытия поверхности $Cu(001)$ молекулами фторфуллерена $C_{60}F_{48}$ контролировалась непосредственно с помощью СТМ, либо по угловой зависимости интенсивности линии $Cu 2p$ при проведении РФЭС измерений.

3. Основные результаты. Стехиометрия молекулы $C_{60}F_n$ может быть рассчитана из соотношения интенсивностей пиков по следующей простой формуле: $n = 60I(C-F)/(I(C-C) + I(C-F))$, где $I(C-C)$ и $I(C-F)$ – интегральные интенсивности пиков

C-C и C-F соответственно. Такое приближение дает хорошее согласие с химической формулой $C_{60}F_n$ для высокофторированных фуллеренов ($C_{60}F_{36}$ и $C_{60}F_{48}$) с экспериментальной точностью около 5% [17]. РФЭС спектры молекул $C_{60}F_{48}$, адсорбированных на поверхности Cu(001) при комнатной температуре, изменяются со временем и с изменением степени покрытия молекулами $C_{60}F_{48}$ поверхности меди Cu(001). На рисунке 2а показаны изменения в C_{1s} спектре молекул $C_{60}F_{48}$ на поверхности Cu(001). Отсчет времени производился с момента завершения адсорбции молекул фторфуллерена. Представленные спектры имеют два ярко выраженных пика. Более интенсивный расположен при энергии связи $E_b = 284.7$ эВ с характерным значением ширины пика на его полувысоте (FWHM), равным 1.5 эВ. Пик со значительно меньшей интенсивностью расположен при $E_b = 288.0$ эВ (FWHM = 1.8 эВ). Таким образом, могут быть определены два электронных состояния атомов углерода, которые соответствуют связям C-C (более интенсивный пик) и C-F. Лишь незначительные изменения для более интенсивного пика обнаружены с течением времени. Положение его вершины слегка сдвигается в сторону низких значений энергии связи. Полученная из измерений энергия связи, равная $E_b = 284.7$ эВ, характерна как для чистого углерода, так и для углеводородных соединений. В наших экспериментах измеренное значение энергии может соответствовать полностью восстановленному (потерявшему атомы фтора) фуллерену C_{60} . Хотя нельзя исключать возможности, что такое же значение энергии характеризует углеродные связи C-C в молекулах фторфуллерена $C_{60}F_n$, где $n < 18$. Отношение интенсивностей пиков, характеризующих C-C и C-F связи в субмонослое молекул $C_{60}F_{48}$ на поверхности Cu(001) показывает значительное уменьшение количества атомов фтора со временем. Такой сценарий поддерживается СТМ-измерениями конфигурации молекул $C_{60}F_{48}$ на поверхности Cu(001) при субмонослойном покрытии (рис. 1b). В данном случае степень покрытия поверхности молекулами фторфуллерена оценивается равной 0.1 монослоя. При этом происходит быстрый распад молекул $C_{60}F_{48}$ внутри изолированных островков на молекулы фуллерена C_{60} . При этом атомы фтора, покинувшие молекулу фторфуллерена, вступают в реакцию с поверхностью Cu(001), формируя на последней участки нуклеации, содержащие структуру $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$, хорошо различимую на СТМ-изображении одновременно с поверхностью меди (вставка на рис. 1b). Схожие результаты при малых степенях покрытия поверхности Cu(001) молекулами $C_{60}F_{18}$ были показаны

ны в работе [13]. Отношение интенсивностей пиков (рис. 2а), ответственных за формирование C-C и C-F

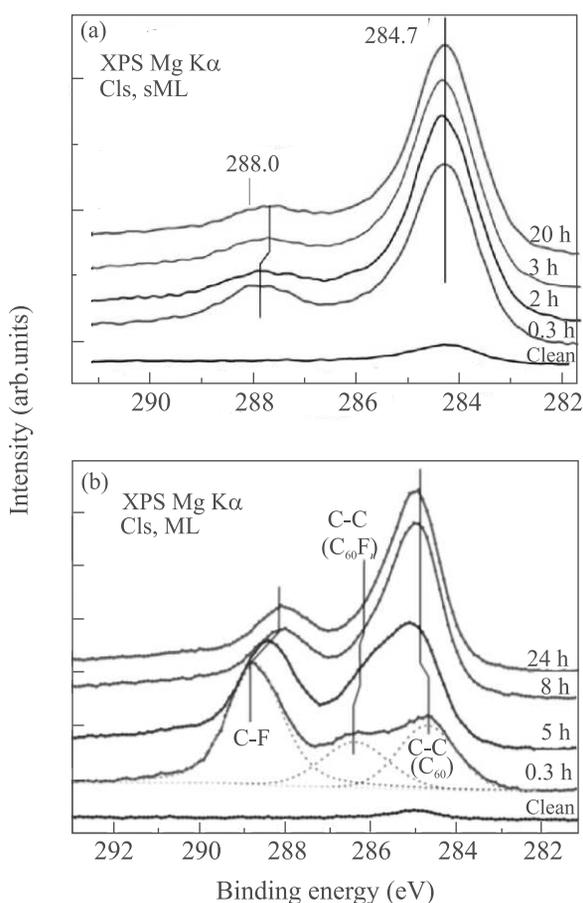


Рис. 2. (Цветной онлайн) Изменение РФЭС-линии C_{1s} со временем; (а) – для субмонослойного покрытия; (б) – для монослойного покрытия

связей, дает оценку усредненной стехиометрии молекулы фторфуллерена после потери ей атомов фтора. Значения усредненной стехиометрии при субмонослойном покрытии поверхности Cu(001) молекулами фторфуллерена $C_{60}F_{48}$ приведены в табл. 1. Как видно из приведенных значений, молекула $C_{60}F_{48}$ теряет большую часть атомов фтора уже в первые два часа с момента осаждения на поверхность меди. Стехиометрия молекулы с 12 атомами фтора является значительно более устойчивой. Интересен тот факт, что на устойчивость образованной конфигурации $C_{60}F_{12}$ указывают и вычисления, проведенные на основе теории функционала плотности, приведенные в [13].

Спектры от монослойного покрытия поверхности Cu(001) молекулами фторфуллерена $C_{60}F_{48}$ показаны на рис. 2b. Как можно видеть, существует зна-

Таблица 1. Субмонослойное покрытие

Время, ч	$C_{60}F_n$
0.3	18.2
2	12.4
3	12.1
20	11.6

чительная разница в положении пиков, изменении их интенсивности и поведении во времени по сравнению с субмонослойным покрытием. Существуют три принципиальных изменения спектров $C1s$ на рис. 2b по сравнению со спектрами, представленными на рис. 2a. Высокоэнергетический пик $E_b = 288.7$ эВ, соответствующий C-F-связям молекул фторфуллерена, является более интенсивным сразу после осаждения. Однако со временем он теряет интенсивность и смещается в сторону уменьшения энергии связи, вплоть до $E_b = 287.9$ эВ через 24 ч. Пик с энергией связи 284.5 – 285.0 эВ, соответствующий C-C-связям в молекуле чистого фуллерена и/или в достаточно восстановленном фторфуллерене, становится более интенсивным со временем. Третий пик, идентифицированный с помощью процедуры аппроксимации формы пика, при $E_b = 286.3$ эВ для спектра $C1s$ через 0.3 ч после осаждения, со временем становится менее интенсивным, а также смещается к более низкой энергии связи, вызывая небольшую асимметрию основного низкоэнергетического пика связей C-C. Этот пик вместе с пиком высоких энергий связей C-F при 288.7 эВ, скорее всего, создается частью целых молекул $C_{60}F_{48}$ или молекулами $C_{60}F_n$ с довольно большим количеством фтора $n \geq 18$. В течение нескольких часов после осаждения интенсивность этих двух пиков спектра $C1s$ уменьшалась, а сами пики смещались в сторону более низкой энергии связи (кривые через 5 и 8 ч на рис. 2b), тогда как растущий низкоэнергетический пик в окрестности энергии связи 285 эВ указывает на возрастающую часть разложившихся фторфуллеренов. Кроме того, форма спектра $C1s$ существенно не изменяется с 8 до 24 ч. Анализ усредненной стехиометрии при монослойном покрытии поверхности $Cu(001)$ молекулами фторфуллерена $C_{60}F_{48}$ приведен в табл. 2.

Таблица 2. Монослойное покрытие

Время, ч	$C_{60}F_n$
0.3	32
5	26.5
8	19.8
24	19.3

Данные табл. 2 позволяют заключить, что молекулы $C_{60}F_{48}$ подвержены более слабому распаду при увеличении степени покрытия поверхности $Cu(001)$ молекулами фторфуллерена. Об этом же явлении свидетельствуют и данные, полученные с помощью СТМ (рис. 3) при увеличении степени по-

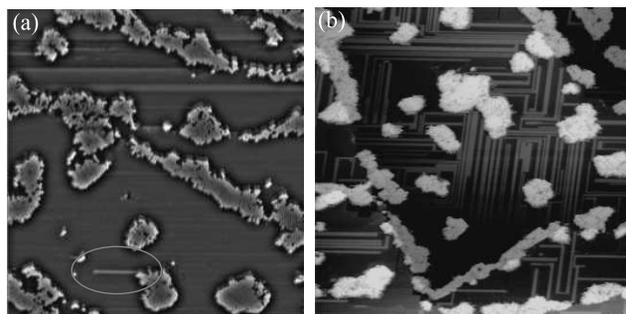


Рис. 3. (Цветной онлайн) СТМ-изображения постоянного тока поверхности $Cu(001)$ после адсорбции на ней 0.3 монослоя молекул $C_{60}F_{48}$. (a) – 130×130 нм; $V_t = -2.0$ В, $I_t = 14$ пА; 17 ч с момента нанесения. (b) – 170×170 нм; $V_t = -2.0$ В, $I_t = 14$ пА; 108 ч 48 мин с момента нанесения

крытия поверхности молекулами $C_{60}F_{48}$ с 0.1 монослоя до 0.3 монослоя. На рисунке 3a показано СТМ-изображение молекул $C_{60}F_{48}$ на поверхности $Cu(001)$ через 17 ч после момента их адсорбции. Как можно заметить, большинство молекул в пределах самоорганизованных островков сохраняют часть атомов фтора. Об этом можно однозначно судить по отсутствию типичной реконструкции $c(4 \times 7)$ ряда, характерной при адсорбции молекул C_{60} на поверхности $Cu(001)$. Кроме того, измеренный профиль поверхности над молекулами C_{60} и $C_{60}F_n$ дает разное значение высоты (6.8 и 8.6 Å, соответственно). Красным эллипсом на рис. 3a выделен участок нуклеации для фтор-индуцируемых структур на поверхности меди. Концентрация атомов фтора, покинувших молекулы фторфуллерена, еще не достаточна для формирования новых структур галогенида меди. Кроме того, уже отсоединившиеся от углеродного остова $C_{60}F_{48}$ атомы фтора могут испытывать поверхностную диффузию в поисках приоритетных участков адсорбции. Об этом процессе могут говорить и сбои во время сканирования над участками поверхности меди, не занятой молекулярными островками. СТМ-изображение на рис. 3b показывает молекулы фторфуллерена спустя 108 ч 48 мин после адсорбции молекул $C_{60}F_{48}$ на поверхность $Cu(001)$. Структура молекулярных островков уже менее однородна. Можно заметить участки поверхности, содержащие как молекулы чистого фуллерена C_{60} , так и моле-

кулы $C_{60}F_n$. Поверхность меди, видимая между островками, существенно трансформирована. На поверхности $Cu(001)$ можно наблюдать возникновение реконструкции $(2\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$, которая была детально проанализирована в работе [14]. Изменения спектров основного уровня F1s со временем после адсорбции молекул фторфуллерена на поверхности $Cu(001)$ показаны на рис. 4. Важно, что спектры, измеренные

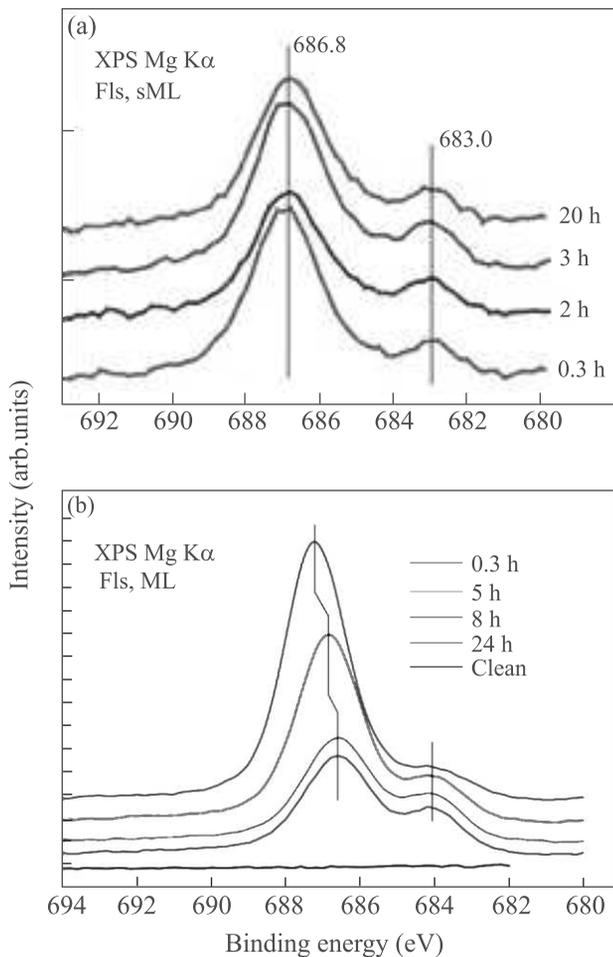


Рис. 4. (Цветной онлайн) Изменение РФЭС-линии F 1s со временем; (а) – для субмонослойного покрытия; (б) – для монослойного покрытия

над субмонослойным покрытием, содержат два пика (рис. 4а). Первый пик расположен при энергии связи 686.8 ± 0.1 эВ, а второй – при $E_b = 683.0 \pm 0.1$ эВ. Значение энергии связи первого пика ниже, чем значение $E_b = 687.4$ эВ уровня F1s молекул $C_{60}F_{48}$ на золоте [18]. Следовательно, пик высокой энергии линии F1s на рис. 4а соответствует связям F-C молекул с пониженным содержанием фтора. Положение второго пика спектров F1s сдвигается примерно на 4 эВ в область с более низкой энергией связи и указы-

вает на высокоэффективное экранирование дырки в основном уровне F1s, возникающей в процессе фотоэлектронной эмиссии. Интенсивность спектральной компоненты F-C заметно уменьшается со временем, хотя соотношение интенсивностей двух пиков стабилизируется через 8 часов. Начальный спектр основного уровня F1s для монослойного покрытия уже имеет плечо около 684.0 эВ, которое, вероятно, образовано благодаря взаимодействию атомов фтора с медью. Растущая интенсивность плеча превращается во второй пик, аналогичный спектру от основного уровня F1s при субмонослойном покрытии, но с более высоким значением энергии связи (684.0 эВ вместо 683.0 эВ). Полученная величина энергии связи выше, чем энергия связи атомов фтора, адсорбированных на поверхности меди, наблюдаемая ранее [19], и указывает на более высокий уровень фторирования атомов меди. Однако это значение ниже, чем энергия связи $E_b = 684.78$ эВ уровня F1s в соединении CuF_2 . РФЭС спектр Cu 2p для субмонослойного покрытия не изменяется заметно со временем. Однако точное сравнение чистого Cu 2p спектра меди и Cu 2p спектра, полученного при субмонослойном покрытии через 3 ч после осаждения молекул фторфуллерена, выявляет небольшую разницу (рис. 5а). Пик $Cu\ 2p^{3/2}$, расположенный при 932.7 эВ, и пик $Cu\ 2p^{1/2}$, расположенный при 952.5 эВ, всегда находятся в одном и том же положении для чистой меди и после осаждения молекул фторфуллерена. Дублетная структура, видимая до пиков $2p^{1/2}$, обусловлена стандартными сателлитами благодаря немонохроматическому излучению линии Mg K α . Спектр Cu 2p через 3 ч после субмонослойной адсорбции $C_{60}F_{48}$ имеет большую ширину пика FWHM для $Cu\ 2p^{3/2}$, равную 1.23 эВ для чистой меди и 1.33 эВ для поверхности с адсорбированными молекулами. Небольшое плечо формируется со стороны более высоких энергий пиков $Cu\ 2p^{3/2}$ и $Cu\ 2p^{1/2}$, как это видно на рис. 5а. Вблизи энергии связи, равной 965 эВ, левее максимума $Cu\ 2p^{1/2}$ можно наблюдать появление сателлитного пика (рис. 5а). Подобная сателлитная структура после $Cu\ 2p^{3/2}$ максимума ($E_b = 942$ эВ), вероятно, замаскирована возникновением сателлитного пика $Cu\ 2p^{1/2}$, возникающим из-за немонохроматичности Mg K α излучения. Однако эти незначительные изменения спектра Cu 2p соответствуют образованию поверхностной сверхструктуры, вызванной адсорбцией атомов фтора. Преобразование спектра Cu 2p во времени очень показательно после адсорбции монослоя молекул $C_{60}F_{48}$. Сравнение Cu 2p спектров чистой поверхности, после адсорбции (через 0.3 ч) и далее с течением времени пред-

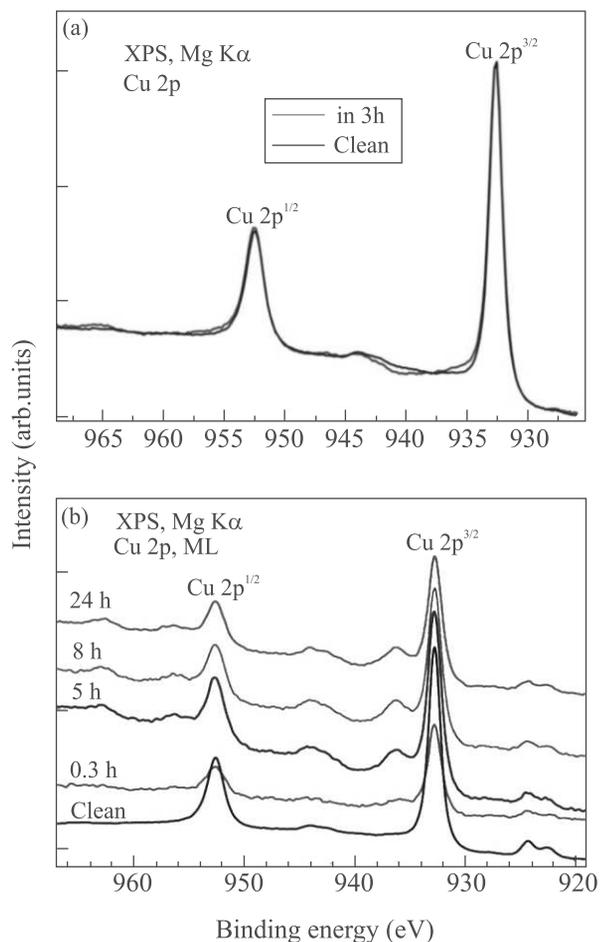


Рис. 5. (Цветной онлайн) Изменение РФЭС-линии $Cu\ 2p$ со временем; (a) – для субмонослойного покрытия; (b) – для монослойного покрытия

ставлено на рис. 5b. Только незначительные изменения по сравнению со спектром чистой поверхности могут быть выявлены в спектре $Cu\ 2p$, полученном сразу после адсорбции (через 0.3 ч). Эти изменения близки к спектрам субмонослойного покрытия (рис. 5a). Значительные изменения спектров наблюдаются через несколько часов после адсорбции (через 5 ч). Появление двух заметных пиков с энергетическими сдвигами $\Delta 1 = 3.5\text{ эВ}$ и $\Delta 2 = 10.2\text{ эВ}$ можно идентифицировать после линий $Cu\ 2p^{3/2}$ и $Cu\ 2p^{1/2}$. Второй пик после компоненты $Cu\ 2p^{3/2}$ (при энергии связи 942.9 эВ) налагается на спутанный пик $Cu\ 2p^{1/2}$, возникающий из-за немонокроматичности $Mg\ K\alpha$ излучения. Эти две структуры пиков становятся более выраженными через 8 ч и практически не меняются в дальнейшем (сравните с кривой через 24 ч), в то время как два основных пика $Cu\ 2p^{3/2}$ и $Cu\ 2p^{1/2}$ уменьшают свою относительную интенсивность, но наблюдаются при той же

энергии связи, что и в чистом металлическом состоянии. Наблюдаемая сложная структура вблизи основных пиков спектров меди после нескольких часов адсорбции молекул $C_{60}F_{48}$, очевидно, указывает на образование достаточного количества связей $Cu-F$ на поверхности. Рентгеновские спектры соединений меди имеют сложную структуру в зависимости от связанного лиганда из-за конфигурации конечных состояний атомов меди в фотоэлектронном процессе [19–21]. Спутанности $Cu\ 2p$ появляются из-за различного экранирования дырки на основном энергетическом уровне меди, вызванного взаимодействием $3d$ -состояний меди и лигандных орбиталей в конечных состояниях фотоэлектронного процесса. Это явление конфигурации спутанности в конечном состоянии в спектре $Cu\ 2p$ характерно для дигалогенидов меди [21]. $Cu\ 2p$ спектр CuF_2 хорошо известен и имеет структуру с двумя пиками для каждого спин-орбитального состояния с позициями энергии связи 936.6 и 943.8 эВ для $Cu\ 2p^{3/2}$ и 956.4 и 963.6 эВ для $Cu\ 2p^{1/2}$ [19, 21], которые очень близки к наблюдаемым растущим пикам на рис. 5b. Пики $Cu\ 2p^{3/2}$ и $Cu\ 2p^{1/2}$ при 932.7 и 952.5 эВ соответствуют чистому металлическому состоянию атомов меди. Следовательно, спектры РФЭС после адсорбции молекул на рис. 5b могут быть аппроксимированы линейной комбинацией спектров чистого металла и фторида меди (II). Таким образом, в рамках проведенной работы было показано, что молекулы $C_{60}F_{48}$ нестабильны на кристалле меди $Cu(001)$ и начинают терять атомы фтора сразу после адсорбции при комнатной температуре. Очевидно, что более высокая энергия адсорбции атома фтора на меди, чем энергия адсорбции атома фтора на остове молекулы фторфуллерена [13], способствует разложению молекул. Отдельные атомы фтора хемосорбируются на поверхности меди. Процесс дефторирования при комнатной температуре продолжается от десятков минут до нескольких часов в зависимости от степени покрытия поверхности $Cu(001)$ молекулами фторфуллеренов.

1. O. V. Boltalina, J. Fluorine Chem. **101**, 273 (2000).
2. P. Pahnner, H. Kleeman, L. Burtone, M. Tietze, J. Fischer, K. Leo, and B. Lüssem, Phys. Rev. B **88**(19), 195205 (2013).
3. P. Gunther, M. Sawatzki, P. Formánek, D. Kasemann, and K. Leo, Adv. Funct. Mater. **26**(5), 768 (2016).
4. S. L. Wong, K. H. Khoo, S. Y. Quek, and A. T. S. Wee, J. Phys. Chem. C **119**, 29193 (2015).
5. J. T. Sadowski, Y. Fujikawa, K. F. Kelly, K. Nakayama, T. Sakurai, E. T. Mickelson, R. H. Hauge, and

- J.L. Margrave, *Materials Characterization* **48**, 127 (2002).
6. Y. Fujikawa, J.T. Sadowski, K.F. Kelly, K.S. Nakayama, T. Nagao, and T. Sakurai, *Surf. Sci.* **521**, 43 (2002).
 7. R.Z. Bakhtizin, A.I. Oreshkin, P. Murugan, V. Kumar, J.T. Sadowski, Y. Fujikawa, Y. Kawazoe, and T. Sakurai, *Chem. Phys. Lett.* **482**(4), 307 (2009).
 8. A.I. Oreshkin, R.Z. Bakhtizin, V.N. Mantsevich, S.I. Oreshkin, S.V. Savinov, and V.I. Panov, *JETP Lett.* **95**(12), 666 (2012).
 9. A.I. Oreshkin, R.Z. Bakhtizin, P. Murugan, V. Kumar, N. Fukui, T. Hashizume, and T. Sakurai, *JETP Lett.* **92**(7), 449 (2010).
 10. K. Bairagi, A. Bellec, R.G. Chumakov, K.A. Menshikov, J. Lagoute, C. Chancon, Y. Giard, S. Rousset, V. Repain, A.M. Lebedev, L.P. Sukhanov, N.Yu. Svechnikov, and V.G. Stankevich, *Surf. Sci.* **641**, 248 (2015).
 11. T.M. Shimizu, J. Jung, T. Otani, Y. Han, M. Kawai, and Y. Kim, *ASC Nano* **6**(3), 2679 (2012).
 12. J.C. Fuggle and N.J. Martensson, *Electron Spectrosc. Rel. Phenom.* **21**, 275 (1980).
 13. A.I. Oreshkin, D.A. Muzychenko, S.I. Oreshkin, V.A. Yakovlev, P. Murugan, S.S. Chandrasekaran, V. Kumar, and R.Z. Bakhtizin, *Nano Res.* **11**, 2069 (2018).
 14. A.I. Oreshkin, D.A. Muzychenko, S.I. Oreshkin, V.I. Panov, R.Z. Bakhtizin, and M.N. Petukhov, *J. Phys. Chem. C* **122**, 24454 (2018).
 15. O.V. Boltalina, V.Yu. Markov, R. Taylor, and M.P. Waugh, *Chem. Commun.* **22**, 2549 (1996).
 16. O.V. Boltalina, V.Yu. Markov, V.Ya. Borschevskii, N.A. Galeva, L.N. Sidorov, G. Gigli, and G.J. Balducci, *J. Phys. Chem.* **103**, 3828 (1999).
 17. P.J. Benning, T.R. Ohno, J.H. Weaver, P. Mukherjee, J.L. Adcock, R.N. Compton, and B.I. Dunlap, *Phys. Rev. B* **47**, 1589 (1993).
 18. V.M. Mikoushkin, V.V. Shitov, V.V. Bryzgalov, Yu.S. Gordeev, O.V. Boltalina, I.V. Goldt, S.L. Molodtsov, and D.V. Vyalikh, *Tech. Phys. Lett.* **35**, 256 (2009).
 19. M.C. Biesinger, *Surf. Interface Anal.* **49**, 1325 (2017).
 20. M.A. van Veeendaal and G.A. Sawatzky, *Phys. Rev. B* **49**, 3473 (1994).
 21. G. van der Laan, C. Westra, C. Haas, and G.A. Sawatzky, *Phys. Rev. B* **23**, 4369 (1981).

Авторский указатель томов 109–110 за 2019 г.

- Ajaz M.** (см. Ali Q.) - 109/8/507
- Aleshchenko Y. A.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Aleshkin K.** GLSM for Berglund–Hübsch Type Calabi–Yau manifolds. Aleshkin K., Belavin A. - 110/11/727
- Ali Q.** Distributions of charged particles' transverse momentum and pseudorapidity in pp collisions at 0.9 TeV. Ali Q., Ali Y., Haseeb M., Ajaz M. - 109/8/507
- Ali Y.** (см. Ali Q.) - 109/8/507
- Amata E.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Amusia M. Ya.** (см. Shaginyan V. R.) - 110/4/266
- Anisimov M. A.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Anisimov V. I.** (см. Novoselov D. Y.) - 109/6/392
- Arakcheev A. S.** (см. Shevyrin A. A.) - 109/4/254
- Aronzon B. A.** (см. Kochura A. V.) - 109/3/174
- Artamonov S. A.** (см. Shaginyan V. R.) - 110/4/266
- Audouard A.** (см. Gasparov V. A.) - 110/1/68
- Bakarov A. K.** (см. Shevyrin A. A.) - 109/4/254
- Bao X. H.** (см. Tang Y. Z.) - 110/4/235
- Baranov M. A.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Baryshnikova K. V.** Revealing low-radiative modes of nanoresonators with internal raman scattering. Baryshnikova K.V., Frizyuk K., Zograf G., Makarov S., Baranov M.A., Zuev D., Milichko V.A., Mukhin I., Petrov M., Evlyukhin A.B. - 110/1/21
- Bedran Z. V.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Belavin A.** (см. Aleshkin K.) - 110/11/727
- Belyanchikov M. A.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Beysengulov N. R.** (см. Zakharov M. Y.) - 110/10/698
- Blecki J.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Bobkova I. V.** Reconstruction of the DOS at the end of a S/F bilayer. Bobkova I.V., Bobkov A.M. - 109/1/61
- Bobkov A. M.** (см. Bobkova I. V.) - 109/1/61
- Budaev V.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Burdastyh M. V.** Dimension effects in insulating NbTiN disordered films and asymptotic freedom of Cooper pairs. Burdastyh M.V., Postolova S.V., Derbezov I.A., Gaisler A.V., Diamantini M.C., Trugenberg C.A., Vinokur V.M., Mironov A.Yu. - 109/12/833
- Burmistrov I. S.** Comment on “Noise in the helical edge channel anisotropically coupled to a local spin” (Pis'ma v ZhETF 108, 700 (2018)). Burmistrov I.S., Kurilovich P.D., Kurilovich V.D. - 109/9/639
- Chen Y. Y.** (см. Tang Y. Z.) - 110/4/235
- Chernikova N. Yu.** (см. Kaptari L. P.) - 109/5/291
- Chernyshev B. A.** The neutron structure of the ground state of ${}^7\text{He}$. Chernyshev B.A., Demyanova A.S., Goncharov S.A., Gurov Yu.B., Lapushkin S.V., Ogloblin A.A., Sandukovsky V.G., Trzaska W.H. - 110/2/83
- Choi J. -H.** (см. Melik-Gaykazyan E. V.) - 109/2/129
- Christodoulou M.** A note on reflection positivity in nonlocal gravity. Christodoulou M., Modesto L. - 109/5/292
- Croitori D.** (см. Kiiamov A. G.) - 109/4/256
- Davydov A. B.** (см. Kochura A. V.) - 109/3/174
- Demyanova A. S.** (см. Chernyshev B. A.) - 110/2/83
- Derbezov I. A.** (см. Burdastyh M. V.) - 109/12/833
- Deviatov E. V.** (см. Kononov A.) - 109/3/176
(см. Shvetsov O. O.) - 109/11/751
- Diamantini M. C.** (см. Burdastyh M. V.) - 109/12/833
- Dickmann S.** Light absorption properties related to long-living ensemble of spin excitations in an unpolarized quantum Hall system. Dickmann S. - 109/1/63
- Dmitriev V. V.** Superfluid ${}^3\text{He}$ in squeezed nematic aerogel. Dmitriev V.V., Kutuzov M.S., Soldatov A.A., Yudin A.N. - 110/11/748
- Dolinina D. A.** Dynamics of particles trapped by dissipative solitons. Dolinina D.A., Shalin A.S., Yulin A.V. - 110/11/755
- Dressel M.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70

- Drigo L.** (см. Gasparov V. A.) - 110/1/68
- Dukhnenko A. V.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Dzaparova I. M.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Dzhappuev D. D.** *Carpet-2* search for PeV gamma rays associated with IceCube high-energy neutrino events. Dzhappuev D.D., Dzaparova I.M., Gorbacheva E.A., Karpikov I.S., Khadzhiev M.M., Klimenko N.F., Kudzhaev A.U., Kurenaya A.N., Lidvansky A.S., Mikhailova O.I., Petkov V.B., Ptitsyna K.V., Romanenko V.S., Rubtsov G.I., Troitsky S.V., Yanin A.F., Zhezher Ya.V. - 109/4/223
- Esin V. D.** (см. Shvetsov O. O.) - 109/11/751
- Evlyukhin A. B.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Fedaruk R.** (см. Saiko A. P.) - 110/7/435
- Fedyanin A. A.** (см. Melik-Gaykazyan E. V.) - 109/2/129
(см. Romodina M. N.) - 110/11/757
- Filipov V. B.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Frizyuk K.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Gaisler A. V.** (см. Burdastyh M. V.) - 109/12/833
- Gao G.** (см. Tang Y. Z.) - 110/4/235
- Gasparov V. A.** Temperature dependence of the critical field of the organic superconductor κ -(BEDT-TTF)₂Cu[N(CN)₂]Br. Gasparov V.A., Audouard A., Drigo L., Schlueter J.A. - 110/1/68
- Gavrilkin S. Yu.** (см. Kochura A. V.) - 109/3/174
- Godunov S. I.** Dimuon resonance near 28 GeV and muon anomaly. Godunov S.I., Novikov V.A., Vysotsky M.I., Zhemchugov E.V. - 109/6/367
- Goncharov S. A.** (см. Chernyshev B. A.) - 110/2/83
- Gorbacheva E. A.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Gorbatsevich A. A.** Destructive quantum interference and exceptional points in high-frequency response of two-state system. Gorbatsevich A.A., Shubin N.M. - 110/9/620
- Gorshunov B. P.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Grigorenko L. V.** (см. Sharov P. G.) - 110/1/7
- Grishin A. M.** Waveguiding in all-garnet heteroepitaxial magneto-optical photonic crystals. Grishin A.M., Khartsev S.I. - 109/2/82
- Gurov Yu. B.** (см. Chernyshev B. A.) - 110/2/83
- Haseeb M.** (см. Ali Q.) - 109/8/507
- Huang D. -J.** (см. Streltsov S. V.) - 109/12/826
- Iaparov B. I.** (см. Okenov A. O.) - 110/3/213
- Ionin A. A.** (см. Kudryashov S. I.) - 109/3/160
- Ioselevich P. A.** Optical properties of $p_x + ip_y$ superconductors with strong impurities. Ioselevich P.A., Ostrovsky P.M. - 110/12/812
- Ismailova A. N.** (см. Sharov P. G.) - 110/1/7
- Japaridze G. S.** (см. Shaginyan V. R.) - 110/4/266
- Kaptari L. P.** Longitudinal structure function F_L at small x extracted from the Berger–Block–Tan parametrization of F_2 . Kaptari L.P., Kotikov A.V., Chernikova N.Yu., Zhang P. - 109/5/291
- Karpikov I. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Khadzhiev M. M.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Khartsev S. I.** (см. Grishin A. M.) - 109/2/82
- Khasanov R.** (см. Sakhin V.) - 109/7/479
- Khokhlov N. A.** (см. Kochura A. V.) - 109/3/174
- Khomskii D. I.** (см. Streltsov S. V.) - 109/12/826
- Khrapai V. S.** (см. Konyzheva S. K.) - 109/2/89
- Khusnutdinov N.** Casimir effects in 2D Dirac Materials. Khusnutdinov N., Woods L.M. - 110/3/170
- Kiiamov A.** (см. Sakhin V.) - 109/7/479
- Kiiamov A. G.** DFT and Mössbauer spectroscopy study of FeTe_{0.5}Se_{0.5} single crystal. Kiiamov A.G., Tayurskii D.A., Vagizov F.G., Croitori D., Tsurkan V., Krug von Nidda H.-A., Tagirov L.R. - 109/4/256
- Kivshar Y. S.** (см. Melik-Gaykazyan E. V.) - 109/2/129
- Klimenko N. F.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Klinkhamer F. R.** Tetrads and q -theory. Klinkhamer F.R., Volovik G.E. - 109/6/369
- Kochura A. V.** Vapor-phase synthesis and magnetoresistance of (Cd_{1-x}Zn_x)₃As₂ ($x = 0.007$) single crystals. Kochura A.V., Oveshnikov L.N., Kuzmenko A.P., Davydov A.B., Gavrilkin S.Yu., Zakhvalinskii V.S., Kulbachinskii V.A., Khokhlov N.A., Aronzon B.A. - 109/3/174

- Kolesnikov N. N.** (см. Kononov A.) - 109/3/176
(см. Shvetsov O. O.) - 109/11/751
- Komandin G. A.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Komleva E. V.** (см. Temnikov F. V.) - 110/9/595
- Kononov A.** Spin wave effects in transport between a ferromagnet and a Weyl semimetal surface. Kononov A., Shvetsov O.O., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 109/3/176
- Konyzheva S. K.** On the accuracy of conductance quantization in spin-Hall insulators. Konyzheva S.K., Tikhonov E.S., Khrapai V.S. - 109/2/89
- Korotin D. M.** (см. Novoselov D. Y.) - 109/6/392
- Koshelev K. L.** (см. Melik-Gaykazyan E. V.) - 109/2/129
- Kotikov A. V.** (см. Kaptari L. P.) - 109/5/291
- Kozak L.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Krug von Nidda H. -A.** (см. Kiiamov A. G.) - 109/4/256
- Kruk S. S.** (см. Melik-Gaykazyan E. V.) - 109/2/129
- Kudryashov S. I.** In situ supercontinuum nanopatterning of silicon surface by femtosecond laser super-filaments. Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Rudenko A.A., Ionin A.A. - 109/3/160
- Kudzhaev A. U.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Kukovitsky E.** (см. Sakhin V.) - 109/7/479
- Kulbachinskii V. A.** (см. Kochura A. V.) - 109/3/174
- Kurenya A. N.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Kurilovich P. D.** (см. Burmistrov I. S.) - 109/9/639
- Kurilovich V. D.** (см. Burmistrov I. S.) - 109/9/639
- Kurosu M.** (см. Shevyrin A. A.) - 109/4/254
- Kutuzov M. S.** (см. Dmitriev V. V.) - 110/11/748
- Kuzmenko A. P.** (см. Kochura A. V.) - 109/3/174
- Lapushkin S. V.** (см. Chernyshev B. A.) - 110/2/83
- Lebed A. G.** Layered superconductor in a magnetic field: breakdown of the effective masses model. Lebed A.G. - 110/3/163
- Legen L.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Lidvansky A. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Li H.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Lozovik Yu. E.** (см. Mavrin B. N.) - 109/9/627
- Lyosogorskiy Yu.** (см. Zakharov M. Y.) - 110/10/698
- Lyubin E. V.** (см. Romodina M. N.) - 110/11/757
- Makarov S.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Marcucci F.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Markevich S. A.** (см. Saiko A. P.) - 110/7/435
- Mavrin B. N.** Electron-phonon interaction, phonon and electronic structures of layered electride Ca₂N. Mavrin B.N., Perminova M.E., Lozovik Yu.E. - 109/9/627
- Melik-Gaykazyan E. V.** Enhanced second-harmonic generation with structured light in AlGaAs nanoparticles governed by magnetic response. Melik-Gaykazyan E.V., Koshelev K.L., Choi J.-H., Kruk S.S., Park H.-G., Fedyanin A.A., Kivshar Y.S. - 109/2/129
- Mikhailova O. I.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Milichko V. A.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Mironov A. Yu.** (см. Burdastyh M. V.) - 109/12/833
- Modesto L.** (см. Christodoulou M.) - 109/5/292
- Moskvin A. S.** (см. Okenov A. O.) - 110/3/213
- Msezane A. Z.** (см. Shaginyan V. R.) - 110/4/266
- Mukhin I.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Muratov A. V.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Nagaev K. E.** Reply to comment on “Noise in the helical edge channel anisotropically coupled to a local spin” (Pis'ma v ZhETF 108, 700 (2018)). Nagaev K.E., Remizov S.V., Shapiro D.S. - 109/9/641
- Nemecek Z.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Nikitov S. A.** (см. Osokin S. A.) - 110/9/628
- Nissinen J.** On thermal Nih–Yan anomaly in topological Weyl material. Nissinen J., Volovik G.E. - 110/12/797
- Novikov V. A.** (см. Godunov S. I.) - 109/6/367
- Novoselov D. Y.** Interplay between Coulomb interaction and hybridization in Ca and anomalous pressure dependence of resistivity. Novoselov D.Y., Korotin D.M., Shorikov A.O., Oganov A.R., Anisimov V.I. - 109/6/392
- Nozdrachev M.** (см. Savin S.) - 110/5/323

- Nozik A. A.** Direct search for keV-sterile neutrino in nuclear decay. Troitsk nu-mass (Mini-review). Nozik A.A., Pantuev V.S. - 110/2/81
- Oganov A. R.** (см. Novoselov D. Y.) - 109/6/392
- Ogloblin A. A.** (см. Chernyshev B. A.) - 110/2/83
- Okenov A. O.** Internal friction as possible key factor governing the thermosensitivity of TRP channels. Okenov A.O., Iaparov B.I., Moskvina A.S. - 110/3/213
- Osokin S. A.** Influence of shape effects on the spectrum of spin waves in finite array of ferromagnetic pillars. Osokin S.A., Safin A.R., Nikitov S.A. - 110/9/628
- Ostrovsky P. M.** (см. Ioselevich P. A.) - 110/12/812
- Oveshnikov L. N.** (см. Kochura A. V.) - 109/3/174
- Palocchia G.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Pantuev V. S.** (см. Nozik A. A.) - 110/2/81
- Park H. -G.** (см. Melik-Gaykazyan E. V.) - 109/2/129
- Pchelkina Z. V.** (см. Temnikov F. V.) - 110/9/595
- Perminova M. E.** (см. Mavrin B. N.) - 109/9/627
- Petkov V. B.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Petrov M.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Pogosov A. G.** (см. Shevyrin A. A.) - 109/4/254
- Postolova S. V.** (см. Burdastyh M. V.) - 109/12/833
- Ptitsyna K. V.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Rauch J. L.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Remizov S. V.** (см. Nagaev K. E.) - 109/9/641
- Romanenko V. S.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Romodina M. N.** Thermophoresis-assisted micro-scale magnus effect in optical traps. Romodina M.N., Shchelkunov N.M., Lyubin E.V., Fedyanin A.A. - 110/11/757
- Rubtsov G. I.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Rudenko A. A.** (см. Kudryashov S. I.) - 109/3/160
- Safin A. R.** (см. Osokin S. A.) - 110/9/628
- Safrankova J.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Saiko A. P.** Possibility of direct observation of the Bloch–Siegert shift in coherent dynamics of multiphoton Raman transitions. Saiko A.P., Markevich S.A., Fedaruk R. - 110/7/435
- Sakhin V.** To the intrinsic magnetism of the $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ topological insulator. Sakhin V., Kukovitsky E., Kiiamov A., Khasanov R., Talanov Yu., Teitel'baum G. - 109/7/479
- Sandukovsky V. G.** (см. Chernyshev B. A.) - 110/2/83
- Savin S.** Collisionless plasma processes at magnetospheric boundaries: Role of strong nonlinear wave interactions. Savin S., Amata E., Zelenyi L., Wang C., Li H., Tang B., Palocchia G., Safrankova J., Nemecek Z., Sharma A.S., Marcucci F., Kozak L., Rauch J.L., Budaev V., Blecki J., Legen L., Nozdrachev M. - 110/5/323
- Schlueter J. A.** (см. Gasparov V. A.) - 110/1/68
- Seleznev L. V.** (см. Kudryashov S. I.) - 109/3/160
- Shaginyan V. R.** Fermion condensation, T -linear resistivity and Planckian limit. Shaginyan V.R., Amusia M.Ya., Msezane A.Z., Stephanovich V.A., Japaridze G.S., Artamonov S.A. - 110/4/266
- Shalin A. S.** (см. Dolinina D. A.) - 110/11/755
- Shapiro D. S.** (см. Nagaev K. E.) - 109/9/641
- Sharma A. S.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Sharov P. G.** Pauli-principle driven correlations in four-neutron nuclear decays. Sharov P.G., Grigorenko L.V., Ismailova A.N., Zhukov M.V. - 110/1/7
- Shchelkunov N. M.** (см. Romodina M. N.) - 110/11/757
- Shevyrin A. A.** On-chip piezoelectric actuation of nanomechanical resonators containing a two-dimensional electron gas. Shevyrin A.A., Bakarov A.K., Shklyayev A.A., Arakcheev A.S., Kurosu M., Yamaguchi H., Pogosov A.G. - 109/4/254
- Shitsevalova N. Yu.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Shklyayev A. A.** (см. Shevyrin A. A.) - 109/4/254
- Shorikov A. O.** (см. Novoselov D. Y.) - 109/6/392
- Shubin N. M.** (см. Gorbatshevich A. A.) - 110/9/620
- Shvetsov O. O.** (см. Kononov A.) - 109/3/176
Non-linear Hall effect in three-dimensional Weyl and Dirac semimetals. Shvetsov O.O., Esin V.D., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 109/11/751
- Sluchanko N. E.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Soldatov A. A.** (см. Dmitriev V. V.) - 110/11/748

- Solovyev I. V.** (см. Streltsov S. V.) - 109/12/826
- Stephanovich V. A.** (см. Shaginyan V. R.) - 110/4/266
- Streltsov S. V.** Ordering of Fe and Zn ions and magnetic properties of FeZnMo₃O₈. Streltsov S.V., Huang D.-J., Solovyev I.V., Khomskii D.I. - 109/12/826
(см. Temnikov F. V.) - 110/9/595
- Tagirov L. R.** (см. Kiiamov A. G.) - 109/4/256
- Talanov Yu.** (см. Sakhin V.) - 109/7/479
- Tang B.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Tang Y. Z.** Optimization of magnetic confinement for quasi- snowflake divertor configuration. Tang Y.Z., Bao X.H., Gao G., Chen Y.Y. - 110/4/235
- Tan Q.** (см. Wang H.) - 109/10/677
- Tayurskii D. A.** (см. Kiiamov A. G.) - 109/4/256
(см. Zakharov M. Y.) - 110/10/698
- Teitel'baum G.** (см. Sakhin V.) - 109/7/479
- Temnikov F. V.** Mechanism of ferromagnetic ordering of the Mn chains in CaMnGe₂O₆ clinopyroxene. Temnikov F.V., Komleva E.V., Pchelkina Z.V., Streltsov S.V. - 110/9/595
- Tikhonov E. S.** (см. Konyzheva S. K.) - 109/2/89
- Timonina A. V.** (см. Kononov A.) - 109/3/176
(см. Shvetsov O. O.) - 109/11/751
- Troitsky S. V.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Trugenberger C. A.** (см. Burdastyh M. V.) - 109/12/833
- Trzaska W. H.** (см. Chernyshev B. A.) - 110/2/83
- Tsurkan V.** (см. Kiiamov A. G.) - 109/4/256
- Vagizov F. G.** (см. Kiiamov A. G.) - 109/4/256
- Vinokur V. M.** (см. Burdastyh M. V.) - 109/12/833
- Volovik G. E.** Negative temperature for negative lapse function. Volovik G.E. - 109/1/10
(см. Klinkhamer F. R.) - 109/6/369
Two roads to antispacetime in distorted B-phase of ³He. Volovik G.E. - 109/8/509
Comment to the CPT-symmetric Universe: Two possible extensions. Volovik G.E. - 109/10/705
Flat band and Planckian metal. Volovik G.E. - 110/5/335
- (см. Nissinen J.) - 110/12/797
- Voronov V. V.** (см. Zhukova E. S.) - 110/1/70
- Vysotsky M. I.** (см. Godunov S. I.) - 109/6/367
- Wang C.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Wang H.** Comparative study on interatomic force constants and elastic properties of zinc-blende AlN, AlP and AlAs. Wang H., Tan Q., Zeng X. - 109/10/677
- Woods L. M.** (см. Khusnutdinov N.) - 110/3/170
- Yamaguchi H.** (см. Shevyrin A. A.) - 109/4/254
- Yanin A. F.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Yudin A. N.** (см. Dmitriev V. V.) - 110/11/748
- Yulin A. V.** (см. Dolinina D. A.) - 110/11/755
- Zakharov B. G.** Radiative parton energy loss and baryon stopping in AA collisions. Zakharov B.G. - 110/6/361
- Zakharov M. Y.** Modelling of quasi-1D Wigner solid melting in a parabolic confinement. Zakharov M.Y., Beysengulov N.R., Lysogorskiy Yu., Tayurskii D.A. - 110/10/698
- Zakhvalinskii V. S.** (см. Kochura A. V.) - 109/3/174
- Zarembo K.** Chiral estimate of QCD pseudocritical line. Zarembo K. - 110/3/147
- Zelenyi L.** (см. Savin S.) - 110/5/323
- Zeng X.** (см. Wang H.) - 109/10/677
- Zhang C. X.** Hall conductivity as the topological invariant in phase space in the presence of interactions and non-uniform magnetic field. Zhang C.X., Zubkov M.A. - 110/7/480
- Zhang P.** (см. Kaptari L. P.) - 109/5/291
- Zhemchugov E. V.** (см. Godunov S. I.) - 109/6/367
- Zhezher V. Ya.** (см. Dzhappuev D. D.) - 109/4/223
- Zhukova E. S.** Boron ¹⁰B–¹¹B isotope substitution as a probe of mechanism responsible for the record thermionic emission in LaB₆ with the Jahn–Teller instability. Zhukova E.S., Gorshunov B.P., Dressel M., Komandin G.A., Belyanchikov M.A., Bedran Z.V., Muratov A.V., Aleshchenko Y.A., Anisimov M.A., Shitsevalova N.Yu., Dukhnenko A.V., Filipov V.B., Voronov V.V., Sluchanko N.E. - 110/1/70
- Zhukov M. V.** (см. Sharov P. G.) - 110/1/7

- Zograf G.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Zubkov M. A.** (см. Zhang C. X.) - 110/7/480
- Zuev D.** (см. Baryshnikova K. V.) - 110/1/21
- Абдель-Хафиз М.** (см. Фролов К. В.) - 110/8/557
- Абеди С.** (см. Быков А. А.) - 110/10/671
- Абрамов Н. Н.** (см. Москаленко И. Н.) - 110/8/569
- Абросимов Н. В.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Агафонцев Д. С.** Статистические свойства поля скорости зарождающейся трехмерной гидродинамической турбулентности. Агафонцев Д.С., Кузнецов Е.А., Майльбаев А.А. - 110/2/106
- Агеев Э. И.** (см. Кудряшов С. И.) - 109/5/301
(см. Кудряшов С. И.) - 109/7/442
- Агринская Н. В.** Динамические спиновые явления в сложных структурах на основе ферромагнитных металлов и полупроводников (Миниобзор). Агринская Н.В., Козуб В.И., Шумилин А.В. - 110/7/482
- Азаревич А. Н.** (см. Демишев С. В.) - 109/3/152
- Аксенов С. В.** (см. Вальков В. В.) - 110/2/126
- Аладышкин А. Ю.** (см. Путилов А. В.) - 109/11/789
- Албеди С.** (см. Быков А. А.) - 109/6/401
- Алексеев А. М.** (см. Тюгаев М. Д.) - 110/12/772
- Алешин А. Н.** (см. Андрианов А. В.) - 109/1/30
- Алешин В. И.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Алешкин В. Я.** (см. Бовкун Л. С.) - 109/3/184
- Алхазми М.** (см. Ханин Ю. Н.) - 109/7/496
- Альшиц В. И.** (см. Даринская Е. В.) - 110/4/255
- Амусья М. Я.** Фотоионизация эндоэдралов с учетом поляризации фуллеренов. Амусья М.Я., Чернышева Л.В. - 109/6/355
Особенности Вигнеровских времен задержки медленных электронов потенциальной ямой с появляющимися в ней дискретными уровнями. Амусья М.Я., Балтенков А.С. - 109/8/516
Фотоионизация молекулярных эндоэдралов. Амусья М.Я., Чернышева Л.В., Семенов С.К. - 110/2/85
- Ангел Д. В.** (см. Рахмонов И. Р.) - 109/1/36
- Андреев И. В.** (см. Муравьев В. М.) - 109/10/685
- Андрейчиков М. А.** Об относительных вероятностях распадов $B^0 \rightarrow J/\psi\eta(\eta', \pi^0)$ и $B_s \rightarrow J/\psi\eta(\eta')$. Андрейчиков М.А., Высоцкий М.И., Новиков В.А. - 110/10/633
- Андрианов А. В.** Терагерцовые колебательные моды в пленках перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ и CsPbI_3 . Андрианов А.В., Алешин А.Н., Матюшкин Л.Б. - 109/1/30
(см. Захарьин А. О.) - 109/12/821
- Андрющенко П. Д.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Антропов Н. О.** Переход в магнитное неколлинеарное спин-флоп состояние в сверхрешетке Fe/Pd/Gd/Pd. Антропов Н.О., Хайдуков Ю.Н., Кравцов Е.А., Макарова М.В., Проглядо В.В., Устинов В.В. - 109/6/408
- Аплеснин С. С.** Влияние подложки на магнитоэлектрический эффект пленок висмутового феррита граната с редкоземельным замещением. Аплеснин С.С., Масюгин А.Н., Ситников М.Н., Ишибаши Т. - 110/3/204
- Аристов Д. Н.** (см. Тимофеев В. Е.) - 109/3/200
- Артюх А. А.** Упругие свойства би-графеновых наноструктур с замкнутыми отверстиями. Артюх А.А., Чернозатонский Л.А. - 109/7/481
- Архипенко М. В.** Вынужденное низкочастотное рассеяние света в водной суспензии вируса табачной мозаики. Архипенко М.В., Бункин А.Ф., Давыдов М.А., Карпова О.В., Ошурко В.Б., Першин С.М., Стрельцов В.Н., Федоров А.Н. - 109/9/598
- Архипов М. В.** Синхронизация мод в титансапфировом лазере за счет когерентного поглотителя. Архипов М.В., Архипов Р.М., Шимко А.А., Бабушкин И., Розанов Н.Н. - 109/10/657
(см. Архипов Р. М.) - 110/1/9
- Архипов Р. М.** (см. Архипов М. В.) - 109/10/657
Предельно короткие оптические импульсы и их генерация в резонансных средах (Миниобзор). Архипов Р.М., Архипов М.В., Шимко А.А., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. - 110/1/9
- Арышев А.** (см. Шкитов Д. А.) - 109/12/809
- Асадчиков В. Е.** (см. Ермаков Ю. А.) - 109/5/340
- Астафьев А. А.** (см. Шахов А. М.) - 109/5/294

- Фемтосекундный лазерный синтез люминесцентных углеродных точек из толуола. Астафьев А.А., Шахов А.М., Васин А.А., Костина Ю.В., Надточенов В.А. - 110/7/456
- Атанасова П. Х.** Периодичность в возникновении интервалов переворота магнитного момента φ_0 перехода. Атанасова П.Х., Панайотова С.А., Рахмонов И.Р., Шукринов Ю.М., Земляная Е.В., Башакин М.В. - 110/11/736
- Афанасьев В. В.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Афонин В. В.** О точных решениях для жидкости Латинджера с одной примесью. Афонин В.В., Петров В.Ю. - 109/11/797
- Афонин Г. В.** (см. Кончаков Р. А.) - 109/7/473
- Ахматханов А. Р.** (см. Савченков Е. Н.) - 110/3/165
- Бабич Л. П.** Планетарные атмосферы как детекторы грозовых нейтронов. Бабич Л.П. - 109/10/645
- Бабушкин И.** (см. Архипов М. В.) - 109/10/657
- Бакаров А. К.** (см. Быков А. А.) - 109/6/401
(см. Дмитриев А. А.) - 110/1/62
(см. Быков А. А.) - 110/5/337
- Бакшт Е. Х.** Излучение Вавилова–Черенкова в видимой и УФ областях спектра при прохождении электронов с энергией 6 МэВ через кварцевую пластинку. Бакшт Е.Х., Вуколов А.В., Ерофеев М.В., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Тарасенко В.Ф., Бураченко А.Г., Шевелев М.В. - 109/9/584
(см. Тарасенко В. Ф.) - 110/1/72
- Балагуров А. М.** Эффекты упорядочения в Fe-xAl сплавах. Балагуров А.М., Бобриков И.А., Головин И.С. - 110/9/584
- Балаев Д. А.** (см. Князев Ю. В.) - 110/9/614
- Балашов Е. М.** (см. Далидчик Ф. И.) - 109/10/709
- Балтенков А. С.** (см. Амуся М. Я.) - 109/8/516
- Балыбин С. Н.** Фотоионизация атомных систем в сжатых неклассических полях. Балыбин С.Н., Тигонова О.В. - 109/11/729
- Барабан И. А.** (см. Григорьев С. В.) - 110/12/799
- Барабанов А. Л.** (см. Воробьев А. С.) - 110/4/222
- Барабанов А. Ф.** (см. Валиулин В. Э.) - 109/8/557
- Барецки Б.** (см. Страумал Б. Б.) - 110/9/622
- Баскаков А. О.** Переход полупроводник–полуметалл в $\text{Rb}_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{S}_2$, индуцированный высоким давлением. Баскаков А.О., Огаркова Ю.Л., Любутин И.С., Старчиков С.С., Ксенофонов В., Шилин С.И., Кроиторь Д., Цуркан В., Медведев С.А., Наумов П.Г. - 109/8/547
- Батыршин Э. С.** (см. Делев В. А.) - 109/2/84
(см. Делев В. А.) - 110/9/607
- Бацанов С. А.** Анализ закономерностей формирования нанокристаллов сульфидов металлов, синтезированных с применением технологии Ленгмюра–Блоджетт. Бацанов С.А., Гутаковский А.К. - 109/11/734
- Башаров А. М.** (см. Трубилко А. И.) - 109/2/75
Апостериорный вектор состояния излучающей двухуровневой частицы. Башаров А.М. - 109/10/699
(см. Трубилко А. И.) - 110/7/505
- Башакин М. В.** (см. Атанасова П. Х.) - 110/11/736
- Бегинин Е. Н.** (см. Одинцов С. А.) - 110/6/414
(см. Мартышкин А. А.) - 110/8/526
- Бежанов С. Г.** (см. Кудряшов С. И.) - 109/6/387
(см. Кудряшов С. И.) - 110/2/90
(см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230
- Беккерман А. Д.** (см. Белых С. Ф.) - 109/8/511
- Белгибаев Т.** (см. Рахмонов И. Р.) - 109/1/36
- Белов П. А.** (см. Буслаев П. И.) - 109/11/805
- Белых С. Ф.** Метод прямого обнаружения и исследования долгоживущих возбужденных состояний одно- и многозарядных ионов переходных и редкоземельных металлов. Белых С.Ф., Толстогузов А.Б., Беккерман А.Д., Богданова Т.В. - 109/8/511
- Беляев К. Г.** (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147
- Бердников Я. А.** (см. Воронин В. В.) - 110/9/579
- Беседин И. С.** (см. Москаленко И. Н.) - 110/8/569
- Бир А. С.** Генерация темных многосолитонных комплексов в магнном кольцевом резонаторе с управлением дисперсией и конкурирующими нелинейными спин-волновыми взаимодействиями. Бир А.С., Гришин С.В. - 110/5/348
- Бисти В. Е.** Квазидырки в гетеропереходе MgZnO/ZnO как вакансии. Бисти В.Е. - 109/2/105

- Блошкин А. А.** (см. Якимов А. И.) - 110/6/393
- Бобриков И. А.** (см. Балагуров А. М.) - 110/9/584
- Бовкун Л. С.** Магнитопоглощение в квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe в наклонных магнитных полях. Бовкун Л.С., Иконников А.В., Алешкин В.Я., Орлита М., Потемски М., Пио Б.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И. - 109/3/184
- Богач А. В.** (см. Демишев С. В.) - 109/3/152
- Богданова Т. В.** (см. Белых С. Ф.) - 109/8/511
- Богомяков А. С.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
- Божко С. И.** (см. Путилов А. В.) - 109/11/789
- Борисова С. Д.** (см. Русина Г. Г.) - 109/9/621
Магнитные свойства тримеров тяжелых *p*-элементов IV–VI групп. Борисова С.Д., Русина Г.Г., Еремеев С.В., Чулков Е.В. - 110/3/190
- Босак А. А.** (см. Паршин П. П.) - 110/1/30
- Брагинец Ю. П.** (см. Воронин В. В.) - 110/9/579
- Брагута В. В.** Изучение свойств холодной кварковой материи с ненулевой изоспиновой плотностью в рамках решеточного моделирования. Брагута В.В., Котов А.Ю., Николаев А.А. - 110/1/3
- Бражкин В. В.** (см. Громницкая Е. Л.) - 110/9/602
(см. Энкович П. В.) - 110/10/687
- Брискина Ч. М.** (см. Тарасов А. П.) - 110/11/750
- Буасье Г.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
- Бугаев А. Л.** Кинетика атомной структуры наночастиц палладия в ходе десорбции водорода по данным рентгеновской дифракции. Бугаев А.Л., Гуда А.А., Ломаченко К.А., Солдатов А.В. - 109/9/615
- Бункин А. Ф.** (см. Архипенко М. В.) - 109/9/598
- Буньков Ю. М.** Нерезонансное возбуждение бозе-эйнштейновского конденсата магнонов в MnCO₃. Буньков Ю.М., Клочков А.В., Сафин Т.Р., Сафуллин К.Р., Тагиров М.С. - 109/1/43
- Бураченко А. Г.** (см. Бакшт Е. Х.) - 109/9/584
- Буслаев П. И.** Ответ на комментарий к работе “Плазмоны в волноводных структурах из двух слоев графена” (Письма в ЖЭТФ 97(9), 619 (2013)). Буслаев П.И., Иорш И.В., Шадринов И.В., Белов П.А., Кившарь Ю.С. - 109/11/805
- Буслеев Н. И.** (см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230
- Бутапин А. В.** (см. Муслимов А. Э.) - 109/9/629
- Бутылкин В. С.** (см. Крафтмахер Г. А.) - 109/4/224
- Бушуйкин П. А.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Быков А. А.** Биения квантовых осцилляций сопротивления в двухподзонных электронных системах в наклонных магнитных полях. Быков А.А., Стрыгин И.С., Горан А.В., Марчишин И.В., Номоконов Д.В., Бакаров А.К., Албеди С., Виткалов С.А. - 109/6/401
(см. Дмитриев А. А.) - 110/1/62
Модуляция магнито-межподзонных осцилляций в одномерной латеральной сверхрешетке. Быков А.А., Стрыгин И.С., Горан А.В., Номоконов Д.В., Марчишин И.В., Бакаров А.К., Родякина Е.Е., Латышев А.В. - 110/5/337
Индукцированное микроволновым излучением магнито-межподзонное рассеяние в квадратной решетке антиточек. Быков А.А., Стрыгин И.С., Горан А.В., Родякина Е.Е., Номоконов Д.В., Марчишин И.В., Албеди С., Виткалов С.А. - 110/10/671
- Бюхнер Б.** (см. Камашев А. А.) - 110/5/325
- Вааг А.** (см. Максимов А. А.) - 110/12/806
- Вайс Д.** (см. Козлов Д. А.) - 109/12/835
- Вайшнене Л. А.** (см. Воробьев А. С.) - 110/4/222
- Валидов А. А.** (см. Камашев А. А.) - 110/5/325
- Валиулин В. Э.** Термодинамика симметричной спин-орбитальной модели: одномерный и двумерный случаи. Валиулин В.Э., Михеенков А.В., Кугель К.И., Барабанов А.Ф. - 109/8/557
- Вальков В. В.** Устойчивость фазы сосуществования киральной сверхпроводимости и неколлинеарного спинового упорядочения с нетривиальной топологией при сильных электронных корреляциях Вальков В.В., Злотников А.О. - 109/11/769
Реализация топологически нетривиальных фаз, каскад квантовых переходов и идентификация майорановских мод в киральных сверхпроводниках и нанопроволоках (Миниобзор). Вальков В.В., Мицкан В.А., Злотников А.О., Шустин М.С., Аксенов С.В. - 110/2/126
- Ваньков А. Б.** О спиновой деполяризации холловского ферромагнетика вблизи $\nu = 1$ в двумерных электронных системах на основе ZnO. Ваньков А.Б., Кайсин Б.Д., Кукушкин И.В. - 110/4/268

- Варнаков С. Н.** (см. Максимова О. А.) - 110/3/155
- Васильев Е. В.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Васильев Р. Б.** (см. Смирнов А. М.) - 109/6/375
(см. Смирнов А. М.) - 109/7/466
- Васин А. А.** (см. Астафьев А. А.) - 110/7/456
- Васкан И. С.** (см. Довженко Д. С.) - 109/1/12
- Введенский Н. В.** (см. Костин В. А.) - 110/7/449
- Вдовин Е. Е.** (см. Ханин Ю. Н.) - 109/7/496
- Веденеев А. С.** Эффекты монополярного резистивного переключения в тонких слоях алмазоподобного углерода. Веденеев А.С., Лузанов В.А., Рыльков В.В. - 109/3/170
- Веденеев С. И.** Движение джозефсоновских вихрей в слоистом монокристалле $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ в параллельных высоких магнитных полях. Веденеев С.И. - 109/1/25
- Вейко В. П.** (см. Кудряшов С. И.) - 109/5/301
(см. Кудряшов С. И.) - 109/7/442
(см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230
- Верняя М.** (см. Володин В. А.) - 109/6/371
- Верховский С. В.** (см. Волкова З. Н.) - 109/8/552
- Вещунов И. С.** (см. Винников Л. Я.) - 109/8/530
- Виглин Н. А.** Эффективная инжекция спинов из ферромагнитного металла в полупроводник InSb . Виглин Н.А., Цвелиховская В.М., Кулеш Н.А., Павлов Т.Н. - 110/4/248
- Вильшанская Е. В.** (см. Зеленер Б. Б.) - 110/12/767
- Винников Л. Я.** Прямое наблюдение вихревых и мейснеровских доменов в монокристалле ферромагнитного сверхпроводника $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21})_2$. Винников Л.Я., Вещунов И.С., Сидельников М.С., Столяров В.С., Егоров С.В., Скрябина О.В., Джао В., Цао Г., Тамегай Т. - 109/8/530
- Виноградов А. Ю.** (см. Ясников И. С.) - 110/6/421
- Виткалов С. А.** (см. Быков А. А.) - 109/6/401
(см. Быков А. А.) - 110/10/671
- Витлина Р. З.** Электронный спектр и оптические свойства квантовых проволок ДХПМ. Витлина Р.З., Магарилл Л.И., Чаплик А.В. - 110/8/534
- Витрик О. Б.** (см. Кудряшов С. И.) - 110/11/759
- Водолазов Д. Ю.** (см. Пластовец В. Д.) - 109/11/761
- Волкова З. Н.** (см. Гермов А. Ю.) - 109/4/245
Формирование фазы антиферромагнитного метаталла в допированном электронами оксиде $\text{Sr}_{0.98}\text{La}_{0.02}\text{MnO}_3$ по данным ЯМР ^{17}O . Волкова З.Н., Верховский С.В., Геращенко А.П., Гермов А.Ю., Михалев К.Н., Якубовский А.Ю., Константинова Е.И., Леонидов И.А. - 109/8/552
- Волков М. К.** К вопросу о зависимости ширины распадов $\tau \rightarrow [\rho^0(770), \rho^0(1450)]\pi^-\nu_\tau$ от параметров промежуточного a_1 -мезона. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 109/4/219
Распад $\tau \rightarrow \bar{K}^{0*}(892)\pi^-\nu_\tau$ с учетом расщепления промежуточного основного аксиально векторного мезона K_{1A} на два физических состояния $K_1(1270)$ и $K_1(1400)$. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 110/4/217
Учет промежуточных аксиально векторных состояний в электромагнитных распадах $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$ в модели НИЛ. Волков М.К., Пивоваров А.А. - 110/6/376
- Волков М. П.** (см. Ионов А. Н.) - 109/3/162
- Волков Ю. О.** (см. Ермаков Ю. А.) - 109/5/340
- Володин В. А.** Колебательные и светоизлучающие свойства гетероструктур $\text{Si}/\text{Si}_{(1-x)}\text{Sn}_x$. Володин В.А., Тимофеев В.А., Никифоров А.И., Штоффель М., Риннерт Э., Верняя М. - 109/6/371
- Волокитин А. И.** Эффект электрического поля в передаче тепла между металлами в экстремальном ближнем поле. Волокитин А.И. - 109/11/783
Эффект резонансной эмиссии фотонов в радиационной передаче и генерации тепла. Волокитин А.И. - 110/6/379
- Вологовский Р. А.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Волошин А. Э.** (см. Даринская Е. В.) - 110/4/255
- Воробьев А. С.** Угловые распределения и анизотропия осколков деления ^{237}Np нейтронами с энергиями 1–200 МэВ: данные измерений и модельные расчеты. Воробьев А.С., Гагарский А.М., Щербачков О.А., Вайшнине Л.А., Барабанов А.Л. - 110/4/222
- Воробьев С. И.** μSR -исследование динамики внутренних магнитных корреляций в мультиферроике $\text{Tb}(\text{Bi})\text{MnO}_3$ в магнитоупорядоченном и парамаг-

нитном состоянии. Воробьев С.И., Геталов А.Л., Головенчиц Е.И., Комаров Е.Н., Котов С.А., Санина В.А., Щербаков Г.В. - 110/2/118

Воронин В. В. (см. Пахаруков Ю. В.) - 109/9/634

Дифракционное усиление эффекта Штерна-Герлаха для нейтрона в кристалле. Воронин В.В., Семенихин С.Ю., Шапиро Д.Д., Брагинец Ю.П., Федоров В.В., Несвижевский В.В., Джентшел М., Иоффе А., Бердников Я.А. - 110/9/579

Вохминцев К. (см. Линьков П.) - 109/2/108

Вуколов А. В. (см. Бакшт Е. Х.) - 109/9/584

Высотин М. А. (см. Максимова О. А.) - 110/3/155

Высоцкий М. И. (см. Андрейчиков М. А.) - 110/10/633

Гавриленко В. И. (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91

(см. Бовкун Л. С.) - 109/3/184

(см. Козлов Д. В.) - 109/10/679

Гавричков В. А. (см. Замкова Н. Г.) - 109/4/265

Гагарский А. М. (см. Воробьев А. С.) - 110/4/222

Гадиев Р. М. (см. Лежнев С. К.) - 110/7/437

Гадомский О. Н. Субволновое фокусирование света отраженного от поверхности серебра с периодической структурой. Гадомский О.Н., Мусич Д.О. - 110/2/99

Газизов А. Р. (см. Тюгаев М. Д.) - 110/12/772

Гайнанов Б. Р. (см. Менушенков А. П.) - 109/8/540

Гакович Б. (см. Кудряшов С. И.) - 110/2/90

Галиев А. Ф. (см. Лежнев С. К.) - 110/7/437

Галимзянов Б. Н. (см. Мокшин А. В.) - 110/7/498

Галка А. Г. (см. Малышев М. С.) - 110/4/237

Галкина Е. Г. Предельная скорость и закон дисперсии доменных стенок в ферромагнетиках, близких к точке компенсации спина. Галкина Е.Г., Заспел К.Э., Иванов Б.А., Кулагин Н.Е., Лерман Л.М. - 110/7/474

Галкина О. Регулярные космологические решения с отскоком, энергетические условия и теория Бранса-Дикке. Галкина О., Фабрис Ж.Ц., Фалсиано Ф.Т., Пинто-Нето Н. - 110/8/515

Галль Н. Р. (см. Рутьков Е. В.) - 110/10/683

Галусташвили М. В. Магнитопластический эффект при релаксации напряжения в кристаллах NaCl. Галусташвили М.В., Дриаев Д.Г., Квачадзе В.Г. - 110/12/793

Галынский М. В. Об измерении формфакторов Сакса в процессах без переворота и с переворотом спина протона. Галынский М.В. - 109/1/3

Обобщенные формфакторы Сакса и возможность их измерения в процессах без переворота и с переворотом спина протона. Галынский М.В., Герасимов Р.Е. - 110/10/645

Гардымова А. П. (см. Крахалев М. Н.) - 109/7/487

Гарифуллин И. А. (см. Камашев А. А.) - 110/5/325

Гарифьянов Н. Н. (см. Камашев А. А.) - 110/5/325

Гатин А. К. (см. Гришин М. В.) - 109/10/707

Герасимов А. А. (см. Серебров А. П.) - 109/4/209

Герасимов В. В. (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677

Герасимов Р. Е. (см. Галынский М. В.) - 110/10/645

Геращенко А. П. (см. Гермов А. Ю.) - 109/4/245
(см. Волкова З. Н.) - 109/8/552

Гермов А. Ю. Ферромагнитные нанобласти в кубическом манганите $\text{Sr}_{0.98}\text{La}_{0.02}\text{MnO}_3$ по данным ЯМР ^{139}La . Гермов А.Ю., Михалев К.Н., Волкова З.Н., Геращенко А.П., Константинова Е.И., Леонидов И.А. - 109/4/245

(см. Волкова З. Н.) - 109/8/552

Геталов А. Л. (см. Воробьев С. И.) - 110/2/118

Гильманов М. И. (см. Демишев С. В.) - 109/3/152

Электронный парамагнитный резонанс в додекаборидах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$. Гильманов М.И., Демишев С.В., Малкин Б.З., Самарин А.Н., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Случанко Н.Е. - 110/4/241

Глушков А. В. Массовый состав космических лучей с энергией выше 10^{17} эВ по данным мюонных детекторов Якутской установки. Глушков А.В., Сабуров А.В. - 109/9/579

Глушков В. В. (см. Демишев С. В.) - 109/3/152

Голинская А. Д. (см. Смирнов А. М.) - 109/6/375
(см. Смирнов А. М.) - 109/7/466

Головенчиц Е. И. (см. Воробьев С. И.) - 110/2/118

Головин И. С. (см. Балагуров А. М.) - 110/9/584

- Головцов В. Л.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Гольшев А. А.** (см. Молодец А. М.) - 109/7/460
- Гонзалез-Посада Ф.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
- Горан А. В.** (см. Быков А. А.) - 109/6/401
(см. Быков А. А.) - 110/5/337
(см. Быков А. А.) - 110/10/671
- Горбунов А. В.** (см. Журавлев А. С.) - 110/4/260
- Горлова И. Г.** Эффект поля в линейной и нелинейной проводимости слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3 . Горлова И.Г., Фролов А.В., Орлов А.П., Покровский В.Я., Пай Воей Ву - 110/6/400
- Горнаков В. С.** (см. Коплак О. В.) - 109/11/753
- Григорьев А.** (см. Москаленко И. Н.) - 110/8/569
- Григорьев К. С.** Генерация и преобразование световых пучков и импульсов, содержащих сингулярности поляризации, в средах с нелокальностью нелинейно-оптического отклика (Миниобзор). Григорьев К.С., Макаров В.А. - 109/10/666
- Григорьев М. В.** (см. Ханин Ю. Н.) - 109/7/496
- Григорьев С. В.** Измерение жесткости спиновых волн в аморфных ферромагнитных микропроводах методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. Григорьев С.В., Пшеничный К.А., Барабан И.А., Родионова В.В., Чичай К.А., Хайнеманн А. - 110/12/799
- Григорьев Ю. В.** (см. Муслимов А. Э.) - 109/9/629
- Гриценко В. А.** (см. Перевалов Т. В.) - 109/2/112
- Гришаков К. С.** (см. Дегтяренко Н. Н.) - 109/6/413
- Гришин М. В.** Комментарий к работе “Природа равноотстоящих отрицательных дифференциальных сопротивлений в спектрах ультрамалых наночастиц” (Письма в ЖЭТФ 108(7), 504 (2018)). Гришин М.В., Гатин А.К., Дохликова Н.В., Кожушнер М.А., Сарвадий С.Ю., Шуб Б.Р. - 109/10/707
- Гришин М. Я.** (см. Першин С. М.) - 109/7/447
- Гришин С. В.** (см. Бир А. С.) - 110/5/348
- Громницкая Е. Л.** Разупорядочение в пиридине при высоком давлении. Громницкая Е.Л., Данилов И.В., Кондрин М.В., Бражкин В.В. - 110/9/602
- Громов М. О.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Губанова Ю. А.** (см. Мартышкин А. А.) - 110/8/526
- Губарев С. И.** (см. Муравьев В. М.) - 109/10/685
- Гуда А. А.** (см. Бугаев А. Л.) - 109/9/615
- Гумаров А. И.** (см. Петров А. В.) - 110/3/197
- Гусаков Е. З.** О возможности сильного аномального поглощения СВЧ волн в экспериментах по электронному циклотронному нагреву плазмы на второй гармонике резонанса. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. - 109/11/723
- Гусев А. И.** (см. Садовников С. И.) - 109/9/605
- Гусева Ю. А.** (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147
- Гусихин П. А.** (см. Муравьев В. М.) - 109/10/685
- Гуськов С. Ю.** Извлечение ударной адиабаты металлов по характеристикам затухания ударной волны в лазерном эксперименте. Гуськов С.Ю., Красюк И.К., Семенов А.Ю., Стучебрюхов И.А., Хищенко К.В. - 109/8/525
- Гутаковский А. К.** (см. Перевалов Т. В.) - 109/2/112
(см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
(см. Баданов С. А.) - 109/11/734
- Давидович М. В.** Комментарии к статье “Плазмонные в волноводных структурах из двух слоев графена” (Письма в ЖЭТФ 97(9), 619 (2013)). Давидович М.В. - 109/11/803
Нестационарное резонансное туннелирование в одной двухбарьерной структуре. Давидович М.В. - 110/7/465
- Давыдов М. А.** (см. Архипенко М. В.) - 109/9/598
- д’Акапито Ф.** (см. Менушенков А. П.) - 109/8/540
- Далидчик Ф. И.** Ответ на комментарий к работе “Природа равноотстоящих отрицательных дифференциальных сопротивлений в спектрах ультрамалых наночастиц” (Письма в ЖЭТФ 108(7), 504 (2018)). Далидчик Ф.И., Балашов Е.М., Ковалевский С.А. - 109/10/709
- Данилов И. В.** (см. Громницкая Е. Л.) - 110/9/602
- Данилов П. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 109/6/387
(см. Кудряшов С. И.) - 110/11/759
- Данюк А. В.** (см. Ясников И. С.) - 110/6/421
- Даринская Е. В.** Пороговые эффекты магнитного влияния на микротвердость кристаллов KDP. Да-

- ринская Е.В., Колдаева М.В., Альшиц В.И., Волошин А.Э., Притула И.М. - 110/4/255
- Дворецкий С. А.** (см. Бовкун Л. С.) - 109/3/184
(см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
(см. Козлов Д. А.) - 109/12/835
(см. Миньков Г. М.) - 110/4/274
- Двуреченский А. В.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
(см. Якимов А. И.) - 110/6/393
- Девятков И. А.** Релаксация когерентных возбужденных состояний сверхпроводника в сверхпроводящем резервуа. Девятков И.А., Семенов А.В. - 109/4/249
- Дегтяренко Н. Н.** “Трубчатый” гидрид лантана – новый класс высокотемпературных сверхпроводящих материалов. Дегтяренко Н.Н., Гришаков К.С., Мазур Е.А. - 109/6/413
- Дедкова А. А.** (см. Тюгаев М. Д.) - 110/12/772
- Делев В. А.** Кинк-антикинк взаимодействие в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика. Делев В.А., Скалдин О.А., Батыршин Э.С., Назаров В.Н., Екомасов Е.Г. - 109/2/84
Сложная динамика каскада кинк-антикинк-взаимодействий в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика. Делев В.А., Назаров В.Н., Скалдин О.А., Батыршин Э.С., Екомасов Е.Г. - 110/9/607
- Демидов С. В.** Магнитные свойства топологического Кондо изолятора SmB_6 : локализованные магнитные моменты и парамагнетизм Паули. Демидов С.В., Азаревич А.Н., Богач А.В., Гильманов М.И., Филипов В.Б., Шицевалова Н.Ю., Глушков В.В. - 109/3/152
(см. Гильманов М. И.) - 110/4/241
- Десра В.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
- Джао В.** (см. Винников Л. Я.) - 109/8/530
- Джентшел М.** (см. Воронин В. В.) - 110/9/579
- Дмитриев А. А.** АС и ДС проводимость в структуре $n\text{-GaAs}/\text{AlAs}$ с широкой квантовой ямой в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Дмитриев А.А., Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Баркаров А.К., Быков А.А. - 110/1/62
- Дмитриенко В. Е.** (см. Овчинникова Е. Н.) - 110/8/563
- Днепровский В. С.** (см. Смирнов А. М.) - 109/6/375
(см. Смирнов А. М.) - 109/7/466
- Доброносова А. А.** (см. Москаленко И. Н.) - 110/8/569
- Довженко Д. С.** Спектральные и пространственные характеристики мод электромагнитного поля в перестраиваемой оптической микрорезонаторной ячейке для исследования гибридных состояний “свет–вещество”. Довженко Д.С., Васкан И.С., Мочалов К.Е., Ракович Ю.П., Набиев И.Р. - 109/1/12
- Долганов В. К.** (см. Долганов П. В.) - 110/8/539
- Долганов П. В.** Коалесценция островов различной толщины в смектических нанопленках. Долганов П.В., Шуравин Н.С., Кац Е.И., Долганов В.К. - 110/8/539
- Дорожкин С. И.** Температурная зависимость амплитуды минимумов поглощения микроволнового излучения на гармониках циклотронного резонанса. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Уманский В., Смет Ю.Х. - 109/3/178
(см. Капустин А. А.) - 110/6/407
- Дохлакова Н. В.** (см. Гришин М. В.) - 109/10/707
- Дриаев Д. Г.** (см. Галусташвили М. В.) - 110/12/793
- Дричко И. Л.** (см. Дмитриев А. А.) - 110/1/62
- Дубровский А. А.** (см. Князев Ю. В.) - 110/9/614
- Егоров С. В.** (см. Винников Л. Я.) - 109/8/530
- Екомасов Е. Г.** (см. Делев В. А.) - 109/2/84
(см. Делев В. А.) - 110/9/607
- Еремеев С. В.** (см. Борисова С. Д.) - 110/3/190
- Еремин М. В.** К теории электрической поляризации в ферримагнетике FeCr_2O_4 . Еремин М.В. - 109/4/242
- Ермаков Ю. А.** Электростатические и структурные эффекты при адсорбции полилизина на поверхности монослоя DMPS. Ермаков Ю.А., Асадчиков В.Е., Волков Ю.О., Нуждин А.Д., Рощин Б.С., Хонкимаки В., Тихонов А.М. - 109/5/340
- Ерофеев М. В.** (см. Бакшт Е. Х.) - 109/9/584
- Есин А. А.** (см. Савченков Е. Н.) - 110/3/165
- Жариков Е. В.** (см. Чукалина Е. П.) - 109/6/360

- Жаркова Е. В.** (см. Смирнов А. М.) - 109/7/466
- Жеребцов О. М.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Живая Я. А.** (см. Патрин Г. С.) - 109/5/325
- Житлухин А. М.** (см. Старостин А. Н.) - 110/6/387
- Жукавин Р. Х.** Времена релаксации и инверсия населенностей возбужденных состояний доноров As в германии. Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Чопорова Ю.Ю., Цыпленков В.В., Герасимов В.В., Бушуйкин П.А., Князев Б.А., Абросимов Н.В., Павлов С.Г., Хьюберс Г.-В., Шастин В.Н. - 110/10/677
- Жумагулов Я. В.** Фазовая диаграмма двухорбитальной модели ВТСП на основе железа: вариационное кластерное приближение Жумагулов Я.В., Кашурников В.А., Красавин А.В., Лукьянов А.Е., Неверов В.Д. - 109/1/48
- Влияние оптического возбуждения на зонную структуру и спектры рентгеновского поглощения ВТСП на основе BaV_2O_7 : расчет из первых принципов. Жумагулов Я.В., Красавин А.В., Лукьянов А.Е., Неверов В.Д., Ярославцев А.А., Менушенков А.П. - 110/1/23
- Жуо Б.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
- Журавлева Е. Н.** Алгоритм построения точных решений плоской нестационарной задачи о движении жидкости со свободной границей. Журавлева Е.Н., Зубарев Н.М., Зубарева О.В., Карабут Е.А. - 110/7/443
- Журавлев А. С.** Термализация и транспорт в плотных ансамблях триплетных магнитоэкситонов. Журавлев А.С., Кузнецов В.А., Горбунов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б., Кукушкин И.В. - 110/4/260
- Заболотский А. А.** Невзаимное распространение солитонов в хиральной сред. Заболотский А.А. - 110/5/303
- Заварцев Ю. Д.** (см. Завертяев М. В.) - 110/10/652
- Завертяев М. В.** Излучение молекулярного азота при бомбардировке электронами пиролитического аэрогеля SiO_2 и алюминия. Завертяев М.В., Козлов В.А., Пестовский Н.В., Петров А.А., Родионов А.А., Савинов С.Ю., Цхай С.Н., Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Кутовой С.А. - 110/10/652
- Загороднев И. В.** (см. Родионов Д. А.) - 109/2/124
- Загуменный А. И.** (см. Завертяев М. В.) - 110/10/652
- Задиранов Ю. М.** (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147
- Задорожная Л. А.** (см. Тарасов А. П.) - 110/11/750
- Зайцев-Зотов С. В.** (см. Минакова В. Е.) - 110/1/56
(см. Минакова В. Е.) - 110/3/178
- Зайцев М. Е.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Замкова Н. Г.** Близость ферромагнитного никеля к парамагнитной неустойчивости. Замкова Н.Г., Гавричков В.А., Сандалов И.С., Овчинников С.Г. - 109/4/265
- Заспел К. Э.** (см. Галкина Е. Г.) - 110/7/474
- Захаров В. Е.** (см. Короткевич А. О.) - 109/5/312
- Захарьин А. О.** Стимулированное терагерцовое излучение в системе экситонов фотовозбужденного кремния. Захарьин А.О., Андрианов А.В., Петров А.Г. - 109/12/821
- Звайгзне М.** (см. Линьков П.) - 109/2/108
- Зеленер Б. Б.** Измерение энергий ридберговских переходов в n^1S_0 состояния и порога ионизации атомов ^{40}Ca . Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А., Вильшанская Е.В., Зеленер Б.В., Фортон В.Е. - 110/12/767
- Зеленер Б. В.** (см. Зеленер Б. Б.) - 110/12/767
- Земба П.** (см. Страумал Б. Б.) - 110/9/622
- Земляная Е. В.** (см. Атанасова П. Х.) - 110/11/736
- Зиглер Й.** (см. Козлов Д. А.) - 109/12/835
- Зиновьева А. Ф.** Электронный парамагнитный резонанс в Ge/Si гетероструктурах с квантовыми точками, легированными марганцем. Зиновьева А.Ф., Зиновьев В.А., Степина Н.П., Кацоба А.В., Двуреченский А.В., Гутаковский А.К., Кулик Л.В., Богомяков А.С., Эрэнбург С.Б., Трубина С.В., Фельсков М. - 109/4/258
- Зиновьев В. А.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
- Зиновьев В. Г.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Злотников А. О.** (см. Вальков В. В.) - 109/11/769
(см. Вальков В. В.) - 110/2/126
- Зонов Р. Г.** (см. Михеев Г. М.) - 109/11/739

- Зотов А.** (см. Черняков Ю.) - 109/2/131
- Зубарева О. В.** (см. Журавлева Е. Н.) - 110/7/443
- Зубарев Н. М.** (см. Журавлева Е. Н.) - 110/7/443
- Зыбцев С. Г.** (см. Никитин М. В.) - 109/1/54
- Зырянов В. Я.** (см. Крахалев М. Н.) - 109/7/487
- Иванов А. А.** (см. Менушенков А. П.) - 109/8/540
- Иванова А. К.** (см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230
- Иванов Б. А.** (см. Галкина Е. Г.) - 110/7/474
- Иванов С. В.** (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147
(см. Соловьев В. А.) - 109/6/381
(см. Соловьев В. А.) - 110/5/297
- Ивочкин В. Г.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Игошев П. А.** (см. Ирхин В. Ю.) - 110/1/34
Топология электронного спектра и гигантские особенности плотности состояний в кубических решетках. Игошев П.А., Ирхин В.Ю. - 110/11/741
- Ижуртов А. Л.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Иконников А. В.** (см. Бовкун Л. С.) - 109/3/184
- Ионин А. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 109/6/387
(см. Кудряшов С. И.) - 110/2/90
(см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230
(см. Секербаев К. С.) - 110/9/591
(см. Кудряшов С. И.) - 110/11/759
- Ионов А. Н.** Высокотемпературная сверхпроводимость частиц графита внедренного в полистирол. Ионов А.Н., Волков М.П., Николаева М.Н. - 109/3/162
- Иорш И. В.** (см. Буслаев П. И.) - 109/11/805
- Иоффе А.** (см. Воронин В. В.) - 110/9/579
- Ирхин В. Ю.** Магнитные состояния и переход металл-изолятор в сильно коррелированных системах (Миниобзор). Ирхин В.Ю., Игошев П.А. - 110/1/34
(см. Игошев П. А.) - 110/11/741
- Ишибаши Т.** (см. Аплеснин С. С.) - 110/3/204
- Кабанов Ю. П.** (см. Коплак О. В.) - 109/11/753
- Кадыков А. М.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
(см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
- Казанцев Ю. Н.** (см. Крафтмахер Г. А.) - 109/4/224
- Кайсин Б. Д.** (см. Ваньков А. Б.) - 110/4/268
- Каламейцев А. В.** Полярный сдвиг уровней квантовой проволоки в гибридной структуре с бозе-конденсатом. Каламейцев А.В., Махмудиан М.М., Чаплик А.В. - 109/3/191
Взаимодействие электронов и дипольных экситонов в двумерных системах (Миниобзор). Каламейцев А.В., Махмудиан М.М., Чаплик А.В. - 109/12/842
- Камашев А. А.** Гигантский эффект сверхпроводящего спинового клапана. Камашев А.А., Гарифьянов Н.Н., Валидов А.А., Шуманн И., Катаев В., Бюхнер Б., Фоминов Я.В., Гарифуллин И.А. - 110/5/325
- Камерджиев С. П.** Ангармонические эффекты 3-го порядка в ядерной квантовой теории многих тел. Камерджиев С.П., Шитов М.И. - 109/1/65
- Каневский В. М.** (см. Муслимов А. Э.) - 109/9/629
(см. Тарасов А. П.) - 110/11/750
- Капитан В. Ю.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Капитан Д. Ю.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Капустин А. А.** (см. Дорожкин С. И.) - 109/3/178
Квантовые эффекты в емкости полевых транзисторов с двойной квантовой ямой. Капустин А.А., Дорожкин С.И., Федоров И.Б., Уманский В., Смет Ю.Х. - 110/6/407
- Карабут Е. А.** (см. Журавлева Е. Н.) - 110/7/443
- Карпова О. В.** (см. Архипенко М. В.) - 109/9/598
- Катаев В.** (см. Камашев А. А.) - 110/5/325
- Кац Е. И.** (см. Долганов П. В.) - 110/8/539
- Кацуба А. В.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
- Кашурников В. А.** (см. Жумагулов Я. В.) - 109/1/48
- Квачадзе В. Г.** (см. Галусташвили М. В.) - 110/12/793
- Кенжебекова А. И.** (см. Скворцова Н. Н.) - 109/7/452
- Кившарь Ю. С.** (см. Буслаев П. И.) - 109/11/805
- Кильмаметов А. Р.** (см. Страумал Б. Б.) - 110/9/622
- Кириллов В. Л.** (см. Князев Ю. В.) - 110/9/614

- Кирова Е. М.** Моделирование стеклования тонкого слоя расплава алюминия при сверхбыстром охлаждении в изобарических условиях. Кирова Е.М., Норман Г.Э., Писарев В.В. - 110/5/343
- Киямов А. Г.** (см. Петров А. В.) - 110/3/197
- Клавсюк А. Л.** (см. Сыромятников А. Г.) - 110/5/331
- Климко Г. В.** (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147
- Клочков А. В.** (см. Буньков Ю. М.) - 109/1/43
- Клумов Б. А.** О влиянии конфайнмента на структуру комплексной (пылевой) плазмы. Клумов Б.А. - 110/11/729
- Клюев А. В.** (см. Рыжкин М. И.) - 110/2/112
- Кнап В.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
- Князев Б. А.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Князев Ю. В.** Мессбауэровские исследования магнитного перехода в наночастицах ϵ -Fe₂O₃ на синхротронном и радионуклидном источниках. Князев Ю.В., Чумаков А.И., Дубровский А.А., Семенов С.В., Якушкин С.С., Кириллов В.Л., Мартынов О.Н., Балаев Д.А. - 110/9/614
- Кобелев Н. П.** (см. Кончаков Р. А.) - 109/7/473
- Кобяков А. В.** (см. Патрин Г. С.) - 109/5/325
- Ковалевский К. А.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Ковалевский С. А.** (см. Далидчик Ф. И.) - 109/10/709
- Когай В. Я.** (см. Михеев Г. М.) - 109/11/739
- Кожушнер М. А.** (см. Гришин М. В.) - 109/10/707
- Козлова М. В.** (см. Смирнов А. М.) - 109/7/466
- Козлов В. А.** (см. Завертяев М. В.) - 110/10/652
- Козлов Д. А.** Осцилляции Шубникова–де Гааза в трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженной пленки HgTe в наклонном магнитном поле. Козлов Д.А., Зиглер Й., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Вайс Д. - 109/12/835
- Козлов Д. В.** Особенности фотолуминесценции двойных акцепторов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в терагерцовом диапазоне. Козлов Д.В., Румянцев В.В., Кадыков А.М., Фадеев М.А., Куликов Н.С., Уточкин В.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Хюберс Х.-В., Теппе Ф., Морозов С.В. - 109/10/679
- Козловская К. А.** (см. Овчинникова Е. Н.) - 110/8/563
- Козуб В. И.** (см. Агринская Н. В.) - 110/7/482
- Колдаева М. В.** (см. Даринская Е. В.) - 110/4/255
- Комаров Е. Н.** (см. Воробьев С. И.) - 110/2/118
- Комков О. С.** (см. Соловьев В. А.) - 109/6/381
- Кондрин М. В.** (см. Громницкая Е. Л.) - 110/9/602
- Консежо К.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
- Константинова Е. И.** (см. Гермов А. Ю.) - 109/4/245
(см. Волкова З. Н.) - 109/8/552
- Константинов А. М.** (см. Шевченко С. И.) - 109/12/828
- Кончаков Р. А.** Соотношение между сдвиговой и дилатационной упругой энергией межузельных дефектов в металлических кристаллах. Кончаков Р.А., Макаров А.С., Афонин Г.В., Кретова М.А., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 109/7/473
- Коплак О. В.** Температурная зависимость обменной анизотропии ферритмагнитной пленки GdFeCo, связанной с антиферромагнетиком IrMn. Коплак О.В., Горнаков В.С., Кабанов Ю.П., Куницына Е.И., Шашков И.В. - 109/11/753
- Коренблит С. Э.** Предасимптотический анализ задачи рассеяния. Коренблит С.Э., Ловцов С.В., Синицкая А.В. - 110/5/291
- Корнева А.** (см. Страумал Б. Б.) - 110/9/622
- Корнилов В. М.** (см. Лежнев С. К.) - 110/7/437
- Короткевич А. О.** О темпе диссипации океанских волн, вызванной их обрушением. Короткевич А.О., Прокофьев А.О., Захаров В.Е. - 109/5/312
- Костина Ю. В.** (см. Астафьев А. А.) - 110/7/456
- Костин В. А.** Взаимное усиление брелонелевских гармоник. Костин В.А., Введенский Н.В. - 110/7/449
- Костров А. В.** (см. Малышев М. С.) - 110/4/237
- Котов А. Ю.** (см. Брагута В. В.) - 110/1/3
- Котов С. А.** (см. Воробьев С. И.) - 110/2/118

- Кочурин Е. А.** Волновая турбулентность поверхности жидкости во внешнем тангенциальном электрическом поле. Кочурин Е.А. - 109/5/306
- Кравцов Е. А.** (см. Антропов Н. О.) - 109/6/408
- Красавин А. В.** (см. Жумагулов Я. В.) - 109/1/48
(см. Жумагулов Я. В.) - 110/1/23
- Красюк И. К.** (см. Гуськов С. Ю.) - 109/8/525
- Крафтмахер Г. А.** Магнито- и электрически-управляемая микроволновая интерферограмма в мета-интерферометре. Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н., Мальцев В.П. - 109/4/224
- Краханев М. Н.** Тороидальная конфигурация холестерика в каплях с гомеотропным сцеплением. Краханев М.Н., Рудяк В.Ю., Гардымова А.П., Зырянов В.Я. - 109/7/487
- Кретьова М. А.** (см. Кончаков Р. А.) - 109/7/473
- Кривенков В. А.** (см. Линьков П.) - 109/2/108
- Криштопенко С. С.** Терагерцовая спектроскопия “двумерного полуметалла” в трехслойных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs. Криштопенко С.С., Руффенах С., Гонзалез-Посада Ф., Консежо К., Десра В., Жуо Б., Кнап В., Фадеев М.А., Кадыков А.М., Румянцев В.В., Морозов С.В., Буасье Г., Турнье Э., Гавриленко В.И., Тепп Ф. - 109/2/91
- Кроиторь Д.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
- Крутянский Л. М.** Неустойчивость низкочастотной гравитационно-капиллярной волны под действием стационарного ультразвука. Крутянский Л.М., Преображенский В.Л., Перно Ф. - 110/10/666
- Ксенофонтов В.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
- Кугель К. И.** (см. Валиулин В. Э.) - 109/8/557
- Кудрявцев К. Е.** (см. Соловьев В. А.) - 110/5/297
- Кудряшов С. И.** Сверхбыстрая широкополосная нелинейная спектроскопия коллоидного раствора золотых наночастиц. Кудряшов С.И., Самохвалов А.А., Агеев Э.И., Вейко В.П. - 109/5/301
- Плазмонно-усиленное двухфотонное поглощение ИК фемтосекундных лазерных импульсов в тонких золотых пленках. Кудряшов С.И., Данилов П.А., Бежанов С.Г., Руденко А.А., Ионин А.А., Урюпин С.А., Уманская С.Ф., Смирнов Н.А. - 109/6/387
- Филаментация ультракороткого лазерного импульса в среде с искусственной нелинейностью. Кудряшов С.И., Самохвалов А.А., Агеев Э.И., Вейко В.П. - 109/7/442
- Зависимость коэффициента двухфотонного поглощения стали от длительности импульса при абляции фемто- и пикосекундными лазерными импульсами. Кудряшов С.И., Смирнов Н.А., Гакович Б., Милованович Д., Бежанов С.Г., Урюпин С.А., Ионин А.А. - 110/2/90
- Сверхбыстрая широкополосная диагностика заполнения *s*-зоны при двух-фотонном фемтосекундном лазерном возбуждении золотой пленки. Кудряшов С.И., Самохвалов А.А., Шельгина С.Н., Буслеев Н.И., Иванова А.К., Смирнов Н.А., Бежанов С.Г., Урюпин С.А., Ионин А.А., Вейко В.П. - 110/4/230 (см. Секербаев К. С.) - 110/9/591
- Оптические и структурные эффекты при многоимпульсной интерференционной фемтосекундной лазерной фабрикации метаповерхностей на тонкой пленке аморфного кремния. Кудряшов С.И., Данилов П.А., Порфирьев А.П., Руденко А.А., Мельник Н.Н., Кучмижак А.А., Витрик О.Б., Ионин А.А. - 110/11/759
- Кузнецов А. В.** (см. Менушенков А. П.) - 109/8/540
- Кузнецов В. А.** (см. Журавлев А. С.) - 110/4/260
- Кузнецов В. И.** Квантовые магниторезистивные ($hc/2e$)/ m периодические осцилляции в сверхпроводящем кольце. Кузнецов В.И., Трофимов О.В. - 110/1/47
- Кузнецов В. С.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 110/1/72
- Кузнецов Е. А.** Формирование складок в двумерной гидродинамической турбулентности. Кузнецов Е.А., Серещенко Е.В. - 109/4/231
(см. Агафонцев Д. С.) - 110/2/106
- Кузьмин В. А.** (см. Разумов В. Ф.) - 110/5/307
- Кукушкин И. В.** (см. Муравьев В. М.) - 109/10/685
(см. Журавлев А. С.) - 110/4/260
(см. Ваньков А. Б.) - 110/4/268
(см. Щепетильников А. В.) - 110/9/597
- Кулагина М. М.** (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147
- Кулагин Н. Е.** (см. Галкина Е. Г.) - 110/7/474
- Кулатов Э. Т.** Особенности электронной структуры топологического изолятора Bi_2Se_3 , дискретно легированного атомами $3d$ -переходных металлов. Кула-

- тов Э.Т., Меньшов В.Н., Тугушев В.В., Успенский Ю.А. - 109/2/98
- Кулеш Н. А.** (см. Виглин Н. А.) - 110/4/248
- Кулик Л. В.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
(см. Журавлев А. С.) - 110/4/260
- Куликов К. В.** (см. Рахронов И. Р.) - 109/1/36
(см. Шукринов Ю. М.) - 110/3/149
- Куликов Н. С.** (см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
- Куницына Е. И.** (см. Коплак О. В.) - 109/11/753
- Кутовой С. А.** (см. Завертъяев М. В.) - 110/10/652
- Кучмижак А. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 110/11/759
- Лабзовский Л. Н.** (см. Чубуков Д. В.) - 110/6/363
- Лавриков А. С.** (см. Тарасов А. П.) - 110/11/750
- Латышев А. В.** (см. Быков А. А.) - 110/5/337
- Лачинов А. Н.** (см. Лежнев С. К.) - 110/7/437
- Левин А.** (см. Черняков Ю.) - 109/2/131
- Левченко А. А.** (см. Пельменев А. А.) - 110/8/545
- Леднев В. Н.** (см. Першин С. М.) - 109/7/447
- Лежнев С. К.** Электролюминесценция полимерной пленки, содержащей границу раздела полимер/полимер. Лежнев С.К., Юсупов А.Р., Галиев А.Ф., Корнилов В.М., Гадиев Р.М., Лачинов А.Н. - 110/7/437
- Лезова И. Е.** (см. Рогожин В. Б.) - 110/8/521
- Леонидов И. А.** (см. Гермов А. Ю.) - 109/4/245
(см. Волкова З. Н.) - 109/8/552
- Лерман Л. М.** (см. Галкина Е. Г.) - 110/7/474
- Лимонов М. Ф.** (см. Маслова Е. Э.) - 109/5/347
- Линьков П.** Оптические свойства квантовых точек со структурой “ядро-многослойная оболочка”. Линьков П., Самохвалов П., Вохминцев К., Звайгзне М., Кривенков В.А., Набиев И. - 109/2/108
- Литвинов А. В.** Интегрируемая $gl(n|n)$ теория Тоды и дуальная ей сигма-модель. Литвинов А.В. - 110/11/723
- Ловцов С. В.** (см. Коренблит С. Э.) - 110/5/291
- Ломаченко К. А.** (см. Бугаев А. Л.) - 109/9/615
- Луговской А. А.** (см. Сердюков В. И.) - 109/9/595
- Лузанов В. А.** (см. Веденеев А. С.) - 109/3/170
- Лукьянов А. Е.** (см. Жумагулов Я. В.) - 109/1/48
(см. Жумагулов Я. В.) - 110/1/23
- Любути И. С.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
(см. Фролов К. В.) - 110/8/557
- Ляпин С. Г.** (см. Энкович П. В.) - 110/10/687
- Лященко С. А.** (см. Максимова О. А.) - 110/3/155
- Мавринский В. В.** (см. Пахаруков Ю. В.) - 109/9/634
- Магарилл Л. И.** (см. Витлина Р. З.) - 110/8/534
- Мажорин Г. С.** (см. Москаленко И. Н.) - 110/8/569
- Мазилкин И. А.** (см. Страумал Б. Б.) - 110/9/622
- Мазур Е. А.** (см. Дегтяренко Н. Н.) - 109/6/413
- Майлыбаев А. А.** (см. Агафонцев Д. С.) - 110/2/106
- Майоров С. А.** (см. Скворцова Н. Н.) - 109/7/452
- Макаров А. Г.** К численному расчету фрустраций в модели Изинга. Макаров А.Г., Макарова К.В., Шевченко Ю.А., Андрищенко П.Д., Капитан В.Ю., Солдатов К.С., Пержу А.В., Рыбин А.Е., Капитан Д.Ю., Васильев Е.В., Волотовский Р.А., Чубов Ю.В., Нефедев К.В. - 110/10/700
- Макарова К. В.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Макарова М. В.** (см. Антропов Н. О.) - 109/6/408
- Макаров А. С.** (см. Кончаков Р. А.) - 109/7/473
- Макаров В. А.** (см. Григорьев К. С.) - 109/10/666
- Макаровский О.** (см. Ханин Ю. Н.) - 109/7/496
- Максимов А. А.** Прямые измерения пикосекундной кинетики нагрева спиновой подсистемы в полумагнитных полупроводниковых наноструктурах. Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И., Яковлев Д.Р., Ваг А. - 110/12/806
- Максимова О. А.** Экспериментальное и теоретическое исследование слоистых ферромагнитных структур методом спектральной *in situ* магнитоэллипсометрии. Максимова О.А., Лященко С.А., Высотин М.А., Тарасов И.А., Яковлев И.А., Шевцов Д.В., Федоров А.С., Варнаков С.Н., Овчинников С.Г. - 110/3/155
- Малахов Д. В.** (см. Скворцова Н. Н.) - 109/7/452

- Малкин Б. З.** (см. Гильманов М. И.) - 110/4/241
- Мальшев М. С.** Особенности распространения волн в неоднородной плазме в окрестности электронно-циклотронного резонанса. Мальшев М.С., Назаров В.В., Костров А.В., Галка А.Г. - 110/4/237
- Мальцев В. П.** (см. Крафтмахер Г. А.) - 109/4/224
- Манцевич В. Н.** (см. Смирнов А. М.) - 109/6/375
- Маркушев В. М.** (см. Тарасов А. П.) - 110/11/750
- Мартемьянов В. П.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Мартышкин А. А.** Управляемый спин-волновой транспорт в магнетонно-кристаллической структуре с одномерным массивом отверстий. Мартышкин А.А., Одинцов С.А., Губанова Ю.А., Бегинин Е.Н., Шешукова С.Е., Никитов С.А., Садовников А.В. - 110/8/526
- Мартьянов О. Н.** (см. Князев Ю. В.) - 110/9/614
- Марченко И. Г.** Температурно-аномальная диффузия в периодических наклонных потенциалах. Марченко И.Г., Марченко И.И., Ткаченко В.И. - 109/10/694
- Марченко И. И.** (см. Марченко И. Г.) - 109/10/694
- Марчишин И. В.** (см. Быков А. А.) - 109/6/401
(см. Быков А. А.) - 110/5/337
(см. Быков А. А.) - 110/10/671
- Маслова Е. Э.** Переход “фотонный кристалл-метаматериал с электрическим откликом” в диэлектрических структурах. Маслова Е.Э., Лимонов М.Ф., Рыбин М.В. - 109/5/347
- Масюгин А. Н.** (см. Аплеснин С. С.) - 110/3/204
- Матюшкин Л. Б.** (см. Андрианов А. В.) - 109/1/30
- Махалов В. Б.** Квантовый эффект Телбота для цепочки частично коррелированных конденсатов Бозе-Эйнштейна (Миниобзор). Махалов В.Б., Турлапов А.В. - 109/8/564
- Махмудиан М. М.** (см. Каламейцев А. В.) - 109/3/191
Рассеяние электронов между краевыми и двумерными состояниями двумерного топологического изолятора и проводимость полосы топологического изолятора в металлическом состоянии. Махмудиан М.М., Энтин М.В. - 109/5/337
(см. Каламейцев А. В.) - 109/12/842
- Медведев С. А.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
- Межов-Деглин Л. П.** (см. Пельменев А. А.) - 110/8/545
- Мельник Н. Н.** (см. Кудряшов С. И.) - 110/11/759
- Менушенков А. П.** Локальный беспорядок в пирохлорах $Ln_2Ti_2O_7$ ($Ln = Gd, Tb, Dy$). Менушенков А.П., Попов В.В., Гайнанов Б.Р., Иванов А.А., Кузнецов А.В., Ярославцев А.А., д’Акапито Ф., Пури А. - 109/8/540
(см. Жумагулов Я. В.) - 110/1/23
- Меньшов В. Н.** (см. Кулатов Э. Т.) - 109/2/98
Формирование магнитного порядка в трехмерных топологических изоляторах для реализации квантового аномального эффекта Холла (Миниобзор). Меньшов В.Н., Швец И.А., Чулков Е.В. - 110/12/777
- Меньщикова Т. В.** (см. Петров Е. К.) - 109/2/118
- Милованович Д.** (см. Кудряшов С. И.) - 110/2/90
- Минакова В. Е.** Новый вид пиннинга волны зарядовой плотности в кристаллах ромбического TaS_3 с дефектами закалки. Минакова В.Е., Никитина А.М., Зайцев-Зотов С.В. - 110/1/56
Солитонная фотопроводимость в пайерлсовском проводнике ромбическом TaS_3 . Минакова В.Е., Талденков А.Н., Зайцев-Зотов С.В. - 110/3/178
- Миньков Г. М.** Особенности магнетомежподзонных осцилляций в квантовых ямах $HgTe$. Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. - 110/4/274
- Михайлов Н. Н.** (см. Бовкун Л. С.) - 109/3/184
(см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
(см. Козлов Д. А.) - 109/12/835
(см. Миньков Г. М.) - 110/4/274
- Михалев К. Н.** (см. Гермов А. Ю.) - 109/4/245
(см. Волкова З. Н.) - 109/8/552
- Михеев Г. М.** Генерация поляризационно-чувствительного фототока в тонкой нанокompозитной пленке $CuSe/Se$. Михеев Г.М., Когай В.Я., Зонов Р.Г., Михеев К.Г., Могилева Т.Н., Свирко Ю.П. - 109/11/739
- Михеев К. Г.** (см. Михеев Г. М.) - 109/11/739
- Михеенков А. В.** (см. Валиулин В. Э.) - 109/8/557
- Мицкан В. А.** (см. Вальков В. В.) - 110/2/126

- Мищенко А.** (см. Ханин Ю. Н.) - 109/7/496
- Могилева Т. Н.** (см. Михеев Г. М.) - 109/11/739
- Мокшин А. В.** Скейлинг-описание температурных зависимостей коэффициента поверхностной самодиффузии в кристаллизующихся молекулярных стеклах. Мокшин А.В., Галимзянов Б.Н., Яруллин Д.Т. - 110/7/498
(см. Хуснутдинов Р. М.) - 110/8/551
- Молодец А. М.** Откольная прочность аморфного углерода (стеклоуглерода) при ударноволновом нагружении в области его аномальной сжимаемости. Молодец А.М., Савиных А.С., Гольшев А.А. - 109/7/460
- Монсо П.** (см. Фролов А. В.) - 109/3/196
- Морозов С. В.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
(см. Ханин Ю. Н.) - 109/7/496
(см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
(см. Соловьев В. А.) - 110/5/297
- Москалев Д. О.** (см. Москаленко И. Н.) - 110/8/569
- Москаленко И. Н.** Планарная архитектура для исследования кубита-флюксониума Москаленко И.Н., Беседин И.С., Цицилин И.А., Мажорин Г.С., Абрамов Н.Н., Григорьев А., Родионов И.А., Доброносова А.А., Москалев Д.О. - 110/8/569
- Мочалов К. Е.** (см. Довженко Д. С.) - 109/1/12
- Муравьев В. М.** Проявление эффектов запаздывания для “темных” плазменных мод в двумерной электронной системе. Муравьев В.М., Андреев И.В., Губарев С.И., Гусихин П.А., Кукушкин И.В. - 109/10/685
- Муратов А. Р.** Жидкость твердых сфер: структура и вязкости. Муратов А.Р. - 110/5/354
- Муртазаев А. К.** (см. Рамазанов М. К.) - 109/9/610
- Мусич Д. О.** (см. Гадомский О. Н.) - 110/2/99
- Муслимов А. Э.** Перестройка сверхгладкой поверхности кристаллов $\text{La}_2\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ при термическом воздействии. Муслимов А.Э., Буташин А.В., Григорьев Ю.В., Каневский В.М. - 109/9/629
- Набиев И.** (см. Линьков П.) - 109/2/108
- Набиев И. Р.** (см. Довженко Д. С.) - 109/1/12
- Навроски В.** (см. Рахмонов И. Р.) - 109/1/36
- Надолинский А. М.** (см. Хоперский А. Н.) - 109/10/662
- (см. Хоперский А. Н.) - 110/2/95
- Надточенко В. А.** (см. Шахов А. М.) - 109/5/294
(см. Астафьев А. А.) - 110/7/456
- Назаров В. В.** (см. Малышев М. С.) - 110/4/237
- Назаров В. Н.** (см. Делев В. А.) - 109/2/84
(см. Делев В. А.) - 110/9/607
- Науменко Г. А.** (см. Бакшт Е. Х.) - 109/9/584
(см. Шкитов Д. А.) - 109/12/809
- Наумов П. Г.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
- Нашаат М.** (см. Шукринов Ю. М.) - 110/3/149
- Неверов В. Д.** (см. Жумагулов Я. В.) - 109/1/48
(см. Жумагулов Я. В.) - 110/1/23
- Несвижевский В. В.** (см. Воронин В. В.) - 110/9/579
- Неустроев П. В.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Нефедев К. В.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Нефёдов Ю. А.** (см. Щепетильников А. В.) - 110/9/597
- Никитина А. М.** (см. Минакова В. Е.) - 110/1/56
- Никитин М. В.** Самодетектирование ультразвуковых стоячих волн и аномалия модуля Юнга при одноосном растяжении вискозности квазиодномерного проводника TaS_3 . Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Фролов А.В. - 109/1/54
- Никитин С. И.** (см. Петров А. В.) - 110/3/197
- Никитов С. А.** (см. Мартышкин А. А.) - 110/8/526
- Никифоров А. И.** (см. Володин В. А.) - 109/6/371
- Николаев А. А.** (см. Брагута В. В.) - 110/1/3
- Николаева М. Н.** (см. Ионов А. Н.) - 109/3/162
- Никонова Н. А.** (см. Рогожин В. Б.) - 110/8/521
- Новиков В. А.** (см. Андрейчиков М. А.) - 110/10/633
- Новоселов К. С.** (см. Ханин Ю. Н.) - 109/7/496
- Номоконов Д. В.** (см. Быков А. А.) - 109/6/401
(см. Быков А. А.) - 110/5/337
(см. Быков А. А.) - 110/10/671
- Норман Г. Э.** Особенность в точке перехода от равновесной к метастабильной фазе металлического

- расплава. Норман Г.Э., Писарев В.В., Флейта Д.Ю. - 109/10/689
(см. Кирова Е. М.) - 110/5/343
- Нуждин А. Д.** (см. Ермаков Ю. А.) - 109/5/340
- Образцова Е. А.** (см. Скворцова Н. Н.) - 109/7/452
- Овчинникова Е. Н.** Поляризационный анализ для выделения резонансного вклада в разрешенные рентгеновские отражения. Овчинникова Е.Н., Дмитриенко В.Е., Козловская К.А., Рогалев А. - 110/8/563
- Овчинников С. Г.** (см. Замкова Н. Г.) - 109/4/265
(см. Максимова О. А.) - 110/3/155
- Огаркова Ю. Л.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
- Одинцов С. А.** Реконфигурируемый латеральный спин-волновой транспорт в кольцевом магнотонном микроволноводе. Одинцов С.А., Бегинин Е.Н., Шешукова С.Е., Садовников А.В. - 110/6/414
(см. Мартышкин А. А.) - 110/8/526
- Ольшанецкий М.** (см. Черняков Ю.) - 109/2/131
- Опенев Л. А.** Разупорядочение Стоун-Уэльсовского графена при высокой температуре. **Опенев** Л.А., Подливаев А.И. - 109/11/746
- Орлита М.** (см. Бовкун Л. С.) - 109/3/184
- Орлов А. П.** (см. Фролов А. В.) - 109/3/196
(см. Горлова И. Г.) - 110/6/400
- Осипов А. А.** Катализ ($\bar{b}b$) конденсата в модели составного хиггса. Осипов А.А., Халифа М.М. - 110/6/368
- Ошурко В. В.** (см. Архипенко М. В.) - 109/9/598
- Павлов С. Г.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Павлов Т. Н.** (см. Виглин Н. А.) - 110/4/248
- Пай Воей Ву** (см. Горлова И. Г.) - 110/6/400
- Панайотова С. А.** (см. Атанасова П. Х.) - 110/11/736
- Панарин В. А.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 110/1/72
- Паршин П. П.** Атомная динамика алмаза в условиях “отрицательного” давления. Паршин П.П., Босак А.А., **Соменков В.А.**, Сырых Г.Ф., Чумаков А.И. - 110/1/30
- Патрин Г. С.** Влияние полупроводниковой прослойки на эффект положительного обменного смещения в трехслойной структуре CoNi/Si/FeNi. Патрин Г.С., Турпанов И.А., Юшков В.И., Кобяков А.В., Патрин К.Г., Юркин Г.Ю., Живая Я.А. - 109/5/325
- Патрин К. Г.** (см. Патрин Г. С.) - 109/5/325
- Пахаруков Ю. В.** Формирования волновой структуры на поверхности графеновой пленки. Пахаруков Ю.В., Шабиев Ф.К., Мавринский В.В., Сафаргалиев Р.Ф., Воронин В.В. - 109/9/634
- Пахомов А. В.** (см. Архипов Р. М.) - 110/1/9
- Пельменев А. А.** Вихри на поверхности нормального гелия He-I, порождаемые термогравитационной конвекцией Рэлея-Бенара в объеме слоя жидкости. Пельменев А.А., Левченко А.А., Межов-Деглин Л.П. - 110/8/545
- Перевалов Т. В.** Строение сегнетоэлектрических пленок $\text{Hf}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{O}_2$, полученных методом атомно-слоевого осаждения. Перевалов Т.В., Гриценко В.А., Гутаковский А.К., Просвирин И.П. - 109/2/112
- Пержу А. В.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Перно Ф.** (см. Крутянский Л. М.) - 110/10/666
- Першин С. М.** Аномальное снижение порога вынужденного комбинационного рассеяния вблизи поверхности жидкого азота. Першин С.М., Гришин М.Я., Леднев В.Н., Чижов П.А. - 109/7/447
(см. Архипенко М. В.) - 109/9/598
- Пестовский Н. В.** (см. Завертяев М. В.) - 110/10/652
- Петелин А. Л.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Петров А. А.** (см. Завертяев М. В.) - 110/10/652
- Петров А. В.** Исследование магнитных и электронных неоднородностей в тонкой пленке состава $\text{Pd}_{0.94}\text{Fe}_{0.06}$ методами фемтосекундной оптической и магнитооптической спектроскопии. Петров А.В., Юсупов Р.В., Никитин С.И., Гумаров А.И., Янилкин И.В., Киямов А.Г., Тагиров Л.Р. - 110/3/197
- Петров А. Г.** (см. Захарьин А. О.) - 109/12/821
- Петров В. Ю.** (см. Афонин В. В.) - 109/11/797
- Петров Е. К.** Гетероструктуры Sr-содержащая ферромагнитная пленка – топологический изолятор, как перспективные материалы для реализации квантового аномального эффекта Холла. Петров

- Е.К., Силкин И.В., Меньщикова Т.В., Чулков Е.В. - 109/2/118
- Петров Н. И.** Акустооптические свойства гетерогенных сред с неоднородным распределением наночастиц. Петров Н.И., Пустовойт В.И. - 109/1/19
- Петросян А. С.** (см. Сиразов Р. А.) - 110/5/314
- Петрушевич Ю. В.** (см. Старостин А. Н.) - 110/6/387
- Пивоваров А. А.** (см. Волков М. К.) - 109/4/219
(см. Волков М. К.) - 110/4/217
(см. Волков М. К.) - 110/6/376
- Пинто-Нето Н.** (см. Галкина О.) - 110/8/515
- Пио Б. А.** (см. Бовкун Л. С.) - 109/3/184
- Писарев В. В.** (см. Норман Г. Э.) - 109/10/689
(см. Кирова Е. М.) - 110/5/343
- Пластовец В. Д.** Динамика доменных стенок в Фульде–Феррелл сверхпроводнике. Пластовец В.Д., Водолазов Д.Ю. - 109/11/761
- Плесеник А.** (см. Рахмонов И. Р.) - 109/1/36
- Подливаев А. И.** (см. Опенов Л. А.) - 109/11/746
Стоун-Уэльсовский графан: структура, свойства и его термическая устойчивость. Подливаев А.И. - 110/10/692
- Покровский В. Я.** (см. Никитин М. В.) - 109/1/54
(см. Горлова И. Г.) - 110/6/400
- Полушина Г. Е.** (см. Рогожин В. Б.) - 110/8/521
- Полушин С. Г.** (см. Рогожин В. Б.) - 110/8/521
- Полюшкин А. О.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Попова М. Н.** (см. Чукалина Е. П.) - 109/6/360
- Попов А. Ю.** (см. Гусаков Е. З.) - 109/11/723
- Попов В. В.** (см. Менушенков А. П.) - 109/8/540
- Порфирьев А. П.** (см. Кудряшов С. И.) - 110/11/759
- Потемски М.** (см. Бовкун Л. С.) - 109/3/184
- Потылицын А. П.** (см. Бакшт Е. Х.) - 109/9/584
(см. Шкитов Д. А.) - 109/12/809
- Преображенский В. Л.** (см. Крутянский Л. М.) - 110/10/666
- Притула И. М.** (см. Даринская Е. В.) - 110/4/255
- Проглядо В. В.** (см. Антропов Н. О.) - 109/6/408
- Прокофьев А. О.** (см. Короткевич А. О.) - 109/5/312
- Просвирин И. П.** (см. Первалов Т. В.) - 109/2/112
- Протогенов А. П.** (см. Туркевич Р. В.) - 109/5/320
- Пунегов В. И.** О динамической рентгеновской дифракции в кристаллах, промодулированных акустической волной. Пунегов В.И. - 109/10/651
- Пури А.** (см. Менушенков А. П.) - 109/8/540
- Пустовойт В. И.** (см. Петров Н. И.) - 109/1/19
- Путилов А. В.** Пространственно-неоднородные квантово-размерные состояния и визуализация скрытых дефектов в пленках Pb(111). Путилов А.В., Уставщиков С.С., Божко С.И., Аладышкин А.Ю. - 109/11/789
- Пшеничный К. А.** (см. Григорьев С. В.) - 110/12/799
- Разумов В. Ф.** Экспериментальная проверка принципа микроскопической обратимости в кинетике затухания фотолюминесценции. Разумов В.Ф., Товстун С.А., Кузьмин В.А. - 110/5/307
- Ракович Ю. П.** (см. Довженко Д. С.) - 109/1/12
- Рамазанов М. К.** Фазовая диаграмма антиферромагнитной модели Гейзенберга на кубической решетке. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К. - 109/9/610
- Рахлин М. В.** Эффективный полупроводниковый источник одиночных фотонов красного спектрального диапазона. Рахлин М.В., Беляев К.Г., Клишко Г.В., Седова И.В., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Трошков С.И., Гусева Ю.А., Терентьев Я.В., Иванов С.В., Торопов А.А. - 109/3/147
- Рахмонов И. Р.** Особенности динамики системы связанных джозефсоновских переходов с топологически тривиальными и нетривиальными барьерами: проявление майорановской моды. Рахмонов И.Р., Шукринов Ю.М., Куликов К.В., Белгибаев Т., Плесеник А., Ангел Д.В., Навроски В. - 109/1/36
(см. Шукринов Ю. М.) - 110/3/149
(см. Атанасова П. Х.) - 110/11/736
- Решетняк В. В.** (см. Филиппов А. В.) - 110/10/658
- Риннерт Э.** (см. Володин В. А.) - 109/6/371

- Рогалев А.** (см. Овчинникова Е. Н.) - 110/8/563
- Рогожин В. Б.** Релаксация индуцированного ориентационного порядка в изотропной фазе нематического полимера. Рогожин В.Б., Полушин С.Г., Лезова И.Е., Полушина Г.Е., Рюмцев Е.И., Никонорова Н.А. - 110/8/521
- Родионов А. А.** (см. Завертяев М. В.) - 110/10/652
- Родионова В. В.** (см. Григорьев С. В.) - 110/12/799
- Родионов Д. А.** Поглощение электромагнитных волн плазменными колебаниями в неограниченном двумерном электронном газе в магнитном поле. Родионов Д.А., Загороднев И.В. - 109/2/124
- Родионов И. А.** (см. Москаленко И. Н.) - 110/8/569
- Родкин Д. М.** Асимптотические характеристики кластерных каналов в рамках *ab initio*/ подхода. Родкин Д.М., Чувильский Ю.М. - 109/7/435
- Родякина Е. Е.** (см. Быков А. А.) - 110/5/337
(см. Быков А. А.) - 110/10/671
- Розанов Н. Н.** (см. Архипов М. В.) - 109/10/657
(см. Архипов Р. М.) - 110/1/9
- Рощин Б. С.** (см. Ермаков Ю. А.) - 109/5/340
- Рубан В. П.** Оптимальная динамика сферического сквирмера в Эйлеровом описании. Рубан В.П. - 109/8/521
- Руденко А. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 109/6/387
(см. Кудряшов С. И.) - 110/11/759
- Рудяк В. Ю.** (см. Крахалев М. Н.) - 109/7/487
- Румянцев В. В.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
(см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
- Русина Г. Г.** Структура и динамическая устойчивость многослойной пленки Na на поверхности Cu (001). Русина Г.Г., Борисова С.Д., Чулков Е.В. - 109/9/621
(см. Борисова С. Д.) - 110/3/190
- Рут О. Э.** (см. Миньков Г. М.) - 110/4/274
- Рутьков Е. В.** Температурный гистерезис при фазовом переходе, соответствующем росту и разрушению графеновых островков на рении. Рутьков Е.В., Галль Н.Р. - 110/10/683
- Руффенах С.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
- Рыбин А. Е.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Рыбин М. В.** (см. Маслова Е. Э.) - 109/5/347
- Рыжкин И. А.** (см. Рыжкин М. И.) - 110/2/112
- Рыжкин М. И.** Экранирование электрического поля в воде. Рыжкин М.И., Рыжкин И.А., Ключев А.В. - 110/2/112
- Рыльков В. В.** (см. Веденеев А. С.) - 109/3/170
- Рюмцев Е. И.** (см. Рогожин В. Б.) - 110/8/521
- Рязанов Д. К.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Саакян С. А.** (см. Зеленер Б. Б.) - 110/12/767
- Сабуров А. В.** (см. Глушков А. В.) - 109/9/579
- Савинов С. Ю.** (см. Завертяев М. В.) - 110/10/652
- Савиных А. С.** (см. Молодец А. М.) - 109/7/460
- Савотченко С. Е.** Влияние температуры на перераспределение потока энергии, уносимого поверхностными волнами вдоль границы раздела кристаллов с различными механизмами формирования нелинейного отклика. Савотченко С.Е. - 109/11/778
- Савченков Е. Н.** Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в MgO:LiNbO₃. Савченков Е.Н., Шандаров С.М., Смирнов С.В., Есин А.А., Ахматханов А.Р., Шур В.Я. - 110/3/165
- Садовников А. В.** (см. Одинцов С. А.) - 110/6/414
(см. Мартышкин А. А.) - 110/8/526
- Садовников С. И.** Превращение аргентит–акантит в сульфиде серебра как переход беспорядок–порядок. Садовников С.И., Гусев А.И. - 109/9/605
- Садовский М. В.** Антиадиабатические фононы, кулоновский псевдопотенциал и сверхпроводимость в теории Элиашберга–МакМиллана. Садовский М.В. - 109/3/165
- Сазонтов С. А.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Саиджонов Б. М.** (см. Смирнов А. М.) - 109/6/375
(см. Смирнов А. М.) - 109/7/466
- Сайтов И. М.** Метастабильный проводящий кристаллический водород при высоких давлениях. Сайтов И.М. - 110/3/184
- Салахов М. Х.** (см. Тюгаев М. Д.) - 110/12/772
- Салецкий А. М.** (см. Сыромятников А. Г.) - 110/5/331

- Салимов Р. К.** О подвижных неоднородностях нелинейного уравнения Клейна–Гордона. Салимов Р.К. - 109/7/504
- Самарин А. Н.** (см. Гильманов М. И.) - 110/4/241
- Самойлов Р. М.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Самохвалов А. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 109/5/301
(см. Кудряшов С. И.) - 109/7/442
(см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230
- Самохвалов П.** (см. Линьков П.) - 109/2/108
- Сандалов И. С.** (см. Замкова Н. Г.) - 109/4/265
- Санина В. А.** (см. Воробьев С. И.) - 110/2/118
- Сараева И. Н.** (см. Секербаев К. С.) - 110/9/591
- Сарвадий С. Ю.** (см. Гришин М. В.) - 109/10/707
- Саутенков В. А.** (см. Зеленер Б. Б.) - 110/12/767
- Сафаргалиев Р. Ф.** (см. Пахаруков Ю. В.) - 109/9/634
- Сафин Т. Р.** (см. Буньков Ю. М.) - 109/1/43
- Сафиуллин К. Р.** (см. Буньков Ю. М.) - 109/1/43
- Свирко Ю. П.** (см. Михеев Г. М.) - 109/11/739
- Седова И. В.** (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147
- Секербаев К. С.** Ускорение распада экситонов в пленке органометаллического перовскита на поверхности кристаллического кремния. Секербаев К.С., Таурбаев Е.Т., Сараева И.Н., Кудряшов С.И., Ионин А.А., Тимошенко В.Ю. - 110/9/591
- Селезнев М. Н.** (см. Ясников И. С.) - 110/6/421
- Семенихин С. Ю.** (см. Воронин В. В.) - 110/9/579
- Семенов А. В.** (см. Девятов И. А.) - 109/4/249
- Семенов А. Ю.** (см. Гуськов С. Ю.) - 109/8/525
- Семенов С. В.** (см. Князев Ю. В.) - 110/9/614
- Семенов С. К.** (см. Амусья М. Я.) - 110/2/85
- Сергеева Д. Ю.** (см. Тищенко А. А.) - 110/10/636
- Сердюков В. И.** Аномальное уширение линий CF_4 . Наблюдение гидратов тетрафторида углерода?. Сердюков В.И., Сеница Л.Н., Луговской А.А. - 109/9/595
- Серебров А. П.** Первое наблюдение эффекта осцилляций в эксперименте Нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино. Серебров А.П., Ивочкин В.Г., Самойлов Р.М., Фомин А.К., Полюшкин А.О., Зиновьев В.Г., Неустроев П.В., Головцов В.Л., Черный А.В., Жеребцов О.М., Чайковский М.Е., Мартемьянов В.П., Тарасенков В.Г., Алешин В.И., Петелин А.Л., Ижutow А.Л., Тузов А.А., Сазонтов С.А., Громов М.О., Афанасьев В.В., Зайцев М.Е., Герасимов А.А., Рязанов Д.К. - 109/4/209
- Серещенко Е. В.** (см. Кузнецов Е. А.) - 109/4/231
- Сидельников М. С.** (см. Винников Л. Я.) - 109/8/530
- Сиковский Д. Ф.** Нелокальный турбофорез частиц в логарифмическом слое пристенной турбулентности. Сиковский Д.Ф. - 109/4/236
- Силкин И. В.** (см. Петров Е. К.) - 109/2/118
- Синица Л. Н.** (см. Сердюков В. И.) - 109/9/595
- Синицкая А. В.** (см. Коренблит С. Э.) - 110/5/291
- Синченко А. А.** (см. Фролов А. В.) - 109/3/196
- Сиразов Р. А.** Нелинейные преобразования кинетической и магнитной энергий во вращающихся магнитогидродинамических турбулентных течениях. Сиразов Р.А., Петросян А.С. - 110/5/314
- Ситникова А. А.** (см. Соловьев В. А.) - 109/6/381
(см. Соловьев В. А.) - 110/5/297
- Ситников М. Н.** (см. Аплеснин С. С.) - 110/3/204
- Скаун В. С.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 110/1/72
- Скалдин О. А.** (см. Делев В. А.) - 109/2/84
(см. Делев В. А.) - 110/9/607
- Скворцова Н. Н.** О пылевых структурах и цепных реакциях, возникающих над реголитом при воздействии излучения гиротрона. Скворцова Н.Н., Майоров С.А., Малахов Д.В., Степахин В.Д., Образцова Е.А., Кенжебекова А.И., Шишилов О.Н. - 109/7/452
- Скрипников Л. В.** (см. Чубуков Д. В.) - 110/6/363
- Скрябина О. В.** (см. Винников Л. Я.) - 109/8/530
- Случанко Н. Е.** (см. Гильманов М. И.) - 110/4/241
- Смет Ю. Х.** (см. Дорожкин С. И.) - 109/3/178
(см. Капустин А. А.) - 110/6/407
- Смирнов А. М.** Экситонное поглощение с участием фононов в коллоидных нанопластинах CdSe/CdS. Смирнов А.М., Голинская А.Д., Саиджонов Б.М.,

- Васильев Р.Б., Манцевич В.Н., Днепровский В.С. - 109/6/375
Насыщение поглощения экситонов в нанопластиках CdSe/CdS при их нестационарном возбуждении. Смирнов А.М., Голинская А.Д., Жаркова Е.В., Козлова М.В., Саиджонов Б.М., Васильев Р.Б., Днепровский В.С. - 109/7/466
- Смирнов И. Ю.** (см. Дмитриев А. А.) - 110/1/62
- Смирнов Н. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 109/6/387
(см. Кудряшов С. И.) - 110/2/90
(см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230
- Смирнов С. В.** (см. Савченков Е. Н.) - 110/3/165
- Соколенко В. И.** Тонкие эффекты температурного хода теплопроводности Y-123 в “слабом” псевдощелевом состоянии. Соколенко В.И., Фролов В.А. - 109/8/535
- Солдатов А. В.** (см. Бугаев А. Л.) - 109/9/615
- Солдатов К. С.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Соловьев В. А.** Влияние сильнонапряженных вставок GaAs и InAs в буферном слое InAlAs на структурные и оптические свойства метаморфных квантово-размерных гетероструктур InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs/GaAs. Соловьев В.А., Чернов М.Ю., Комков О.С., Фирсов Д.Д., Ситникова А.А., Иванов С.В. - 109/6/381
Стимулированное излучение на длине волны 2.86 мкм из метаморфных In(Sb,As)/In(Ga,Al)As/GaAs квантовых ям в условиях оптической накачки. Соловьев В.А., Чернов М.Ю., Морозов С.В., Кудрявцев К.Е., Ситникова А.А., Иванов С.В. - 110/5/297
- Соменков В. А.** (см. Паршин П. П.) - 110/1/30
- Сорокин А. О.** (см. Тимофеев В. Е.) - 109/3/200
Переход типа Изинг-XY в трехмерных фрустрированных антиферромагнетиках с коллинеарным спиновым упорядочением. Сорокин А.О. - 109/6/423
- Соснин Э. А.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 110/1/72
- Сосоров А. Ю.** Метод быстрой оценки энергии деформации решетки в органических полупроводниках. Сосоров А.Ю. - 110/3/171
- Старостин А. Н.** Оценки зависимости выхода “термоядерных” нейтронов от начальных плотности и температуры плазмы в быстрых пинчах. Старостин А.Н., Житлухин А.М., Петрушевич Ю.В., Таран М.Д., Филиппов А.В., Фортгов В.Е., Черковец В.Е. - 110/6/387
(см. Филиппов А. В.) - 110/10/658
- Старчиков С. С.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
- Стаховский И. Р.** Структурная модель взаимосвязи сейсмических скейлингов и обобщенный скейлинговый закон сейсмичности. Стаховский И.Р. - 109/12/852
- Степаненко Д. И.** Комбинированный резонанс межслоевой проводимости в Q2D проводниках. Степаненко Д.И. - 110/7/493
- Степахин В. Д.** (см. Скворцова Н. Н.) - 109/7/452
- Степина Н. П.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
- Столяров В. С.** (см. Винников Л. Я.) - 109/8/530
- Страумал Б. Б.** Фазовые превращения в твердых растворах медь-олово при кручении под высоким давлением. Страумал Б.Б., Кильмаметов А.Р., Мазилкин И.А., Корнева А., Земба П., Барецки Б. - 110/9/622
- Стрельцов В. Н.** (см. Архипенко М. В.) - 109/9/598
- Стрыгин И. С.** (см. Быков А. А.) - 109/6/401
(см. Быков А. А.) - 110/5/337
(см. Быков А. А.) - 110/10/671
- Стучебрюхов И. А.** (см. Гуськов С. Ю.) - 109/8/525
- Субботин К. А.** (см. Чукалина Е. П.) - 109/6/360
- Сухарников В. В.** Квантово-оптический модовый затвор для неклассического сжатого света. Сухарников В.В., Тихонова О.В. - 109/9/589
- Сыромятников А. Г.** Равновесные и неравновесные состояния одномерных атомных структур. Сыромятников А.Г., Салецкий А.М., Клавсюк А.Л. - 110/5/331
- Сырых Г. Ф.** (см. Паршин П. П.) - 110/1/30
- Тагиров Л. Р.** (см. Петров А. В.) - 110/3/197
- Тагиров М. С.** (см. Буньков Ю. М.) - 109/1/43
- Талденков А. Н.** (см. Минакова В. Е.) - 110/3/178
- Тамегай Т.** (см. Винников Л. Я.) - 109/8/530
- Таран М. Д.** (см. Старостин А. Н.) - 110/6/387
- Тарасенков В. Г.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Тарасенко В. Ф.** (см. Бакшт Е. Х.) - 109/9/584

Роль стримеров в формировании коронного разряда при резко неоднородном электрическом поле. Тарасенко В.Ф., Кузнецов В.С., Панарин В.А., Скакун В.С., Соснин Э.А., Бакшт Е.Х. - 110/1/72

Тарасенко С. В. Эффекты резонансного усиления эванесцентных спиновых волн в обменносвязанных слоистых магнитных структурах с центром и без центра инверсии. Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 109/6/393

Тарасов А. П. Анализ лазерной генерации тетраподо-
в ZnO, полученных методом карботермического синтеза. Тарасов А.П., Брискина Ч.М., Маркушев В.М., Задорожная Л.А., Лавриков А.С., Каневский В.М. - 110/11/750

Тарасов И. А. (см. Максимова О. А.) - 110/3/155

Тартаковский И. И. (см. Максимов А. А.) - 110/12/806

Таурбаев Е. Т. (см. Секербаев К. С.) - 110/9/591

Тепле Ф. (см. Козлов Д. В.) - 109/10/679

Тепл Ф. (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91

Терентьев Я. В. (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147

Терунума Н. (см. Шкитов Д. А.) - 109/12/809

Тимофеев В. А. (см. Володин В. А.) - 109/6/371

Тимофеев В. Б. (см. Журавлев А. С.) - 110/4/260

Тимофеев В. Е. Об эффективной теории скирмионного кристалла. Тимофеев В.Е., Сорокин А.О., Аристов Д.Н. - 109/3/200

Тимошенко В. Ю. (см. Секербаев К. С.) - 110/9/591

Тихонов А. М. (см. Ермаков Ю. А.) - 109/5/340

Тихонова О. В. (см. Сухарников В. В.) - 109/9/589
(см. Балыбин С. Н.) - 109/11/729

Тищенко А. А. Некогерентный форм-фактор в дифракционном излучении и излучении Смита–Парселла. Тищенко А.А., Сергеева Д.Ю. - 110/10/636

Ткаченко В. И. (см. Марченко И. Г.) - 109/10/694

Ткаченко И. М. (см. Филиппов А. В.) - 110/10/658

Товстун С. А. (см. Разумов В. Ф.) - 110/5/307

Толстогузов А. Б. (см. Белых С. Ф.) - 109/8/511

Торопов А. А. (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147

Трофимов О. В. (см. Кузнецов В. И.) - 110/1/47

Трошков С. И. (см. Рахлин М. В.) - 109/3/147

Трубилко А. И. Задержка сверхизлучения как отличительный признак невинеровской динамики обобщенной модели Дике. Трубилко А.И., Башаров А.М. - 109/2/75

О распаде “изолированного” осциллятора, нелинейно связанного с затухающим осциллятором. Трубилко А.И., Башаров А.М. - 110/7/505

Трубина С. В. (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258

Труханов В. А. Пространственно-локализованный фотоэффект в амбиполярных органических полевых фототранзисторах. Труханов В.А. - 109/12/815

Тугушев В. В. (см. Кулатов Э. Т.) - 109/2/98

Тузов А. А. (см. Серебров А. П.) - 109/4/209

Туркевич Р. В. Универсальное уширение циклотронного поглощения в дираковских полуметаллах. Туркевич Р.В., Протогенов А.П., Чулков Е.В. - 109/5/320

Турлапов А. В. (см. Махалов В. Б.) - 109/8/564

Турнье Э. (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91

Турпанов И. А. (см. Патрин Г. С.) - 109/5/325

Тюгаев М. Д. Вынужденное комбинационное рассеяние света в нанокompозитах металл–диэлектрик со спектрально вырожденной диэлектрической проницаемостью. Тюгаев М.Д., Харитонов А.В., Газизов А.Р., Фишман А.И., Салахов М.Х., Дедкова А.А., Алексеев А.М., Шелаев А.В., Харинцев С.С. - 110/12/772

Тюренок И. О. (см. Чукалина Е. П.) - 109/6/360

Уманская С. Ф. (см. Кудряшов С. И.) - 109/6/387

Уманский В. (см. Дорожкин С. И.) - 109/3/178
(см. Капустин А. А.) - 110/6/407

Уракава Дж. (см. Шкитов Д. А.) - 109/12/809

Урюпин С. А. (см. Кудряшов С. И.) - 109/6/387
(см. Кудряшов С. И.) - 110/2/90
(см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230

Успенский Ю. А. (см. Кулатов Э. Т.) - 109/2/98

Уставщиков С. С. (см. Путилов А. В.) - 109/11/789

Устинов В. В. (см. Антропов Н. О.) - 109/6/408

- Уточкин В. В.** (см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
- Фабрис Ж. Ц.** (см. Галкина О.) - 110/8/515
- Фадеев М. А.** (см. Криштопенко С. С.) - 109/2/91
(см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
- Фалсиано Ф. Т.** (см. Галкина О.) - 110/8/515
- Федоров А. Н.** (см. Архипенко М. В.) - 109/9/598
- Федоров А. С.** (см. Максимова О. А.) - 110/3/155
- Федоров В. В.** (см. Воронин В. В.) - 110/9/579
- Федоров И. Б.** (см. Капустин А. А.) - 110/6/407
- Фёльсков М.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
- Филатов Е. В.** (см. Максимов А. А.) - 110/12/806
- Филипов В. Б.** (см. Демишев С. В.) - 109/3/152
(см. Гильманов М. И.) - 110/4/241
- Филиппов А. В.** (см. Старостин А. Н.) - 110/6/387
Исследование пылевой плазмы на основе интегрального уравнения Орнштейна-Цернике для многокомпонентной жидкости. Филиппов А.В., Решетняк В.В., Старостин А.Н., Ткаченко И.М., Фортв В.Е. - 110/10/658
- Фирсов Д. Д.** (см. Соловьев В. А.) - 109/6/381
- Фишман А. И.** (см. Тюгаев М. Д.) - 110/12/772
- Флейта Д. Ю.** (см. Норман Г. Э.) - 109/10/689
- Фомин А. К.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Фомин И. А.** Влияние случайной анизотропии на сдвиг частоты ЯМР в полярной фазе сверхтекучего ^3He . Фомин И.А. - 109/5/331
- Фоминов Я. В.** (см. Камашев А. А.) - 110/5/325
- Фортв В. Е.** (см. Старостин А. Н.) - 110/6/387
(см. Филиппов А. В.) - 110/10/658
(см. Зеленер Б. Б.) - 110/12/767
- Фролов А. В.** (см. Никитин М. В.) - 109/1/54
Особенности пиннинга волны зарядовой плотности в квазидвумерных соединениях. Фролов А.В., Орлов А.П., Синченко А.А., Монсо П. - 109/3/196
(см. Горлова И. Г.) - 110/6/400
- Фролов В. А.** (см. Соколенко В. И.) - 109/8/535
- Фролов К. В.** Исследование монокристаллов сверхпроводника $\text{FeSe}_{0.91}\text{S}_{0.09}$ методом мессбауэровской спектроскопии. Фролов К.В., Любутин И.С., Чарев Д.А., Абдель-Хафиз М. - 110/8/557
- Хайдуков Ю. Н.** (см. Антропов Н. О.) - 109/6/408
- Хайнеманн А.** (см. Григорьев С. В.) - 110/12/799
- Халифа М. М.** (см. Осипов А. А.) - 110/6/368
- Ханин Ю. Н.** Туннелирование в графен/ h - BN /графен гетероструктурах через нульмерные уровни дефектов h - BN и их использование в качестве зонда для измерения плотности состояний графена. Ханин Ю.Н., Вдовин Е.Е., Григорьев М.В., Макаровский О., Алхазми М., Морозов С.В., Мищенко А., Новоселов К.С. - 109/7/496
- Харинцев С. С.** (см. Тюгаев М. Д.) - 110/12/772
- Харитонов А. В.** (см. Тюгаев М. Д.) - 110/12/772
- Харчев С.** (см. Черняков Ю.) - 109/2/131
- Хисамеева А. Р.** (см. Щепетильников А. В.) - 110/9/597
- Хищенко К. В.** (см. Гуськов С. Ю.) - 109/8/525
- Хоник В. А.** (см. Кончаков Р. А.) - 109/7/473
- Хонкимаки В.** (см. Ермаков Ю. А.) - 109/5/340
- Хоперский А. Н.** Рентгеновская квадрупольная эмиссия при рассеянии двух фотонов многозарядным атомным ионом. Хоперский А.Н., Надолинский А.М. - 109/10/662
Резонансное Комптоновское рассеяние двух фотонов многозарядным атомным ионом. Хоперский А.Н., Надолинский А.М. - 110/2/95
- Хуснутдинов Р. М.** Электрокристаллизация переохлажденной воды, заключенной между графеновыми слоями. Хуснутдинов Р.М., Мокшин А.В. - 110/8/551
- Хьюберс Г. -В.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Хьюберс Х. -В.** (см. Козлов Д. В.) - 109/10/679
- Цао Г.** (см. Винников Л. Я.) - 109/8/530
- Цвелиховская В. М.** (см. Виглин Н. А.) - 110/4/248
- Цицилин И. А.** (см. Москаленко И. Н.) - 110/8/569
- Цуркан В.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
- Цхай С. Н.** (см. Завертяев М. В.) - 110/10/652
- Цыпленков В. В.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Чайковский М. Е.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Чаплик А. В.** (см. Каламейцев А. В.) - 109/3/191

- (см. Каламейцев А. В.) - 109/12/842
(см. Витлина Р. З.) - 110/8/534
- Чареев Д. А.** (см. Фролов К. В.) - 110/8/557
- Черковец В. Е.** (см. Старостин А. Н.) - 110/6/387
- Чернов М. Ю.** (см. Соловьев В. А.) - 109/6/381
(см. Соловьев В. А.) - 110/5/297
- Чернозатонский Л. А.** (см. Артюх А. А.) - 109/7/481
- Черный А. В.** (см. Серебров А. П.) - 109/4/209
- Чернышева Л. В.** (см. Амуся М. Я.) - 109/6/355
(см. Амуся М. Я.) - 110/2/85
- Черняков Ю.** Обобщенные модели Калоджеро и Тоды. Черняков Ю., Харчев С., Левин А., Ольшанецкий М., Зотов А. - 109/2/131
- Чижов П. А.** (см. Першин С. М.) - 109/7/447
- Чичай К. А.** (см. Григорьев С. В.) - 110/12/799
- Чопорова Ю. Ю.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Чубов Ю. В.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Чубуков Д. В.** К поиску электрического дипольного момента электрона: \mathcal{P} , \mathcal{T} -нечетный эффект Фарадея на молекулярном пучке RbF. Чубуков Д.В., Скрипников Л.В., Лабзовский Л.Н. - 110/6/363
- Чувильский Ю. М.** (см. Родкин Д. М.) - 109/7/435
- Чукалина Е. П.** Спектроскопическое исследование сверхтонкой структуры уровней примесных ионов Ho^{3+} в синтетическом форстерите. Чукалина Е.П., Тюренков И.О., Жариков Е.В., Субботин К.А., Попова М.Н. - 109/6/360
- Чулков Е. В.** (см. Петров Е. К.) - 109/2/118
(см. Туркевич Р. В.) - 109/5/320
(см. Русина Г. Г.) - 109/9/621
(см. Борисова С. Д.) - 110/3/190
(см. Меньшов В. Н.) - 110/12/777
- Чумаков А. И.** (см. Паршин П. П.) - 110/1/30
(см. Князев Ю. В.) - 110/9/614
- Шабиев Ф. К.** (см. Пахаруков Ю. В.) - 109/9/634
- Шавров В. Г.** (см. Тарасенко С. В.) - 109/6/393
- Шадривов И. В.** (см. Буслаев П. И.) - 109/11/805
- Шандаров С. М.** (см. Савченков Е. Н.) - 110/3/165
- Шапиро Д. Д.** (см. Воронин В. В.) - 110/9/579
- Шастин В. Н.** (см. Жукавин Р. Х.) - 110/10/677
- Шахов А. М.** Физико-химические механизмы наноструктурирования стекла фемтосекундными лазерными импульсами с использованием селективного травления. Шахов А.М., Астафьев А.А., Надточенко В.А. - 109/5/294
(см. Астафьев А. А.) - 110/7/456
- Шашков И. В.** (см. Коплак О. В.) - 109/11/753
- Швец И. А.** (см. Меньшов В. Н.) - 110/12/777
- Шевелев М. В.** (см. Бакшт Е. Х.) - 109/9/584
(см. Шкитов Д. А.) - 109/12/809
- Шевцов Д. В.** (см. Максимова О. А.) - 110/3/155
- Шевченко С. И.** Сверхтеплопроводность и электрическая активность сверхтекучих систем. Шевченко С.И., Константинов А.М. - 109/12/828
- Шевченко Ю. А.** (см. Макаров А. Г.) - 110/10/700
- Шелаев А. В.** (см. Тюгаев М. Д.) - 110/12/772
- Шельгина С. Н.** (см. Кудряшов С. И.) - 110/4/230
- Шерстобитов А. А.** (см. Миньков Г. М.) - 110/4/274
- Шешукова С. Е.** (см. Одинцов С. А.) - 110/6/414
(см. Мартышкин А. А.) - 110/8/526
- Шилин С. И.** (см. Баскаков А. О.) - 109/8/547
- Шимко А. А.** (см. Архипов М. В.) - 109/10/657
(см. Архипов Р. М.) - 110/1/9
- Шитов М. И.** (см. Камерджиев С. П.) - 109/1/65
- Шицевалова Н. Ю.** (см. Демишев С. В.) - 109/3/152
(см. Гильманов М. И.) - 110/4/241
- Шишилов О. Н.** (см. Скворцова Н. Н.) - 109/7/452
- Шкитов Д. А.** Измерения поляризационных характеристик когерентного дифракционного излучения в субтерагерцовом диапазоне. Шкитов Д.А., Потылицын А.П., Науменко Г.А., Шевелев М.В., Арышев А., Терунума Н., Уракава Дж. - 109/12/809
- Штоффель М.** (см. Володин В. А.) - 109/6/371
- Шуб Б. Р.** (см. Гришин М. В.) - 109/10/707
- Шукринов Ю. М.** (см. Рахмонов И. Р.) - 109/1/36
Ферромагнитный резонанс и динамика магнитного момента в системе “джозефсоновский переход”

- наномагнит". Шукринов Ю.М., Нашаат М., Рахмонов И.Р., Куликов К.В. - 110/3/149
(см. Атанасова П. Х.) - 110/11/736
- Шуманн И.** (см. Камашев А. А.) - 110/5/325
- Шумилин А. В.** (см. Агринская Н. В.) - 110/7/482
- Шуравин Н. С.** (см. Долганов П. В.) - 110/8/539
- Шур В. Я.** (см. Савченков Е. Н.) - 110/3/165
- Шустин М. С.** (см. Вальков В. В.) - 110/2/126
- Щепетильников А. В.** Наблюдение электронного парамагнитного резонанса в индуцированном микроволновым излучением фотонапряжении. Щепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Нефёдов Ю.А., Кукушкин И.В. - 110/9/597
- Щербаков Г. В.** (см. Воробьев С. И.) - 110/2/118
- Щербаков О. А.** (см. Воробьев А. С.) - 110/4/222
- Энкович П. В.** Прямое наблюдение квантовых изотопических эффектов в изотопических чистых кристаллах германия методом рамановской спектроскопии. Энкович П.В., Бражкин В.В., Ляпин С.Г. - 110/10/687
- Энтин М. В.** (см. Махмудиан М. М.) - 109/5/337
- Эренбург С. Б.** (см. Зиновьева А. Ф.) - 109/4/258
- Юркин Г. Ю.** (см. Патрин Г. С.) - 109/5/325
- Юсупов А. Р.** (см. Лежнев С. К.) - 110/7/437
- Юсупов Р. В.** (см. Петров А. В.) - 110/3/197
- Юшков В. И.** (см. Патрин Г. С.) - 109/5/325
- Якимов А. И.** Плазмонное усиление поля металлическими субволновыми решетками на кремнии в ближнем ИК-диапазоне. Якимов А.И., Блошкин А.А., Двуреченский А.В. - 110/6/393
- Яковлев Д. Р.** (см. Максимов А. А.) - 110/12/806
- Яковлев И. А.** (см. Максимова О. А.) - 110/3/155
- Якубовский А. Ю.** (см. Волкова З. Н.) - 109/8/552
- Якушкин С. С.** (см. Князев Ю. В.) - 110/9/614
- Янилкин И. В.** (см. Петров А. В.) - 110/3/197
- Ярославцев А. А.** (см. Менушенков А. П.) - 109/8/540
(см. Жумагулов Я. В.) - 110/1/23
- Яруллин Д. Т.** (см. Мокшин А. В.) - 110/7/498
- Ясников И. С.** К вопросу о возникновении скейлинга в зависимости скорости сдвиговых процессов в металлическом стекле от времени. Ясников И.С., Селезнев М.Н., Данюк А.В., Виноградов А.Ю. - 110/6/421

Содержание
Том 111, выпуск 5
Поля, частицы, ядра

Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Галоян А.С., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Прудкогляд А.Ф., Пряников Д.С., Романовский В.А., Семак А.А., Солодовников И.П., Терехов В.И., Уханов М.Н., Шиманский С.С. Скейлинговое поведение спектров протонов, дейтронов и тритонов, рождаемых с большими p_T в $p + A$ и $^{12}\text{C} + A$ взаимодействиях 291

Науменко Г.А., Потылицын А.П., Шевелев М.В., Шкитов Д.А., Попов К.Е., Вуколов В.А. Квазичеренковский механизм излучения релятивистских электронов, пролетающих вблизи многослойной призматической мишени 295

Астрофизика и космология

Zaslavskii O.B. Schwarzschild black hole as accelerator of accelerated particles 300

Оптика, лазерная физика

Wang H., Jin G., Tan Q. Microstructural characterization of V-defects in InGaN/GaN multiquantum wells 301

Dolinina D.A., Shalin A.S., Yulin A.V. Complex dynamics of optical solitons interacting with nanoparticles 303

Плазма, гидро- и газодинамика

Книжник А.А., Коробцев С.В., Медведев Д.Д., Потапкин Б.В., Белов Н.К. Особенности пробоя газов в узких разрядных промежутках при высоких давлениях 305

Конденсированное состояние

Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Орлов А.О. Пропускание электромагнитного излучения видимого диапазона тонким слоем льда 0, конденсированного на диэлектрическую подложку 311

Зарезин А.М., Гусихин П.А., Муравьев В.М., Кукушкин И.В. Измерение спектра двумерных “прокси” плазмонов методом стоячих волн 316

Аксенов С.В., Каган М.Ю. Коллапс резонанса Фано вследствие нелокальности майорановского состояния 321

Врубель И.И., Первишко А.А. Исследование электронной структуры комплексов фталоцианина меди CuPc с атомом лития 328

Содержание
Том 111, выпуск 6
Астрофизика и космология

Руменских М.С., Чибранов А.А., Ефимов М.А., Березуцкий А.Г., Посух В.Г., Захаров Ю.П., Бояринцев Э.Л., Мирошниченко И.Б., Шайхисламов И.Ф. Лабораторное моделирование взаимодействия Солнечного ветра с Лунными магнитными аномалиями 335

Kamenshchik A.Yu., Vardanyan T. Spatial Kasner solution and an infinite slab with constant energy density 343

Оптика, лазерная физика

Тарасенко С.В., Шавров В.Г. Резонансные поляритонные эффекты в структуре из эквидистантных слоев однофазной гиперболической среды с пространственной дисперсией 345

Сазонов С.В., Комиссарова М.В. Параметрические световые пули при отсутствии дисперсии групповой скорости на частоте второй гармоники 355

Макаров Г.Н., Петин А.Н. Изотопно-селективная лазерная ИК диссоциация молекул, имеющих небольшой изотопический сдвиг в спектрах ИК поглощения, в газодинамически охлажденном молекулярном потоке, взаимодействующем с твердой поверхностью 361

Мурзина Т.В., Колмычек И.А., Гусев Н.С., Майдыковский А.И. Гигантские магнитоиндуцированные эффекты при генерации второй гармоники в планарной анизотропной структуре Ta/Co/Pt 370

Конденсированное состояние

Мейлахс А.П., Алексенский А.Е. Диффузия перегретых и переохлажденных частиц как механизм теплопроводности в наножидкостях 375

Квашнин А.Г., Самцевич А.И. Фазовые переходы в моноборидах вольфрама 380

Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Морозов И.В., Вурмель С., Бюхнер Б. Экспериментальное свидетельство трехщелевой сверхпроводимости в LiFeAs 388

Орешкин А.И., Музыченко Д.А., Орешкин С.И., Панов В.И., Бахтизин Р.З., Петухов М.Н. Дефторирование молекул C₆₀F₄₈, адсорбированных на поверхности Cu(001) 396

Авторский указатель томов 109–110 за 2019 г. 403