

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

**том 113**

Выпуск 1

10 января 2021

*Журнал издается под руководством  
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

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

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

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

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

---

© Российская академия наук, 2021

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



## Влияние лазерного излучения вблизи 1.5 мкм на параметры фотолюминесценции ансамбля NV-центров в алмазе

М. А. Смирнов<sup>a,1)</sup>, М. М. Миннегалиев<sup>a</sup>, И. В. Федотов<sup>a,b,c,d,f</sup>, С. А. Моисеев<sup>a</sup>, А. М. Желтиков<sup>a,b,c,d,e</sup>

<sup>a</sup>Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, 420111 Казань, Россия

<sup>b</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

<sup>c</sup>Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station TX 77843, USA

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

<sup>e</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 13 октября 2020 г.

После переработки 13 ноября 2020 г.

Принята к публикации 19 ноября 2020 г.

Экспериментально исследовано влияние лазерного излучения с длиной волны вблизи 1.55 мкм на фотолюминесцентные свойства центров окраски “азот-вакансия” (NV) в алмазе. Под воздействием инфракрасного лазера в ансамбле NV-центров происходит перераспределение спектральной интенсивности фотолюминесценции, вызванное влиянием излучения на зарядовое состояние центров окраски. При этом в случае нейтрально заряженных NV-центров наблюдалось гашение фотолюминесценции, которое достигало ~60%. Отличительной особенностью лазерного возбуждения NV-центров данным методом является отсутствие конкуренции со стороны процессов стимулированной эмиссии и двухфотонного возбуждения, которая наблюдается с увеличением мощности инфракрасного излучения на других длинах волн.

DOI: 10.31857/S1234567821010018

Центры окраски в кристалле алмаза со структурой “азот-вакансия” (NV) вызывают широкий интерес благодаря их применению в качестве однофотонных эмиттеров [1, 2], сенсоров температуры [3–8] и магнитных полей [9–13], а также в микроскопии сверхвысокого разрешения [14–16], позволяющей преодолевать дифракционный предел в оптике. Наиболее популярными методами получения изображения с субдифракционным разрешением являются микроскопия структурированного освещения [17, 18], локализационная микроскопия одиночных молекул [19, 20] и микроскопия на основе опустошения (люминесценции) вынужденным излучением [21, 22] или опустошения зарядового состояния [15]. Как правило, здесь сверхвысокое разрешение достигается либо за счет пространственного и/или временного модулирования перехода люминофора из одного молекулярного состояния в другое. Использование NV-центров в этих методах позволяет получить изображение с

существенно более высоким разрешением, по сравнению с другими люминофорами [22].

NV-центры могут находиться в двух зарядовых состояниях – отрицательно заряженном ( $NV^-$ ) и нейтральном ( $NV^0$ ). Их фотолюминесцентные свойства различаются и характеризуются бесфононными линиями (БФЛ) вблизи 637 нм ( $NV^-$ ) и 575 нм ( $NV^0$ ), а также широкими фононными крыльями с максимумами вблизи 700 и 650 нм соответственно [3, 23]. Фотохромные эффекты, наблюдаемые в NV-центрах, связаны с переводом центра окраски из одного зарядового состояния в другое. На рисунке 1 показана наиболее распространенная схема такого перевода [24–27], полученная преимущественно на основе анализа данных от одиночных центров окраски. Данная схема предполагает участие двух фотонов при ионизации ( $NV^- \rightarrow NV^0$ ) и двух фотонов при рекомбинации ( $NV^0 \rightarrow NV^-$ ) центра окраски, как показано на рис. 1. В обоих случаях первый фотон поглощается центром окраски и переводит его на верхний энергетический уровень ( $^3E$  для  $NV^-$  или  $^2E$  для  $NV^0$ ), а второй фотон переводит центр окраски из одно-

<sup>1)</sup>e-mail: maxim@kazanqc.org

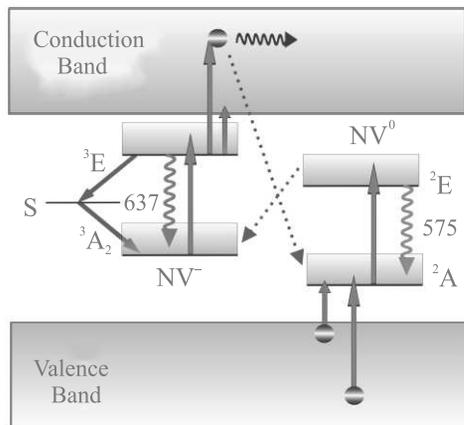


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема энергетических уровней NV-центров в алмазе: зелеными прямыми стрелками показаны процессы возбуждения зеленым лазером, волнистыми стрелками показана соответствующая люминесценция (БФЛ), красными прямыми стрелками обозначены процессы возбуждения, происходящие при облучении инфракрасным лазером, серыми прямыми стрелками показана безызлучательная релаксация через синглетный уровень  $NV^-$ , пунктирные стрелки соответствуют переходам NV-центра между зарядовыми состояниями

го зарядового состояния в другое. Математическое моделирование на основе данной модели [25, 28, 29] показывает, что поглощение второго фотона и последующее переключение зарядового состояния может быть с хорошей точностью охарактеризовано с помощью соответствующего эффективного сечения поглощения ( $\sigma$ ), значение которого зависит от параметров возбуждающего излучения.

Применение ближнего инфракрасного (ИК) лазерного излучения в качестве контролирующего оптического поля может позволить увеличить эффективность управления зарядовым состоянием NV-центра, поскольку в данном случае не происходит прямого возбуждения внутренних электронных уровней. В работах [28–32] рассматривалось влияние ближнего ИК излучения с длинами волн вблизи 750 и 1064 нм. При этом в работах [31, 32] было продемонстрировано, что эффект зарядовой модуляции излучения сохраняется как для случая CVD алмазов с одиночными центрами окраски, так и в случае наноразмерных алмазов ( $\sim 50$  нм) с высоким содержанием NV-центров (более 100 NV-центров в наночастице, что соответствует значениям концентрации центра окраски  $\sim$  единиц ppm). Однако с процессами зарядового преобразования NV-центра могут конкурировать процессы, связанные либо с вынужденным излучением [31], либо с двухфотонным поглощением

[26, 33], вероятность которых увеличивается с ростом мощности управляющего излучения. Данное обстоятельство можно обойти при использовании лазерного излучения вблизи 1.55 мкм, поскольку данная длина волны, а также ее вторая гармоника, лежат вне электронных переходов NV-центра. Насколько нам известно, на данный момент в литературе не освещалось влияние ИК лазерного излучения с длиной волны вблизи 1.55 мкм на зарядовое состояние NV-центра.

В данной работе экспериментально исследовались фотолюминесцентные свойства алмаза с высокой плотностью NV-центров при его облучении непрерывным зеленым лазером (532 нм) и непрерывным ИК лазером (1528 нм). В ходе исследования были получены зависимости спектральной интенсивности фотолюминесценции NV-центров для каждого из зарядовых состояний от мощности используемых лазеров, а также были проведены предварительные оценки динамических параметров процессов зарядового преобразования центра окраски, протекающих в алмазе при данных условиях.

В экспериментах исследовался НРНТ алмаз (Element Six SDB1125) размером  $\sim 180$  мкм. Концентрация замещающего азота в алмазе составляла  $\sim 10^{20}$  см $^{-3}$  ( $\sim 600$  ppm) по данным производителя. Образец облучали электронами с энергией несколько МэВ с плотностью потока  $10^{18}$  эл/см $^2$ , а затем отжигали при температуре  $\sim 800$  °С в инертном газе в течение 1.5 ч. В результате обработки в алмазе образовывались различные дефекты, в том числе, NV-центры, которые в дальнейшем изучались. По нашим оценкам при таких параметрах алмаза и способе его обработки результирующая концентрация NV-центров находится в диапазоне от 1 до 100 ppm.

Для изучения возможности управления зарядовым состоянием NV-центров была собрана установка по оптической микроскопии. Для возбуждения центров окраски использовались непрерывный стабилизированный по частоте и интенсивности зеленый лазер с длиной волны 532 нм. В качестве управляющего зарядовым состоянием лазера применялся непрерывный диодный лазер с излучением в диапазоне длин волн от 1528 до 1560 нм (Toptica STL-1500). Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 2а. Излучение с выхода управляющего диодного лазера поступало на усилитель (Keopsys CEFA-C-PB-LP-SM), после которого направлялось на оптическую схему. Излучение от обоих лазеров смешивалось с помощью дихроичного зеркала (DM1) с полосой отсека вблизи 950 нм и поступало на фокусирующий объектив. В качестве

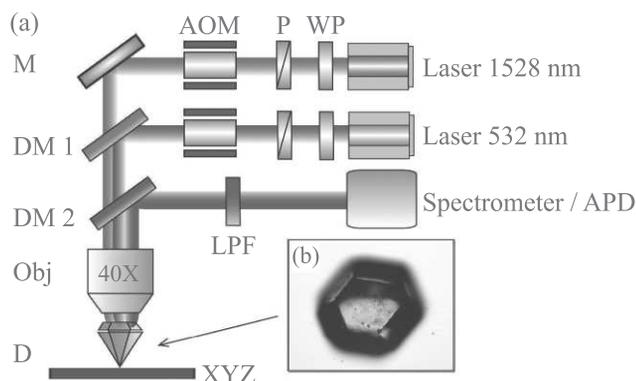


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Принципиальная оптическая схема экспериментальной установки по изучению NV-центров: AOM – акусто-оптический модулятор, P – поляризатор, WP – полуволновая пластина, M – зеркало, DM1 – дихроичное зеркало с пропусканием выше 950 нм, DM2 – дихроичное зеркало с пропусканием в диапазоне 400–550 нм и выше 1500 нм, Obj – 40-кратный объектив, D – исследуемый алмаз с NV-центрами, XYZ – предметный столик с 3-х координатной подачей, LPF – отсекающий фильтр, Laser 532 nm – возбуждающий зеленый лазер (532 нм), Laser 1528 nm – модулирующий инфракрасный лазер (1528 нм), Spectrometer/APD – регистрирующая система, состоящая, либо из спектрометра либо из детектора на основе лавинного фотодиода. (б) – Изображение исследуемого алмаза, полученное с помощью оптического микроскопа. Размер алмаза составляет  $\sim 150$  мкм

второго дихроичного зеркала (DM2), пропускающего возбуждающее излучение и отражающего фотолюминесценцию, выступал отсекающий фильтр с полосой пропускания в диапазоне от 400 до 550 нм и выше 1500 нм. Для фокусировки возбуждающего излучения на поверхность образца использовался 40X объектив (40X, Olympus Plan Achromat Objective, 0.65 NA). Мощность лазеров регулировалась с помощью поляризатора и полуволновой пластинки, а также парой акусто-оптических модуляторов (AOM, Brimrose TEF-200-50-600, AA-Optoelectronics MT-80-V42A0,7-1300.1600), которые также были использованы для получения оптических импульсов в экспериментах по изучению динамики зарядовых состояний. Представленная экспериментальная установка позволяет независимо оптически возбуждать исследуемый объект с помощью зеленого и ИК лазеров (см. рис. 1а). Спектры люминесценции регистрировались с помощью спектрометра (OceanOptics HR4000). Для измерения динамических характеристик фотолюминесцентного отклика вместо спектро-

метра использовался фотодетектор на основе лавинного диода (Thorlabs APD120A/M), сигнал с которого поступал на осциллограф (Tektronix DPO 7104C). При проведении экспериментов мощность зеленого лазера варьировалась от 100 мкВт до 15 мВт, мощность ИК лазера варьировалась в интервале от 0 до 30 мВт (значения после объектива). Исследуемый алмаз плотно прижимался к предметному стеклу с помощью покровного стекла, через которое и осуществлялось оптическое возбуждение. Изображение верхней грани исследуемого алмаза представлено на рис. 2б и было получено с помощью стандартного оптического микроскопа.

На рисунке 3а представлены экспериментальные спектры фотолюминесценции (PL), полученные при возбуждении исследуемого образца с помощью зеленого излучения (532 нм, 1 мВт, PL<sub>GREEN</sub>), а также при добавлении к нему инфракрасного излучения (1528 нм, 30 мВт, PL<sub>GREEN+NIR</sub>). Данные спектры демонстрируют значительное подавление люминесценции для NV<sup>0</sup> центров. Для оценки изменения спектра люминесценции от обоих зарядовых состояний центра, мы вычли один спектр из другого ( $\Delta PL = PL_{GREEN+NIR} - PL_{GREEN}$ ). Полученные таким образом разностные спектры ( $\Delta PL$ ) представлены на рис. 3б. На рисунке видна картина, свойственная перераспределению населенностей зарядовых состояний в результате ионизационно-рекомбинационных процессов. При указанных параметрах накачки гашение люминесценции от NV<sup>0</sup> достигает 50 %, в случае NV<sup>-</sup> значения модуляции гораздо меньше и прирост составляет около 4 %. Далее на рис. 3с представлена зависимость нормированных значений интенсивности люминесценции NV<sup>0</sup> от мощности ИК лазерного излучения, где в качестве нормировочного коэффициента использовалось значение люминесценции при облучении только зеленым лазером (532 нм, 1 мВт). Полученная зависимость показывает нелинейный спад сигнала с ростом мощности ИК излучения. Стоит отметить, что длина волны управляющего лазера в этих экспериментах варьировалась в диапазоне от 1528 до 1560 нм. Наблюдаемый эффект в этом диапазоне длин волн повторяется и имеет близкие спектральные характеристики. Противоположную картину можно наблюдать в случае изменения мощности зеленого лазера. На рисунке 3д представлена зависимость нормированных значений интенсивности люминесценции NV<sup>0</sup> ( $PL_{GREEN+NIR}/PL_{GREEN}$ ) от мощности зеленого лазерного излучения. При этом мощность ИК излучения (1528 нм) составляла 30 мВт. В данном случае мы видим, что максимальное гашение люминесцен-

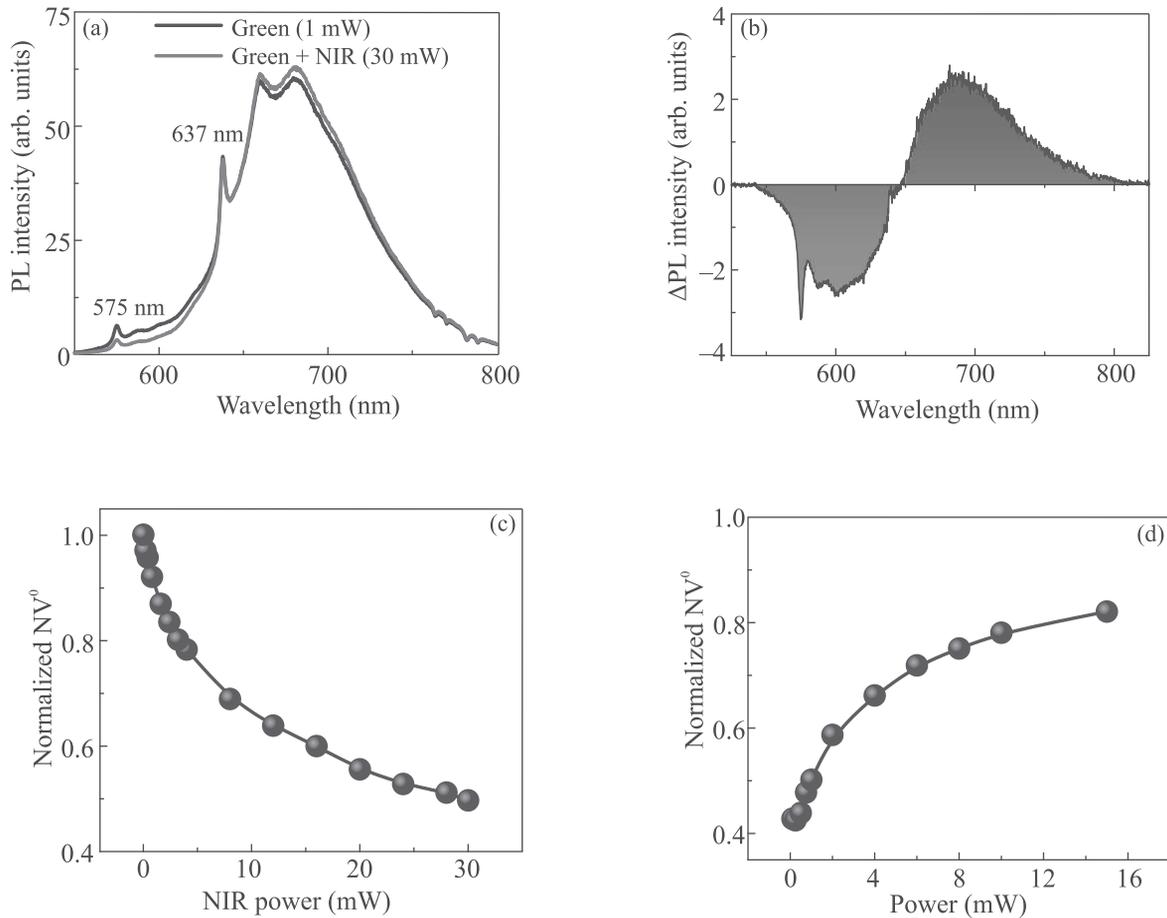


Рис. 3. (Цветной онлайн) Изменение спектра фотолюминесценции NV-центров при одновременном возбуждении непрерывными видимым и инфракрасным излучениями. (а) – Экспериментальный спектр фотолюминесценции NV-центров при возбуждении зеленым лазером (1 мВт, серая кривая), а также при добавлении излучения от инфракрасного лазера (30 мВт, красная кривая). (б) – Разность спектров фотолюминесценции ( $\Delta PL = PL_{GREEN+NIR} - PL_{GREEN}$ ), вычисленная для предыдущего графика. (с), (d) – Зависимость нормированных значений интенсивности фотолюминесценции вблизи БФЛ  $NV^0$  от мощности ИК (с) и зеленого (d) лазерного излучения. Мощность излучения ИК лазера на последнем графике составляла 30 мВт

ции  $NV^0 \sim 60\%$  происходит при сравнительно малых значениях мощности зеленого лазера (несколько сотен микроватт).

Одной из возможных причин наблюдаемых эффектов может быть увеличение значения эффективного сечения рекомбинационного процесса NV-центров ( $\sigma^{re}$ ), обусловленного возбуждением непрерывным ИК излучением других дефектов в кристаллической решетке алмаза. Аргументом в пользу этого предположения является тот факт, что в кристаллической решетке алмаза в процессе возникновения NV-центров могут образовываться азото-содержащие или иные дефекты неизвестной структуры, обладающие широкополосной линией поглощений в ближней ИК области и способные принимать участие в процессах обмена зарядом

с другими дефектами [34]. Проведенные нами эксперименты на длине волны вблизи 1.55 мкм выгодно отличаются от экспериментов на длине волны вблизи 1.06 мкм, представленные в работах [29–31], поскольку были получены вдали от возможного резонансного перехода синглетного уровня  $NV^-$  (1.19 эВ или 1042 нм), что является подтверждением широкополосного характера данного эффекта зарядовой модуляции и может быть дополнительным аргументом в пользу предположения о влиянии на него со стороны других дефектов. В таком случае, дополнительные дефекты неизвестной структуры могут служить основным инструментом для управления зарядовым состоянием NV-центра с помощью непрерывного ИК лазерного излучения.

Полученные результаты показывают возможность эффективного гашения люминесценции  $NV^0$  с помощью ИК лазерного излучения в области 1.5 мкм. При этом вся эта погашенная энергия переводится в люминесценцию от  $NV^-$ , что отчетливо видно на спектрах PL (см. рис. 3b). Данное обстоятельство может быть полезным для применений NV-центров в микроскопии сверхвысокого разрешения на основе опустошения зарядового состояния  $NV^0$ . Важное значение для практических приложений имеют временные параметры и масштабируемость метода модуляции на различные лазерные системы.

На рисунке 4 приведены временные зависимости PL исследуемых центров. Данные зависимости были получены при облучении алмаза последовательностью ИК импульсов с длительностью 50 мс и частотой 1 Гц. Импульсы вырезались из непрерывного ИК лазерного излучения с помощью АОМ, излучение от зеленого лазера было непрерывным. Динамические кривые имеют две релаксационные составляющие: первая имеет место при включении ИК излучения и обусловлена добавлением еще одного вклада в ионизационно-рекомбинационную динамику; вторая возникает при выключении ИК излучения и обусловлена возвращением системы в равновесное состояние, характерное для данных параметров накачки. На графиках рис. 4 видно, что после выключения ИК сигнала система сравнительно долго возвращается в равновесное состояние. Данная зависимость хорошо подгоняется суммой из двух затухающих экспонент с временами затухания  $\sim 50$  и  $\sim 500$  мс, при этом амплитуда “быстрой” экспоненты примерно в 36 раз больше “медленной”. Столь медленные релаксационные времена, по сравнению с временами переключения зарядовых состояний, могут быть связаны с недостаточной точностью фокусировки и пересечения возбуждающих лазеров на поверхности образца. Данная задача может быть решена с помощью выбора более подходящего для ИК диапазона объектива и измерения фотолюминесценции в конфокальном режиме. Предварительные эксперименты с использованием фемтосекундного инфракрасного лазера (1550 нм,  $\sim 60$  мВт) с длительностью импульсов  $\sim 200$  фс и частотой следования 76 МГц показали похожую картину спектральной модуляции, изображенную на рис. 3b, не проявив признаков двухфотонного возбуждения или вынужденного испускания NV-центра. Это обстоятельство демонстрирует возможность масштабирования метода управления зарядовым состоянием также на импульсные лазерные системы с длиной волны вблизи 1.5 мкм.

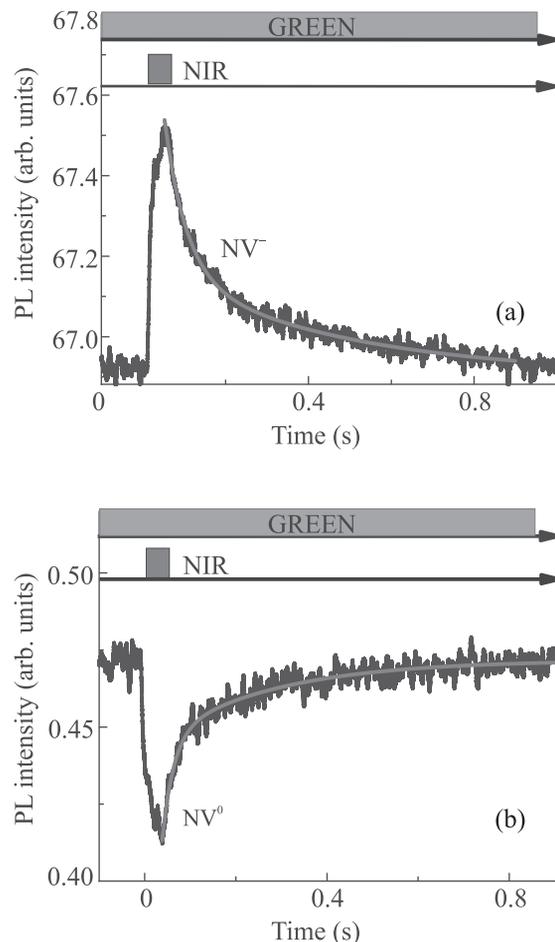


Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика фотолюминесценции NV-центров при их возбуждении смесью из непрерывного лазерного излучения (0.4 мВт) и последовательностью ИК лазерных импульсов, вырезаемых с помощью АОМ из непрерывного лазерного излучения (30 мВт). Длительность вырезаемых импульсов составляла 50 мс, а частота повторения 1 Гц. (а) – Динамика для  $NV^-$ . (б) – Динамика для  $NV^0$ . Красными линиями на графиках показана подгонка кривых с помощью экспоненциальных функций. Сверху каждого графика приведены используемые последовательности оптических импульсов

Таким образом, было проведено исследование фотолюминесцентных свойств ансамбля NV-центров в алмазе с высоким содержанием азотной примеси ( $\sim 600$  ppm) при его одновременном возбуждении с помощью зеленого (532 нм) и ближнего инфракрасного (вблизи 1550 нм) лазера. Результаты экспериментов показали, что под воздействием инфракрасного лазера в ансамбле NV-центров происходит перераспределение спектральной интенсивности фотолюминесценции, вызванное влиянием инфракрасного лазера на зарядовое состояние центров окраски.

Следствием этого перераспределения являлось подавление фотолюминесценции от NV<sup>0</sup>, которое в наших экспериментах достигало ~60%. Полученные результаты могут быть полезны для микроскопии сверхвысокого разрешения на основе опустошения зарядовых состояний благодаря обнаруженной возможности ослабления конкуренции со стороны процессов двухфотонного возбуждения NV-центров и вынужденного испускания ими фотонов.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 19-32-80029, 19-29-12062, 18-29-20031, 18-02-01091), а также Министерства науки и высшего образования РФ (госконтракт 14.Z50.31.0040, 17 февраля 2017 г.). Исследования И. В. Федотова и А. М. Желтикова выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00088).

1. T. M. Babinec, B. J. Hausmann, M. Khan, Y. Zhang, J. R. Maze, P. R. Hemmer, and M. Lončar, *Nat. Nanotechnol.* **5**(3), 195 (2010).
2. I. Aharonovich, S. Castelletto, D. A. Simpson, C. H. Su, A. D. Greentree, and S. Prawer, *Rep. Prog. Phys.* **74**(7), 076501 (2011).
3. L. Childress, R. Walsworth, and M. Lukin, *Phys. Today*. **67**(10), 38 (2014).
4. Y. G. Ermakova, A. A. Lanin, I. V. Fedotov et al., *Nat. Commun.* **8**(1), 1 (2017).
5. I. V. Fedotov, N. A. Safronov, Yu. G. Ermakova, M. E. Matlashov, D. A. Sidorov-Biryukov, A. B. Fedotov, V. V. Belousov, and A. M. Zheltikov, *Sci. Rep.* **5**, 15737 (2015).
6. A. A. Lanin, I. V. Fedotov, Yu. G. Ermakova, D. A. Sidorov-Biryukov, A. B. Fedotov, P. Hemmer, V. V. Belousov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **41**(23), 5563 (2016).
7. I. V. Fedotov, S. Blakley, E. E. Serebryannikov, N. A. Safronov, V. L. Velichansky, M. O. Scully, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. Lett.* **105**(26), 261109 (2014).
8. N. A. Safronov, I. V. Fedotov, Y. G. Ermakova, M. E. Matlashov, D. A. Sidorov-Biryukov, A. B. Fedotov, V. V. Belousov, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. Lett.* **106**(16), 163702 (2015).
9. J. R. Maze, P. L. Stanwix, J. S. Hodges, S. Hong, J. M. Taylor, P. Cappellaro, L. Jiang, M. V. Gurudev Dutt, E. Togan, A. S. Zibrov, A. Yacoby, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, *Nature* **455**(7213), 644 (2008).
10. J. M. Taylor, P. Cappellaro, L. Childress, L. Jiang, D. Budker, P. R. Hemmer, A. Yacoby, R. Walsworth, and M. D. Lukin, *Nat. Phys.* **4**(10), 810 (2008).
11. D. Le Sage, K. Arai, D. R. Glenn, S. J. DeVience, L. M. Pham, L. Rahn-Lee, M. D. Lukin, A. Yacoby, A. Komeili, and R. L. Walsworth, *Nature* **496**(7446), 486 (2013).
12. I. V. Fedotov, L. V. Doronina-Amitonova, D. A. Sidorov-Biryukov, N. A. Safronov, S. Blakley, A. O. Levchenko, S. A. Zibrov, A. B. Fedotov, S. Y. Kilin, M. O. Scully, V. L. Velichansky, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **39**(24), 6954 (2014).
13. I. V. Fedotov, L. V. Doronina-Amitonova, D. A. Sidorov-Biryukov, N. A. Safronov, A. O. Levchenko, S. A. Zibrov, S. Blakley, H. Perez, A. V. Akimov, A. B. Fedotov, P. Hemmer, K. Sakoda, V. L. Velichansky, M. O. Scully, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **39**(23), 6755 (2014).
14. K. Y. Han, K. I. Willing, E. Rittweger, F. Jelezko, C. Eggeling, and S. W. Hell, *Nano Lett.* **9**(9), 3323 (2009).
15. X. Chen, C. Zou, Z. Gong, C. Dong, G. Guo, and F. Sun, *Light Sci. Appl.* **4**(1), 1 (2015).
16. L. V. Doronina-Amitonova, I. V. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **40**(5), 725 (2015).
17. M. Yamanaka, N. I. Smith, and K. Fujita, *Microscopy* **63**(3), 177 (2014).
18. G. Komis, M. Mistrik, O. Šamajova, M. Ovečka, J. Bartek, and J. Šamaj, *Nat. Protoc.* **10**(8), 1248 (2015).
19. M. J. Rust, M. Bates, and X. Zhuang, *Nat. Methods*. **3**(10), 793 (2006).
20. E. Betzig, G. H. Patterson, R. Sougrat, O. W. Lindwasser, S. Olenych, J. S. Bonifacio, M. W. Davidson, J. Lippincott-Schwartz, and H. F. Hess, *Science* **313**(5793), 1642 (2006).
21. S. Arroyo-Camejo, M.-P. Adam, M. Besbes, J. P. Hugonin, V. Jacques, J.-J. Greffet, J.-F. Roch, S. W. Hell, and F. Treussart, *ACS Nano* **7**(12), 10912 (2013).
22. H. Blom and J. Widengren, *Chem. Rev.* **117**(11), 7377 (2017).
23. M. W. Doherty, N. B. Manson, P. Delaney, F. Jelezko, J. Wrachtrup, and L. C. L. Hollenberg, *Phys. Rep.* **528**(1), 1 (2013).
24. P. Siyushev, H. Pinto, M. Vörös, A. Gali, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Phys. Rev. Lett.* **110**(16), 167402 (2013).
25. N. Aslam, G. Waldherr, P. Neumann, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *New J. Phys.* **15**(1), 013064 (2013).
26. P. Ji, R. Balili, J. Beaumariage, S. Mukherjee, D. Snoke, and M. G. Dutt, *Phys. Rev. B* **97**(13), 134112 (2018).
27. I. V. Fedotov and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **44**(15), 3737 (2019).
28. L. Hacquebard and L. Childress, *Phys. Rev. A* **97**(6), 063408 (2018).
29. I. Meirzada, Y. Hovav, S. A. Wolf, and N. Bar-Gill, *Phys. Rev. B* **98**(24), 245411 (2018).
30. P. Ji and M. G. Dutt, *Phys. Rev. B* **94**(2), 024101 (2016).

31. B. Du, X.D. Chen, S.C. Zhang, Y. Dong, C.H. Li, G.C. Guo, and F.W. Sun, *JOSA B* **37**(5), 1468 (2020).
32. P. Ji and M.G. Dutt, *Phys. Rev. B* **94**(2), 024101 (2016).
33. M.A. Smirnov, I.V. Fedotov, S.A. Moiseev, and A.M. Zheltikov, *J. Phys. Conf. Ser.* **1410**(1), 012143 (2019).
34. R.U.A. Khan, P.M. Martineau, B.L. Cann, M.E. Newton, and D.J. Twitchen, *J. Phys. Condens. Matter* **21**(36), 364214 (2009).

# Долинная ориентация электронов и экситонов в атомарно-тонких дихалькогенидах переходных металлов (Миниобзор)

М. М. Глазов<sup>1)</sup>, Е. Л. Ивченко

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

Поступила в редакцию 10 ноября 2020 г.

После переработки 10 ноября 2020 г.

Принята к публикации 11 ноября 2020 г.

В данной обзоре изложены основные аспекты физических явлений, связанных с оптической ориентацией спиновых и долинных степеней свободы в монослоях дихалькогенидов переходных металлов и ван-дер-ваальсовых гетероструктурах на их основе. Особенности зонной структуры и спин-орбитального взаимодействия в таких системах приводят к тому, что оптические переходы под действием циркулярно поляризованного света происходят в разных долинах  $\mathbf{K}_+$  и  $\mathbf{K}_-$  зоны Бриллюэна, поэтому оптическая ориентация носителей заряда и экситонов сопровождается их долинной поляризацией. Изложены основные особенности зонной структуры монослоев дихалькогенидов переходных металлов и описаны экситонные эффекты, приведены результаты теоретических исследований долинной ориентации экситонов и электронов при однофотонном поглощении. Исследован линейно-циркулярный дихроизм и долинная ориентация свободных носителей заряда и экситонов при многофотонном поглощении. Обсуждаются эффекты, связанные с тригональной симметрией монослоев, включая инверсию долинной поляризации при двухфотонных переходах и генерацию второй гармоники. Рассмотренные теоретические модели проиллюстрированы экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S123456782101002X

**1. Введение.** Исследование процессов оптической ориентации спинов носителей заряда, спиновой динамики, проявления спиновой поляризации в оптическом отклике полупроводников и полупроводниковых наносистем вылилось в активно развивающуюся область современной физики [1–4]. Появление новых материальных систем с необычной кристаллической и зонной структурой стимулирует теоретические и экспериментальные исследования в этой области.

Последние несколько лет в физике полупроводниковых наносистем особое место заняли структуры с “экстремальной” двумерностью – графен, монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), монослои гексагонального нитрида бора и ван-дер-ваальсовы гетероструктуры на их основе [5, 6]. В монослоях ДПМ [7–10], наиболее исследованными представителями которых являются  $\text{MoS}_2$ ,  $\text{MoSe}_2$ ,  $\text{WS}_2$  и  $\text{WSe}_2$  и которым посвящен данный миниобзор, сильное спин-орбитальное взаимодействие и специфическая симметрия кристаллической решетки приводят к тому, что прямая запрещенная зона формируется в точках  $\mathbf{K}_\pm$  на границах шестиугольной зоны Брил-

люэна. Свет заданной циркулярной поляризации  $\sigma^+$  или  $\sigma^-$  в дипольном приближении поглощается в долине  $\mathbf{K}_+$  или  $\mathbf{K}_-$ , соответственно, при этом спиновая ориентация носителей заряда сопровождается их долинной ориентацией [9, 11–16]. Еще одной особенностью монослоев ДПМ является сильное кулоновское взаимодействие, которое приводит к тому, что оптический отклик таких структур связан с экситонами Ванье–Мотта, обладающими значительной энергией связи  $100 \div 500$  мэВ [17–20]. Тонкая структура энергетического спектра, а также динамика спиновых и долинных степеней свободы экситонов активно исследуется экспериментально и теоретически в таких экстремально-двумерных системах [21–30].

Цель данной работы – краткий обзор особенностей долинной ориентации носителей заряда и экситонов в монослоях ДПМ с акцентом на эффекты, связанные с особенностями симметрии системы, энергетического спектра и кулоновского взаимодействия. В разделе 2 приведены базовые сведения о кристаллической и электронной структуре монослоев ДПМ, изложена специфика экситонных состояний. Раздел 3 посвящен оптической ориентации электронов и экситонов при однофотонных переходах, а также особенностям долинной динамики эк-

<sup>1)</sup>e-mail: glazov@coherent.ioffe.ru

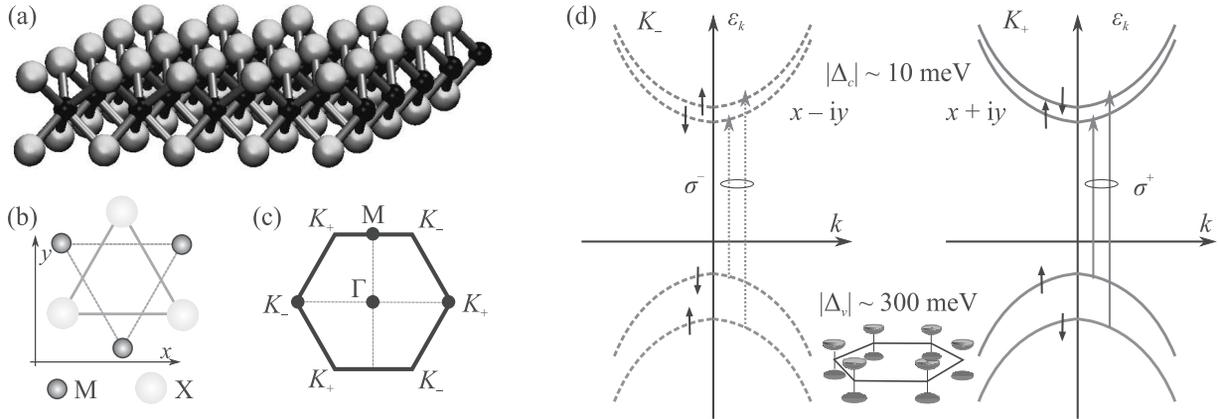


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение кристаллической структуры мономолекулярного слоя ДПМ, описываемого химической формулой  $\text{MX}_2$ . Черные шарики – атомы металла (M), желтые – халькогена (X). (b) – Расположение атомов, проекция на плоскость. (c) – Двумерная зона Бриллюэна. (d) – Схема энергетических зон вблизи точек  $\mathbf{K}_\pm$  и правила отбора при нормальном падении излучения. Переходы под действием света заданной циркулярной поляризации идут с сохранением спина электрона и изменением компоненты углового момента орбитальной блоховской функции на  $\pm 1$

ситонов, связанной с дальнедействующим электрон-дырочным обменным взаимодействием. Далее в разделе 4 изложена специфика многофотонных переходов в монослоях ДПМ, а в разделе 5 описаны проявления специфической тригональной симметрии и отсутствия центра инверсии в линейном и нелинейном оптическом отклике монослоев ДПМ.

## 2. Основные особенности монослоев ДПМ.

На рисунке 1a, b схематически представлена кристаллическая структура и расположение атомов в монослоях ДПМ. Мономолекулярный слой описывается точечной группой  $D_{3h}$ , горизонтальная плоскость отражения проходит через слой атомов металла. Элементарная ячейка содержит атом металла и два атома халькогена, расположенных в плоскостях над и под плоскостью металлов. Зона Бриллюэна представляет собой правильный шестиугольник, рис. 1c, прямая запрещенная зона реализуется в точках  $\mathbf{K}_\pm$ , связанных операцией инверсии времени. Точечная группа волнового вектора в точках  $\mathbf{K}_\pm$  –  $C_{3h}$ . Вблизи точек  $\mathbf{K}_\pm$  дисперсия электронов в валентной зоне и зоне проводимости параболическая, рис. 1d. Отметим, что в точках  $\mathbf{K}_\pm$  спиновое вырождение зон полностью снято, а симметрия по отношению к инверсии времени связывает состояния с противоположными спинами в разных долинах.

В рамках минимальной модели эффективный гамильтониан размерности  $2 \times 2$ , описывающий состояния зоны проводимости и валентной зоны с параллельными спинами  $s = +1/2$ , вблизи точки  $\mathbf{K}_+$  имеет вид [9, 19, 31]

$$\mathcal{H}_+ = \begin{pmatrix} E_g/2 & \gamma(k_x - ik_y) \\ \gamma(k_x + ik_y) & -E_g/2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$  – двумерный волновой вектор электрона, отсчитанный от точки  $\mathbf{K}_+$ ,  $\gamma$  – параметр, пропорциональный междозонному матричному элементу оператора импульса,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны. Для пары спиновых подуровней с  $s = -1/2$  в той же долине гамильтониан имеет вид (1) с заменой  $E_g \rightarrow E_g + \Delta$ , где  $\Delta$  – сумма спин-орбитальных расщеплений зоны проводимости и валентной зоны. Отметим, что в структурах на основе молибдена и вольфрама порядок спиновых подзон проводимости различный [19, 31]. Эффективный гамильтониан в долине  $\mathbf{K}_-$  получается из выражения (1) путем замены  $k_x \pm ik_y \rightarrow k_x \mp ik_y$ . Отметим, что характерные величины  $E_g$  составляют около 2 эВ, а эффективные массы электронов и дырок  $\sim 0.5m_0$ , где  $m_0$  – масса свободного электрона [19, 31–35]. Энергетический спектр электрона с гамильтонианом (1) имеет дираковский вид

$$\varepsilon_{\lambda, k} = \lambda \varepsilon_k, \quad \varepsilon_k = \sqrt{(E_g/2)^2 + \gamma^2 k^2}, \quad (2)$$

где  $\lambda = +$  соответствует зоне проводимости, а  $\lambda = -$  – валентной зоне.

Перейдем теперь к описанию экситонных состояний в монослоях ДПМ. Отличительной особенностью таких структур является их значительный диэлектрический контраст, который приводит к отличию потенциальной энергии притяжения электрона и дырки от кулоновской  $V(\rho) \propto -1/\rho$ , где  $\rho$  –

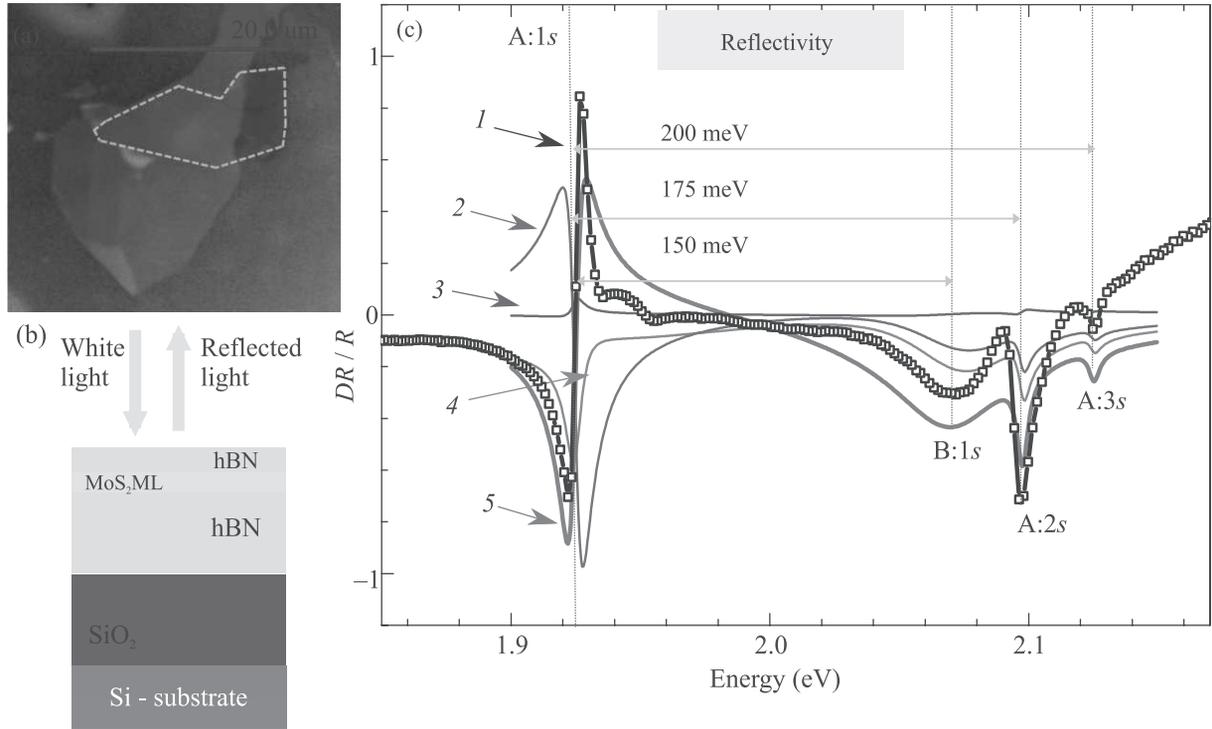


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Фотография в оптическом микроскопе структуры с монослоем MoS<sub>2</sub>. (б) – Схема структуры. (с) – Дифференциальный коэффициент отражения  $DR/R$ , где  $DR$  – разность коэффициентов отражения света от структуры с монослоем и без него: точки 1 – эксперимент, кривые – модельные расчеты с разными толщинами слоев: 2 (зеленая) –  $L_{\text{hBN}} = 155$  нм,  $L_{\text{SiO}_2} = 83$  нм; 3 (синяя) –  $L_{\text{hBN}} = 90$  нм,  $L_{\text{SiO}_2} = 83$  нм; 4 (фиолетовая) –  $L_{\text{hBN}} = 135$  нм,  $L_{\text{SiO}_2} = 114$  нм. Наилучшее согласие достигнуто для толщин слоев  $L_{\text{hBN}} = 7$  нм,  $L_{\text{SiO}_2} = 83$  нм (красная кривая 5) в согласии с данными атомно-силовой микроскопии (AFM). Толщина покрывающего слоя  $L_{\text{cap}} = 10$  нм. Из [40]

расстояние между электроном и дыркой в плоскости монослоя. Как правило, для учета диэлектрической экранировки используется модель Рытовой–Келдыша [36, 37] (см. работы [38, 39], где обсуждаются применимость и обобщения этой модели для структур с экстремальной двумерностью), фурье-образ потенциальной энергии в которой имеет следующий компактный вид:

$$V(q) = -\frac{2\pi e^2}{\varkappa q(1 + qr_0)}. \quad (3)$$

Здесь  $q$  – волновой вектор,  $\varkappa$  – диэлектрическая проницаемость среды, окружающей монослой, а  $r_0$  – эффективный радиус экранировки, который определяется поляризуемостью монослоя. При малых  $q$  (расстояния  $\rho \sim q^{-1}$ , большие по сравнению с  $r_0$ ) фурье-образ потенциала ведет себя как  $1/q$ , т.е. в реальном пространстве выполнен двумерный закон Кулона, а при больших  $q$  (малые расстояния  $\rho \sim q^{-1}$ ) потенциал ведет себя как  $-1/q^2$  или, в координатном пространстве, как  $\ln(\rho/r_0)$ . Это приводит к отклонению энергии связи экситонных состояний от водородоподобной серии [18], снятию “случайного” кулоновско-

го вырождения [39], а также относительному увеличению силы осциллятора возбужденных состояний экситона [40]. Еще одной причиной отклонения экситонной серии в монослоях ДПМ от водородоподобной является непараболичность энергетического спектра носителей заряда [41, 42, 43, 44]. При малых  $k$  дисперсию (2) можно аппроксимировать параболой

$$\varepsilon_k \approx \frac{E_g}{2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*},$$

где эффективная масса  $m^* = E_g/(2v_0^2)$ , скорость  $v_0 = \gamma/\hbar$ . С ростом  $k$  дисперсия меняется с параболической на линейную. Если энергия связи экситона не слишком мала по сравнению с шириной запрещенной зоны  $E_g$ , учет непараболичности меняет структуру экситонной волновой функции – она становится четырехкомпонентной и включает электрон-дырочные возбуждения с электронными и дырочными состояниями, имеющими оба знака энергии  $\lambda_e = \pm$  и  $\lambda_h = \pm$ , см. (2). В монослоях ДПМ учет непараболичности приводит не только к перенормировке энергии связи экситона, но и к заметному изменению его силы осциллятора [44].

В однофотонных процессах в рамках аксиального приближения для описания энергетического спектра носителей заряда оптически активны  $s$ -экситоны с компонентой углового момента огибающей функции, равной нулю. Анализ показывает, что наблюдаемые в экспериментах положения экситонных резонансов неплохо описываются в рамках метода эффективной массы с учетом экранированного потенциала (3) [18, 40]. При сопоставлении расчетных и измеренных сил осциллятора требуется учитывать еще одно немаловажное обстоятельство: в изучаемых экспериментально ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, подобных представленной на рис. 2а, b, важно многократное отражение света от границ диэлектрических слоев образца, окружающих монослой ДПМ. В результате в зависимости от толщин этих слоев резонансы в спектрах отражения, связанные с возбужденными экситонными состояниями, могут иметь интенсивность, сопоставимую с интенсивностью основного состояния, несмотря на  $\sim 10$ -кратное различие в силах осциллятора. Расчеты в методе матриц переноса позволяют адекватно описать спектры отражения таких структур, причем толщины слоев, получаемые при подгонке, соответствуют измеренным в методе атомно-силовой микроскопии [40].

Возможность контролируемого изменения радиационного времени жизни экситона в монослое ДПМ за счет вариации диэлектрического окружения была продемонстрирована в работе [45], см. также [46–48]. Можно показать [45], что радиационное затухание экситона в структуре с монослоем ДПМ, помещенным на подложку с амплитудным коэффициентом отражения  $r$ , записывается как

$$\Gamma_0^{\text{eff}} = \Gamma_0(1 + \Re\{r\}), \quad (4)$$

где  $\Gamma_0$  – радиационное затухание экситона в монослое без подложки. На рисунке 3 представлена зависимость радиационного времени жизни экситона  $\tau_X = (2\Gamma_0^{\text{eff}})^{-1}$ , измеренного методом фотолуминесценции с временным разрешением, от толщины  $d$  слоя гексагонального нитрида бора (hBN), см. вставку. Экспериментальные данные количественно описываются развитой в [45] теорией, учитывающей эффект Парселла в ван-дер-ваальсовой гетероструктуре. Осцилляционная зависимость  $\tau_X(d)$  связана с интерференцией электромагнитных волн в слое hBN, что приводит к осцилляциям  $r$  в (4) в зависимости от толщины слоя. Подгонка экспериментальных данных позволила найти время радиационного распада экситона для монослоя в вакуум, которое составило 2.7 пс в соответствии с теоретическими оценками [21].

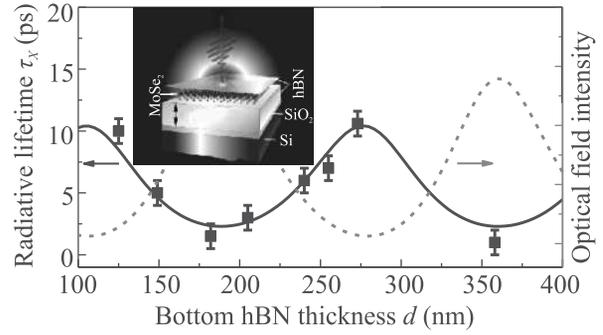


Рис. 3. (Цветной онлайн) Радиационное время жизни экситона в монослое MoSe<sub>2</sub> в зависимости от толщины слоя hBN. На вставке показана схема структуры. Точки – эксперимент, сплошная линия – теория. Пунктир показывает относительную интенсивность электромагнитного поля на монослое. Из [45]

**3. Долинная ориентация электронов и экситонов при однофотонных переходах.** Важной особенностью монослоев ДПМ являются так называемые киральные правила отбора для оптических переходов, которые приводят к тому, что свет поляризации  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) при нормальном падении поглощается в долине  $\mathbf{K}_+$  ( $\mathbf{K}_-$ ), причем оптический переход идет с сохранением спина электрона, см. выражение (1) и рис. 1d. Это позволяет оптически селективно возбуждать и детектировать носители заряда и экситоны в долинах  $\mathbf{K}_\pm$  [12–16]. Отметим, что при наклонном падении излучения возможны переходы с переворотом спина в поляризации, ортогональной монослою [21, 49]. Ситуация оказывается более богатой в структурах с бислоями ДПМ [50, 51]. Далее речь пойдет лишь о структурах с монослоями.

Основным механизмом деполяризации экситонов является, как и в структурах с квантовыми ямами [52, 53], дальнедействующее обменное взаимодействие между электроном и дыркой. Теория дальнедействующего обменного взаимодействия для монослоев ДПМ была разработана в работе [21], см. также [23, 24], и работу [54], где были проанализированы особенности ван-дер-ваальсовых гетероструктур с ДПМ. Можно показать, что эффективный гамильтониан, описывающий радиационный дублет экситона в базисе циркулярно поляризованных состояний, записывается как

$$\mathcal{H}(\mathbf{K}) = \frac{\hbar}{2}(\Omega_{\mathbf{K}}\sigma), \quad (5)$$

где  $\mathbf{K}$  – волновой вектор экситона как целого,  $\sigma$  – вектор, составленный из матриц Паули, описываю-

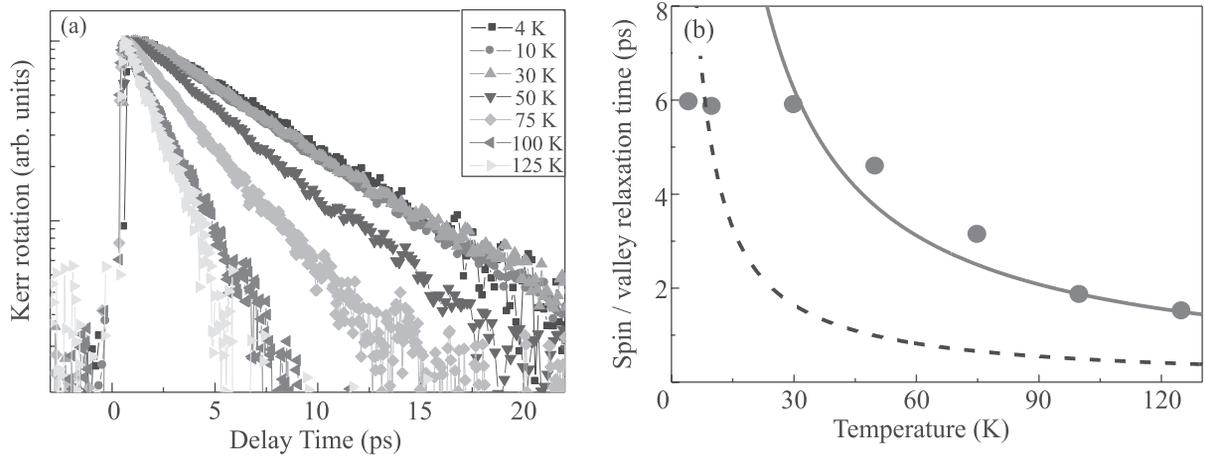


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Сигнал керровского вращения, индуцированный поляризацией экситонов в монослое WSe<sub>2</sub>, в зависимости от задержки между импульсами накачки и зондирования. (б) – Время долиной деполяризации экситонов. Точки – экспериментальные данные, сплошная и штриховая кривые – расчеты при разном времени рассеяния экситонов  $\tau$ :  $\tau = 0.066$  пс (красная сплошная) и  $\tau = 0.25$  пс (черная штриховая). Из [55]

щих оператор псевдоспина экситона, эффективная частота спиновой прецессии

$$\mathbf{\Omega}_K = \frac{\Delta E_{LT}(K)}{\hbar} [\cos(2\varphi_K), \sin(2\varphi_K), 0], \quad (6)$$

$\varphi_K$  – угол волнового вектора в плоскости монослоя, а продольно-поперечное расщепление  $\Delta E_{LT}(K)$  может быть представлено при  $K \gg \omega_0/c$  в виде [54]

$$\Delta E_{LT} = \frac{\hbar\Gamma_0}{\varkappa_{\text{eff}}} \frac{cK}{\omega_0}. \quad (7)$$

Здесь  $\omega_0$  – частота возбуждения экситона, а эффективная диэлектрическая проницаемость  $\varkappa_{\text{eff}}$  зависит от структуры и толщин слоев и очень слабо зависит от  $K$ .

На рисунке 4а представлены экспериментальные данные из работы [55] по долиной динамике экситонов, полученные в рамках метода накачка–зондирование, где циркулярно поляризованный импульс накачки рождает экситоны с соответствующей компонентой псевдоспина, а линейно поляризованный импульс используется для детектирования поляризации по спиновому эффекту Керра. С увеличением температуры деполяризация экситонов становится быстрее: качественно эффект связан с увеличением расщепления  $\propto K$ , см. (7), с ростом температуры экситонного газа. Развита в [55] кинетическая теория эффекта в рамках метода матрицы плотности описывает эксперимент, рис. 4б, сравнение теории и эксперимента позволяет оценить время рассеяния экситонов.

В легированных структурах возбуждение циркулярно поляризованным светом приводит к поляриза-

ции резидентных носителей заряда [3, 4, 56]. Оптическая долиная ориентация электронов и дырок наблюдалась в монослоях ДПМ, см., например, [57, 58]. На рисунке 5 приведены результаты из статьи [57], где метод керровского вращения с временным разрешением применялся для исследования спиновой динамики электронов и дырок в легированных структурах с монослоем WSe<sub>2</sub>. Видно, что времена релаксации резидентных электронов значительно превышают времена релаксации экситонов, ср. рис. 4б и 5д, е. Это связано с тем, что механизм, связанный с дальнедействующим обменным взаимодействием электронов и дырок, подавлен, а релаксация спиновых/долиных степеней свободы у свободных носителей заряда связана с процессами рассеяния с переворотом спина и/или междолинным рассеянием [24, 59]. При этом в структурах  $n$ -типа времена деполяризации носителей заряда составляют  $\sim 100$  нс, а в структурах  $p$ -типа  $\sim 1$  мкс. По-видимому, значительное отличие времен релаксации электронов и дырок связано с тем, что в валентной зоне спиновое расщепление значительно превышает спиновое расщепление зоны проводимости, и в условиях эксперимента [57] имеют место лишь междолинные переходы с переворотом спина для дырок, в то время как для электронов деполяризация возможна как за счет внутриволинных переходов с переворотом спина, так и междолинных переходов с сохранением спина, ср. панели рис. 5g и f.

**4. Линейно-циркулярный дихроизм и долиная ориентация при многофотонных переходах.** Исследование нелинейных оптических процессов в полупроводниках, включая процессы гене-

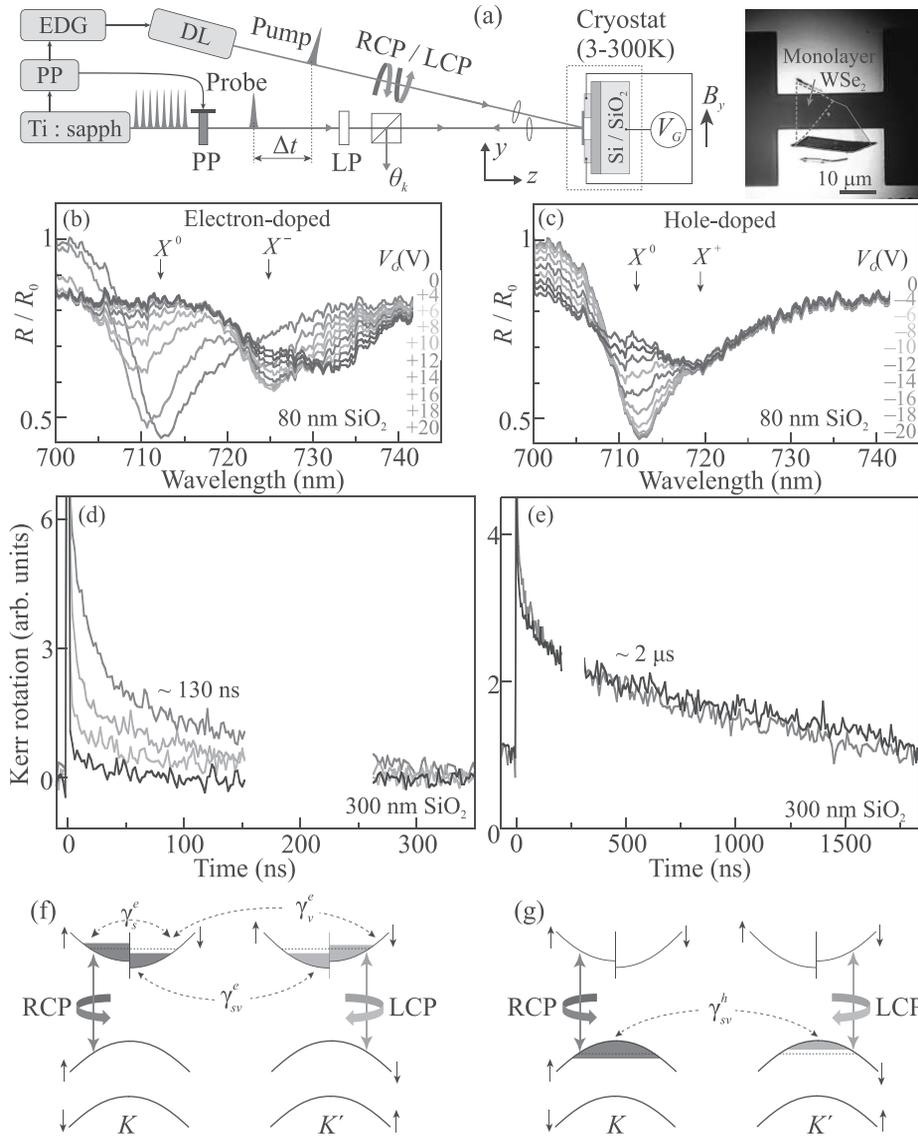


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Схема эксперимента по керровскому вращению с временным разрешением на структуре с монослоем WSe<sub>2</sub> и электростатическим затвором. (b), (c) – Нормированные спектры отражения структур *n*- и *p*-типа. (d), (e) – Керровское вращение в зависимости от временной задержки: (d) – затворное напряжение  $V_G = +100$  В, концентрация электронов  $n_e = 7.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , магнитное поле  $B_y = 0$  мТл (красная кривая), 20 мТл (оранжевая), 40 мТл (голубая) и 190 мТл (черная); (e) –  $V_G = -40$  В,  $n_h = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , магнитное поле  $B_y = 0$  мТл (красная) и 360 мТл (черная). (f), (g) – Схема процессов рассеяния носителей заряда в легированных структурах. Обозначения  $K$  и  $K'$  соответствуют долинам  $\mathbf{K}_+$  и  $\mathbf{K}_-$ , а RCP и LCP – поляризациям  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  соответственно. Из [57]

рации высоких гармоник и многофотонного поглощения, открывают широкие возможности доступа к симметрии системы, особенностям энергетического спектра и правилам отбора при оптических переходах [2, 60]. В частности, кубические кристаллы, обладающие изотропными линейно-оптическими свойствами, демонстрируют существенную поляризационную зависимость нелинейного отклика, включая линейно-циркулярный дихроизм и анизотропию по-

глощения линейно поляризованного света [61–68]. В этом разделе мы обсудим долинную ориентацию носителей заряда и экситонов в монослоях ДПМ, а также линейно-циркулярный дихроизм в условиях двух- и трехфотонного поглощения в рамках двухзонной модели (1), а в следующем разделе будут описаны дополнительные эффекты, имеющие место в реальных кристаллах, рассмотрение которых выходит за рамки этой минимальной модели.

Для начала проанализируем эффекты нелинейного поглощения света, пренебрегая кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой. Темп  $n$ -фотонного перехода между состояниями валентной зоны и зоны проводимости в долине  $\mathbf{K}_\tau$  ( $\tau = \pm$ ), описываемых гамильтонианом (1), можно представить в виде

$$W_{cv,\tau}^{(n)}(\mathbf{e}) = \frac{2\pi}{\hbar} \left( \frac{eA_0}{c} \right)^{2n} \sum_{\mathbf{k}} \left| M_{cv,\tau}^{(n)}(\mathbf{e}) \right|^2 \delta(n\hbar\omega - 2\varepsilon_k). \quad (8)$$

Здесь  $A_0$  – амплитуда векторного потенциала падающего поля,  $\omega$  и  $\mathbf{e}$  – частота излучения и комплексный вектор поляризации излучения, соответственно, энергия  $\varepsilon_k$  определена согласно (2), при этом  $2\varepsilon_k$  – энергия фотовозбуждаемой электрон-дырочной пары,  $M_{cv,\tau}^{(n)}(\mathbf{e})$  – матричный элемент  $n$ -фотонного поглощения в долине  $\mathbf{K}_\tau$ , и нормировочная площадь положена равной единице. Мы рассматриваем нормальное падение света на плоскость монослоя, при котором вектор поляризации  $\mathbf{e}$  параллелен этой плоскости и имеет компоненты  $e_x, e_y$ .

Введем две характеристики  $n$ -фотонного поглощения, а именно: величину линейно-циркулярного дихроизма

$$\mathcal{L}^{(n)} = \frac{W_{cv,+}^{(n)}(\text{circ}) + W_{cv,-}^{(n)}(\text{circ})}{W_{cv,+}^{(n)}(\text{lin}) + W_{cv,-}^{(n)}(\text{lin})} \quad (9)$$

и степень долиной поляризации фотоэлектронов при возбуждении циркулярно поляризованным светом  $\sigma^+$

$$p^{(n)} = \frac{W_{cv,+}^{(n)}(\sigma^+) - W_{cv,-}^{(n)}(\sigma^+)}{W_{cv,+}^{(n)}(\sigma^+) + W_{cv,-}^{(n)}(\sigma^+)}, \quad (10)$$

где сокращения “circ” и “lin” означают циркулярную поляризацию ( $\sigma^+$  или  $\sigma^-$ ) и линейную поляризацию, например,  $\mathbf{e} \parallel x$ . Вследствие аксиальной симметрии гамильтониана (1) и симметрии структуры к инверсии времени суммарное поглощение света в двух долинах не зависит от знака циркулярной поляризации и от направления вектора  $\mathbf{e}$  линейной поляризации. Кроме того, вероятности поглощения в разных долинах связаны соотношениями  $W_{cv,+}^{(n)}(\sigma^\pm) = W_{cv,-}^{(n)}(\sigma^\mp)$  и  $W_{cv,+}^{(n)}(\text{lin}) = W_{cv,-}^{(n)}(\text{lin})$ . Поэтому числитель в (9) можно заменить на  $W_{cv,+}^{(n)}(\sigma^+) + W_{cv,+}^{(n)}(\sigma^-)$ , а знаменатель – на  $2W_{cv,+}^{(n)}(\text{lin})$ .

При однофотонном поглощении матричный элемент оптического перехода совпадает с между-

зонным матричным элементом оператора скорости  $\mathbf{v}_{cv,+}$ , умноженным скалярно на вектор  $\mathbf{e}$ ,

$$M_{cv,+}^{(1)}(\mathbf{e}) = v_0 \left( T_+^2 e_- - T_-^2 \frac{k_+^2}{k_-^2} e_+ \right),$$

где  $e_\pm = e_x \pm ie_y$  и

$$T_\pm = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 \pm \frac{E_g}{2\varepsilon_k} \right)}. \quad (11)$$

Двухфотонное поглощение включает один междузонный и один внутризонный виртуальные переходы, составной матричный элемент имеет вид

$$M_{cv,+}^{(2)} = \frac{v_{cc} - v_{vv}}{\hbar\omega} v_{cv} = \frac{2v_{cc}v_{cv}}{\hbar\omega}, \quad (12)$$

где  $v_{n'n} = \mathbf{e} \mathbf{v}_{n'n,+}$ ,  $\mathbf{v}_{cc,+} = -\mathbf{v}_{vv,+} = (\hbar v_0^2 / \varepsilon_k) \mathbf{k}$  и учтено, что  $\varepsilon_k = \hbar\omega$ . Вклад в трехфотонное поглощение вносят не только процесс  $v \rightarrow c \rightarrow v \rightarrow c$ , но и процессы с внутризонными переходами  $v \rightarrow v \rightarrow v \rightarrow c$ ,  $v \rightarrow v \rightarrow c \rightarrow c$  и  $v \rightarrow c \rightarrow c \rightarrow c$ . С учетом равенства  $2\varepsilon_k = 3\hbar\omega$  суммарный вклад этих процессов в составной матричный элемент преобразуется к виду

$$M_{cv,+}^{(3)} = \left( -\frac{v_{cv}v_{vc}}{4} + v_{c,c}^2 \right) \frac{v_{cv}}{(\hbar\omega)^2}, \quad (13)$$

где

$$v_{vc} = v_0 \left( T_+^2 e_+ - T_-^2 \frac{k_+^2}{k_-^2} e_- \right).$$

На рисунке 6а представлены результаты расчета дихроизма поглощения  $\mathcal{L}^{(n)}$  при  $n = 1, 2, 3$ . Для однофотонного поглощения линейно-циркулярный дихроизм отсутствует. Для двухфотонного поглощения дихроизма нет при малых отстройках от края поглощения. В случае трехфотонного поглощения при  $3\hbar\omega \approx E_g$  циркулярно поляризованный свет не поглощается. Этот эффект связан с тем, что три циркулярно поляризованных фотона несут проекцию момента  $+3$  или  $-3$ , в то время как переходы между зоной проводимости и валентной зоной в рамках минимальной модели (1) идут с изменением компоненты углового момента на 1 (ср. с [63, 64]). Трехфотонные переходы в циркулярной поляризации оказываются возможными с учетом внутризонных процессов, их вклад резко растет с ростом частоты света, и уже при малой величине отстройки  $3\hbar\omega - E_g$  величина  $\mathcal{L}^{(3)}$  превышает единицу. При  $n = 2$  избыточный угловой момент  $\pm 2$  циркулярно поляризованных фотонов передается свободным носителям благодаря внутризонным переходам и величина  $\mathcal{L}^{(2)}$ , равная 1 при  $2\hbar\omega = E_g$ , монотонно возрастает с ростом частоты.

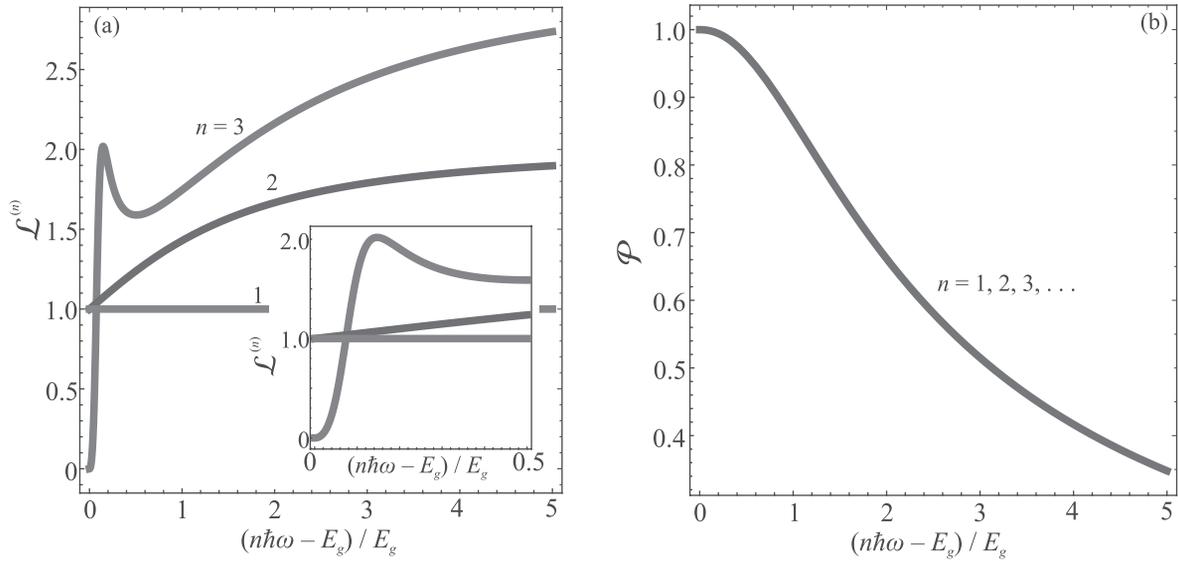


Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Линейно-циркулярный дихроизм  $n$ -фотонного поглощения, рассчитанный согласно (8) и (9) в зависимости от отстройки  $n\hbar\omega - E_g$ . (b) – Степень долиной поляризации, рассчитанная по формуле (14)

Рисунок 6b демонстрирует степень долиной поляризации фотоэлектронов при возбуждении  $\sigma^+$  поляризованным светом. Можно показать, что степень долиной поляризации  $\mathcal{P}^{(n)}$  не зависит от  $n$  (при одной и той же энергии фотоэлектрона) и имеет вид

$$\mathcal{P} = \frac{\sqrt{1 + 4(\gamma k/E_g)^2}}{1 + 2(\gamma k/E_g)^2}, \quad (14)$$

где  $k$  – волновой вектор фотовозбужденного электрона, определяемый условием  $2\varepsilon_k = n\hbar\omega$ . Причиной независимости от  $n$  является возможность представить  $M_{cv,+}^{(n)}$  в виде произведения  $U^{(n)}v_{cv}$ , где модуль множителя  $U^{(n)}$  не зависит от знака циркулярной поляризации  $\sigma^+$  или  $\sigma^-$ . На краю поглощения степень долиной поляризации достигает 100%, рис. 1d, так как согласно правилам отбора скалярное произведение  $\mathbf{e}_- \cdot \mathbf{v}_{cv,+} \rightarrow 0$  при  $k \rightarrow 0$ . С увеличением отстройки  $n\hbar\omega - E_g$  это скалярное произведение растет (от нуля), и степень долиной поляризации спадает. Интересно отметить, что  $\mathcal{L}^{(2)}$  связано с  $\mathcal{P}$  соотношением

$$\mathcal{L}^{(2)} = \left(1 - \frac{1}{2}\sqrt{1 - \mathcal{P}^2}\right)^{-1}.$$

Обсудим теперь коротко экситонные эффекты, считая, что энергия связи экситона мала по сравнению с  $\hbar\omega$ . Это означает, что кулоновское взаимодействие можно учитывать только в конечном состоянии. Анализ показывает [69, 70], что в рамках рассматриваемой модели  $M_{cv}^{(2)} \propto (\mathbf{e} \cdot \mathbf{k})$  и свет рождает  $p$ -экситоны (компонента углового момента огибающей  $m = \pm 1$ ). При трехфотонных переходах в

линейной поляризации могут возбуждаться  $s$ - и  $d$ -экситоны (ср. с [71]), а в циркулярной поляризации – только  $d$ -экситоны.

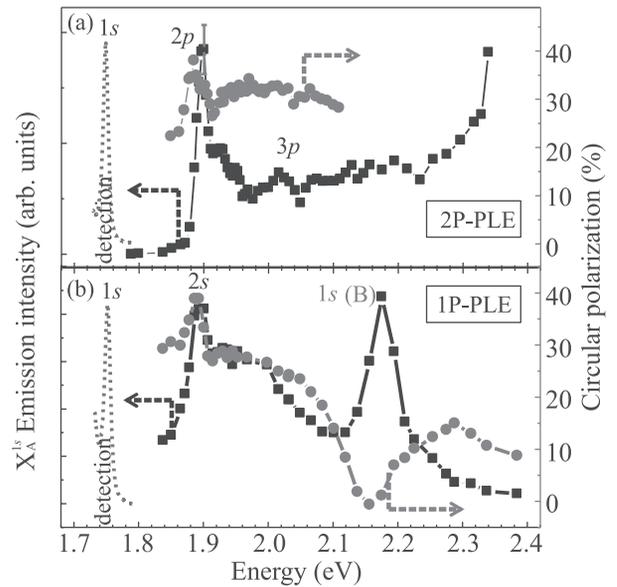


Рис. 7. (Цветной онлайн) Спектр возбуждения двухфотонной (a) и однофотонной (b) фотолуминесценции монослоя WSe<sub>2</sub>. На правой шкале показана степень циркулярной поляризации луминесценции. Детектирование осуществляется на  $1s$ -экситоне. Из [72]

На рисунке 7 представлено сопоставление двух- и однофотонного поглощения монослоя WSe<sub>2</sub>, измеренного в экспериментах по возбуждению луминесценции  $1s$ -экситона. В спектрах двухфотонного

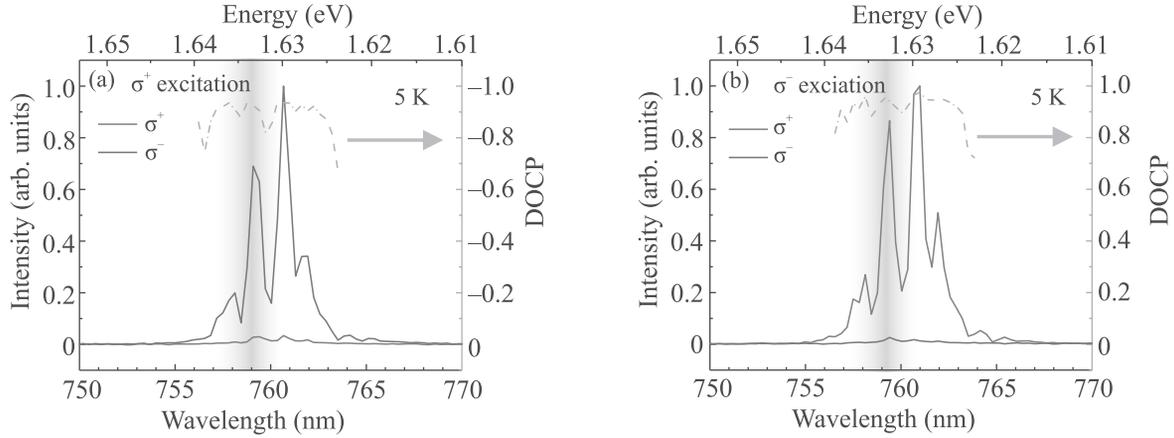


Рис. 8. (Цветной онлайн) Спектр фотолюминесценции структуры с квантовым микрорезонатором, содержащим монослой  $\text{MoSe}_2$ , при двухфотонном возбуждении  $\sigma^+$  поляризации (a) и  $\sigma^-$  поляризации (b). Правые оси показывают степень циркулярной поляризации. Удвоенная энергия возбуждения показана оранжевой вертикальной полосой. Из [75]

поглощения хорошо видны  $p$ -состояния экситона, а в спектрах однофотонного –  $s$ -состояния, в соответствии с изложенной выше моделью. Также наблюдается значительная циркулярная поляризация в условиях двухфотонного поглощения в спектральном диапазоне  $2p$ - и  $3p$ -экситонов.

**5. Эффекты тригональной симметрии.** Особенности симметрии монослоев: отсутствие центра пространственной инверсии и наличие оси вращения третьего порядка, перпендикулярной монослою, – приводит к важной специфике многофотонного поглощения [70, 73, 74] и отличиям от простейшей модели, описанной в разделе 4. В частности, при нормальном падении излучения компонента углового момента сохраняется лишь по модулю 3, поэтому при двухфотонных переходах могут возбуждаться и  $s$ -экситоны, причем правила отбора имеют вид:

$$2\sigma^+ \rightarrow ns, \mathbf{K}_-, \quad (15a)$$

$$2\sigma^- \rightarrow ns, \mathbf{K}_+. \quad (15b)$$

Здесь  $\mathbf{K}_\pm$  указывают долину, в которой возбуждается электрон в экситоне. Описание таких переходов выходит за рамки минимальной модели (1) и требует учета промежуточных состояний в далеких зонах. Микроскопическая теория этого эффекта развита в [70]. Как было показано в статье [70], происходит также смешивание экситонов разной четности, в частности,  $s$ - и  $p$ -экситонов.

Согласно правилам отбора (15) при резонансном или квазирезонансном двухфотонном возбуждении  $1s$ -экситона циркулярная поляризация люминесценции должна быть инвертирована по сравнению с циркулярной поляризацией возбуждения. экспери-

ментальная иллюстрация этого эффекта приведена на рис. 8, где представлены спектры фотолюминесценции при двухфотонном возбуждении структуры с микрорезонатором, содержащим монослой  $\text{MoSe}_2$  [75]. Эксперимент явно демонстрирует инверсию знака циркулярной поляризации в соответствии с предсказаниями теории.

По тем же причинам монослои ДПМ демонстрируют эффективную генерацию второй оптической гармоники [70, 72, 76, 77], которая феноменологически описывается соотношением

$$P_{2\omega,x} = 2\chi E_{\omega,x} E_{\omega,y}, \quad P_{2\omega,y} = \chi(E_{\omega,x}^2 - E_{\omega,y}^2), \quad (16)$$

где  $\mathbf{E}_\omega$  – вектор электрического поля фундаментальной гармоники (на частоте  $\omega$ ), а  $\mathbf{P}_{2\omega}$  – вектор индуцированной поляризации на удвоенной частоте,  $\chi$  – нелинейная восприимчивость, оси  $x$  и  $y$  выбраны в соответствии с рис. 1b. Сопоставление микроскопической теории эффекта, развитой в [70] (см. также [78]), с данными эксперимента [70, 72] позволяет сделать вывод о том, что основной вклад в  $\chi$  вносят переходы с промежуточными состояниями в далеких зонах: это приводит к тому, что генерация второй гармоники наиболее эффективна на  $1s$ -экситоне.

**6. Заключение.** В настоящее время имеются глубокие теоретические представления о процессах оптической ориентации спиновых и долинных степеней свободы носителей заряда и кулоновских комплексов в атомарно-тонких дихалькогенидах переходных металлов, и накоплен большой объем экспериментальных данных, демонстрирующих эффективное управление долиной поляризацией в оптических экспериментах. Развитие этой области физики,

однако, далеко от завершения. На наш взгляд, одним из интересных и открытых вопросов является экспериментальное наблюдение и исследование линейно-циркулярного дихроизма многофотонного поглощения в монослоях дихалькогенидов переходных металлов как в области экситонных переходов, так и для переходов в континуум электрон-дырочных возбуждений. Такие исследования, в частности, позволят установить границы применимости простейшей – дираковской – модели для описания энергетического спектра носителей заряда в этих системах.

Ряд работ, описанных в данном миниобзоре, был выполнен при частичной финансовой поддержке завершенных грантов Российского фонда фундаментальных исследований 17-02-00383\_а и 17-52-16020-НЦНИЛ\_а. Оригинальные результаты, приведенные в разделе 4, получены при поддержке гранта Российского научного фонда 19-12-00051.

1. *Optical orientation*, ed. by F. Meier and V. Zakharchenya, North-Holland, Amsterdam (1984).
2. E. L. Ivchenko, *Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures*, Alpha Science, Harrow, UK (2005).
3. *Spin physics in semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, 2nd ed., Springer Series in Solid-State Sciences **157**, Springer International Publishing, Cham (2017).
4. M. Glazov, *Electron and Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures*, Series on Semiconductor Science and Technology, OUP Oxford (2018).
5. K. S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T. J. Booth, V. V. Khotkevich, S. V. Morozov, and A. K. Geim, PNAS **102**, 10451 (2005).
6. A. K. Geim and I. V. Grigorieva, Nature **499**, 419 (2013).
7. A. Splendiani, L. Sun, Y. Zhang, T. Li, J. Kim, C.-Y. Chim, G. Galli, and F. Wang, Nano Lett. **10**, 1271 (2010).
8. K. F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, and T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. **105**, 136805 (2010).
9. D. Xiao, G.-B. Liu, W. Feng, X. Xu, and W. Yao, Phys. Rev. Lett. **108**, 196802 (2012).
10. A. V. Kolobov and J. Tominaga, *Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides*, Springer Series in Materials Science **239**, Springer International Publishing, Cham (2016).
11. X. Xu, W. Yao, D. Xiao, and T. F. Heinz, Nat. Phys. **10**, 343 (2014).
12. K. F. Mak, K. He, J. Shan, and T. F. Heinz, Nat. Nanotechnol. **7**, 494 (2012).
13. G. Sallen, L. Bouet, X. Marie, G. Wang, C. R. Zhu, W. P. Han, Y. Lu, P. H. Tan, T. Amand, B. L. Liu, and B. Urbaszek, Phys. Rev. B **86**, 081301 (2012).
14. G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, M. Currie, A. L. Friedman, D. Gunlycke, and B. T. Jonker, Appl. Phys. Lett. **101**, 221907 (2012).
15. H. Zeng, J. Dai, W. Yao, D. Xiao, and X. Cui, Nat. Nanotechnol. **7**, 490 (2012).
16. A. M. Jones, H. Yu, N. J. Ghimire, S. Wu, G. Aivazian, J. S. Ross, B. Zhao, J. Yan, D. G. Mandrus, D. Xiao, W. Yao, and X. Xu, Nat. Nanotechnol. **8**, 634 (2013).
17. K. He, N. Kumar, L. Zhao, Z. Wang, K. F. Mak, H. Zhao, and J. Shan, Phys. Rev. Lett. **113**, 026803 (2014).
18. A. Chernikov, T. C. Berkelbach, H. M. Hill, A. Rigosi, Y. Li, O. B. Aslan, D. R. Reichman, M. S. Hybertsen, and T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. **113**, 076802 (2014).
19. M. B. Дурнев, М. М. Глазов, УФН **188**, 913 (2018).
20. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
21. M. M. Glazov, T. Amand, X. Marie, D. Lagarde, L. Bouet, and B. Urbaszek, Phys. Rev. B **89**, 201302 (2014).
22. M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Wang, T. Amand, X. Marie, B. Urbaszek, and B. L. Liu, Physica Status Solidi (b) **252**, 2349 (2015).
23. H. Yu, G.-B. Liu, P. Gong, X. Xu, and W. Yao, Nat. Commun. **5**, 3876 (2014).
24. T. Yu and M. W. Wu, Phys. Rev. B **93**, 045414 (2016).
25. M. Selig, F. Katsch, R. Schmidt, S. Michaelis de Vasconcellos, R. Bratschitsch, E. Malic, and A. Knorr, Phys. Rev. Research **1**, 022007 (2019).
26. K. Shinokita, X. Wang, Y. Miyauchi, K. Watanabe, T. Taniguchi, and K. Matsuda, Adv. Funct. Mater. **29**, 1900260 (2019).
27. Y. Tang, K. F. Mak, and J. Shan, Nat. Commun. **10**, 4047 (2019).
28. S. Dufferwiel, T. P. Lyons, D. D. Solnyshkov, A. A. P. Trichet, F. Withers, S. Schwarz, G. Malpuech, J. M. Smith, K. S. Novoselov, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii, and A. I. Tartakovskii, Nature Photon. **11**, 497 (2017).
29. M. Yang, C. Robert, Z. Lu, D. van Tuan, D. Smirnov, X. Marie, and H. Dery, Phys. Rev. B **101**, 115307 (2020).
30. Z. Li, T. Wang, S. Miao, Z. Lian, and S.-F. Shi, Nanophotonics **9**, 1811 (2020).
31. A. Kormányos, G. Burkard, M. Gmitra, J. Fabian, V. Zólyomi, N. D. Drummond, and V. Fal'ko, 2D Materials **2**, 022001 (2015).
32. R. Pisoni, A. Kormányos, M. Brooks, Z. Lei, P. Back, M. Eich, H. Overweg, Y. Lee, P. Rickhaus, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. Imamoglu, G. Burkard, T. Ihn, and K. Ensslin, Phys. Rev. Lett. **121**, 247701 (2018).
33. S. Larentis, H. C. P. Movva, B. Fallahazad, K. Kim, A. Behroozi, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. K. Banerjee, and E. Tutuc, Phys. Rev. B **97**, 201407 (2018).

34. M. M. Glazov, M. A. Semina, C. Robert, B. Urbaszek, T. Amand, and X. Marie, *Phys. Rev. B* **100**, 041301 (2019).
35. M. Goryca, J. Li, A. V. Stier, T. Taniguchi, K. Watanabe, E. Courtade, S. Shree, C. Robert, B. Urbaszek, X. Marie, and S. A. Crooker, *Nature Commun.* **10**, 4172 (2019).
36. Н. С. Рыгова, *Вестник МГУ (сер. физ.)* **3**, 30 (1967).
37. Л. Келдыш, *Письма ЖЭТФ* **29**, 716 (1979).
38. P. Cudazzo, I. V. Tokatly, and A. Rubio, *Phys. Rev. B* **84**, 085406 (2011).
39. М. А. Семина, *ФТТ* **61**, 2234 (2019).
40. C. Robert, M. A. Semina, F. Cadiz, M. Manca, E. Courtade, T. Taniguchi, K. Watanabe, H. Cai, S. Tongay, B. Lassagne, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, M. M. Glazov, and B. Urbaszek, *Phys. Rev. Materials* **2**, 011001 (2018).
41. M. Trushin, M. O. Goerbig, and W. Belzig, *Phys. Rev. B* **94**, 041301 (2016).
42. M. Trushin, M. O. Goerbig, and W. Belzig, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 187401 (2018).
43. M. Van der Donck, M. Zarenia, and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **96**, 035131 (2017).
44. N. V. Leppenen, L. E. Golub, and E. L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **102**, 155305 (2020).
45. H. H. Fang, B. Han, C. Robert, M. A. Semina, D. Lagarde, E. Courtade, T. Taniguchi, K. Watanabe, T. Amand, B. Urbaszek, M. M. Glazov, and X. Marie, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 067401 (2019).
46. Y. Zhou, G. Scuri, J. Sung, R. J. Gelly, D. S. Wild, K. De Greve, A. Y. Joe, T. Taniguchi, K. Watanabe, P. Kim, M. D. Lukin, and H. Park, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 027401 (2020).
47. C. Rogers, D. Gray, N. Bogdanowicz, T. Taniguchi, K. Watanabe, and H. Mabuchi, *Phys. Rev. Research* **2**, 012029 (2020).
48. J. Horng, Y.-H. Chou, T.-C. Chang, C.-Y. Hsu, T.-C. Lu, and H. Deng, *Optica* **6**, 1443 (2019).
49. G. Wang, C. Robert, M. M. Glazov, F. Cadiz, E. Courtade, T. Amand, D. Lagarde, T. Taniguchi, K. Watanabe, B. Urbaszek, and X. Marie, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 047401 (2017).
50. H. Yu, G.-B. Liu, and W. Yao, *2D Materials* **5**, 035021 (2018).
51. M. Förg, L. Colombier, R. K. Patel, J. Lindlau, A. D. Mohite, H. Yamaguchi, M. M. Glazov, D. Hunger, and A. Högele, *Nat. Commun.* **10**, 3697 (2019).
52. M. Maialle, E. de Andrada e Silva, and L. Sham, *Phys. Rev. B* **47**, 15776 (1993).
53. С. В. Гупалов, Е. Л. Ивченко, А. В. Кавокин, *ЖЭТФ* **113**, 703 (1998).
54. A. I. Prazdnichnykh, M. M. Glazov, L. Ren, C. Robert, B. Urbaszek, and X. Marie, Preprint arXiv:2010.01352 (2020).
55. C. R. Zhu, K. Zhang, M. Glazov, B. Urbaszek, T. Amand, Z. W. Ji, B. L. Liu, and X. Marie, *Phys. Rev. B* **90**, 161302 (2014).
56. E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, M. Bayer, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, and J. Kossut, *Phys. Rev. B* **76**, 205310 (2007).
57. P. Dey, L. Yang, C. Robert, G. Wang, B. Urbaszek, X. Marie, and S. A. Crooker, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 137401 (2017).
58. L. Yang, N. A. Sinitsyn, W. Chen, J. Yuan, J. Zhang, J. Lou, and S. A. Crooker, *Nature Phys.* **11**, 830 (2015).
59. Y. Song and H. Dery, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 026601 (2013).
60. M. Lafrentz, D. Brunne, B. Kaminski, V. V. Pavlov, A. V. Rodina, R. V. Pisarev, D. R. Yakovlev, A. Bakin, and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 116402 (2013).
61. Е. Л. Ивченко, *ФТТ* **14**, 3489 (1972).
62. А. М. Данишевский, Е. Л. Ивченко, С. Ф. Кочегаров, М. Степанова, *Письма в ЖЭТФ* **16**, 625 (1972).
63. Е. Л. Ивченко, Е. Ю. Перлин, *ФТТ* **15**, 2781 (1973).
64. С. Б. Арифжанов, Е. Л. Ивченко, *ФТТ* **17**, 81 (1975).
65. С. Б. Арифжанов, А. М. Данишевский, Е. Л. Ивченко, С. Ф. Кочегаров, В. К. Субашиев, *ЖЭТФ* **74**, 172 (1978).
66. P. Motisuke, S. Durbin, V. I. Safarov, and Y. R. Shen, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **25**, 361 (1980).
67. S. Durbin, P. Motisuke, V. I. Safarov, and Y. R. Shen, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **25**, 361 (1980).
68. W. Warkentin, J. Mund, D. R. Yakovlev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. V. Rodina, M. A. Semina, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **98**, 075204 (2018).
69. G. D. Mahan, *Phys. Rev.* **170**, 825 (1968).
70. M. M. Glazov, L. E. Golub, G. Wang, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, *Phys. Rev. B* **95**, 035311 (2017).
71. F. Zhou and W. Ji, *Laser Photonics Rev.* **11**, 1700021 (2017).
72. G. Wang, X. Marie, I. Gerber, T. Amand, D. Lagarde, L. Bouet, M. Vidal, A. Balocchi, and B. Urbaszek, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 097403 (2015).
73. P. Gong, H. Yu, Y. Wang, and W. Yao, *Phys. Rev. B* **95**, 125420 (2017).
74. A. Taghizadeh and T. G. Pedersen, *Phys. Rev. B* **99**, 235433 (2019).
75. N. Lundt, L. Dusanowski, E. Sedov, P. Stepanov, M. M. Glazov, S. Klembt, M. Klaas, J. Beierlein, Y. Qin, S. Tongay, M. Richard, A. V. Kavokin, S. Höfling, and C. Schneider, *Nat. Nanotechnol.* **14**, 770 (2019).
76. K. L. Seyler, J. R. Schaibley, P. Gong, P. Rivera, A. M. Jones, S. Wu, J. Yan, D. G. Mandrus, W. Yao, and X. Xu, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 407 (2015).
77. M. L. Trolle, Y.-C. Tsao, K. Pedersen, and T. G. Pedersen, *Phys. Rev. B* **92**, 161409 (2015).
78. M. L. Trolle, G. Seifert, and T. G. Pedersen, *Phys. Rev. B* **89**, 235410 (2014).

# Эффект разделения киральностей в полуметаллах Рариты–Швингера–Вейля

З. В. Хайдуков<sup>1)</sup>

Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Институт теоретической и экспериментальной физики Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,  
117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 октября 2020 г.

После переработки 12 ноября 2020 г.

Принята к публикации 12 ноября 2020 г.

Исследован эффект разделения киральностей в случае фермионов со спином  $3/2$ . Основное внимание уделено полуметаллам Рариты–Швингера–Вейля. Обсуждается связь полученного эффекта и аксиальной аномалии.

DOI: 10.31857/S1234567821010031

**1. Введение.** Эффектом разделения киральностей [1] называется возникновение аксиального тока в термодинамическом равновесии, направленного вдоль внешнего магнитного поля ( $\mathbf{B}$ ). В случае безмассовых фермионов со спином  $\frac{1}{2}$  этот ток задается выражением:

$$\mathbf{j}^5 = \frac{e^2 \mu}{2\pi^2} \mathbf{B} S. \quad (1)$$

$S$  – площадь образца,  $\mu$  – химический потенциал. Значительное внимание к этому эффекту обусловлено возможностью его экспериментального наблюдения как в физике высоких энергий, так и в конденсированных средах.

Высказывалось утверждение, что коэффициент при произведении химического потенциала на магнитное поле не зависит от взаимодействия. В этом случае особое значение придавалось взаимосвязи эффекта разделения киральностей и аксиальной аномалии, которая защищена от перенормировок. Несмотря на численное подтверждение неперенормируемости при решеточном моделировании КХД [2], возможность такой защиты [3–7], а также ее точный механизм [8] являются предметом обширных дискуссий. Изучение эффекта разделения киральностей для фермионов со спином  $\frac{3}{2}$  позволит привести новые аргументы, а также проверить старые на универсальность. Такие частицы могут иметь отношение как к физике высоких энергий (несмотря на все проблемы, уравнение Рариты–Швингера [9] может применяться при описании процессов, связанных с дельта-изобарами [10]), так и к физике твердого те-

ла. Последняя наиболее интересна для нас, поскольку сравнительно недавно начались интенсивные экспериментальные исследования материалов, в спектре которых существуют возбуждения, обладающие большим квазиспином и топологическим зарядом CoSi, RhSi [11–13], AlPt [14]. И уже сейчас фермионы Рариты–Швингера–Вейля<sup>2)</sup> точно удалось идентифицировать в PdBiSe [15].

**2. Полуметаллы Рариты–Швингера–Вейля в магнитном поле.** Для описания квазичастиц в полуметаллах Рариты–Швингера–Вейля предлагается использовать низкоэнергетический гамильтониан вида [18, 19]:

$$H(p) = p_i (v_1 S_i + v_2 S_i^3), \quad i = 1, 2, 3. \quad (2)$$

Мы используем суммирование по повторяющимся индексам. Величины параметров  $v_1, v_2$  зависят от конкретного материала [18]. Член, пропорциональный  $v_1$ , инвариантен относительно группы вращений трехмерного пространства. Член с  $v_2$  явно нарушает эту группу до группы вращений куба. В этой работе мы специально вводим ограничение  $v_2 = 0$ , поскольку в этом случае мы можем отследить связь между аксиальной аномалией [19] и эффектом разделения киральностей.

Предполагается, что (2) действует на столбец из четырех компонент:  $(\psi_{\frac{3}{2}}, \psi_{\frac{1}{2}}, \psi_{-\frac{1}{2}}, \psi_{-\frac{3}{2}})^T$ , где индек-

<sup>2)</sup>Название “фермионы Рариты–Швингера–Вейля” было впервые использовано в работе [16]. Авторы использовали его в качестве названия для гипотетических фермионов без релятивистской симметрии со спином  $\frac{3}{2}$ . Впоследствии это название стало общепринятым [17], а полуметаллы с такими квазичастицами стали называть “полуметаллами Рариты–Швингера–Вейля” по аналогии с полуметаллами Вейля.

<sup>1)</sup>e-mail: khaidukov.zv@phystech.edu

сы снизу обозначают величину проекции спина на ось  $z$ . Матрицы  $S_i$  обыкновенно выбираются в виде [18]:

$$S_1 = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$S_2 = \begin{pmatrix} 0 & \frac{-i\sqrt{3}}{2} & 0 & 0 \\ i\frac{\sqrt{3}}{2} & 0 & -i & 0 \\ 0 & i & 0 & -i\frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 & 0 & i\frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$S_3 = \begin{pmatrix} \frac{3}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{3}{2} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Введем магнитное поле в гамильтониан (2). Для этого необходимо сделать замену:

$$p_i \rightarrow p_i + A_i = -i\partial_i + A_i. \quad (6)$$

Для однородного магнитного поля, направленного против оси  $z$ , выберем векторный потенциал в виде  $A_x = By$ . Такой выбор позволяет ввести операторы рождения и уничтожения при помощи:

$$a = \frac{-i\partial_x + By + \partial_y}{\sqrt{2B}}, \quad (7)$$

$$a^+ = \frac{-i\partial_x + By - \partial_y}{\sqrt{2B}}, [a, a^+] = 1. \quad (8)$$

Тогда (2) можно записать как:

$$H_{3/2} = v_f \sqrt{2B} (S_+ a + S_- a^+) + v_f p_z S_z, \quad (9)$$

$$S_+ = S_x + iS_y, \quad S_- = S_x - iS_y.$$

Вид гамильтониана (9) подсказывает, что пространственную часть волновых функций разумно искать в виде:

$$\psi(x, y, z) = \exp(ip_z z) \exp(ip_x x) \chi(y), \quad (10)$$

$$\chi(y) = (\langle y|n\rangle, \langle y|m\rangle, \langle y|l\rangle, \langle y|k\rangle)^T, \quad (11)$$

$$a\langle y|n\rangle = \sqrt{n}\langle y|n-1\rangle, \quad (11)$$

$$a^+\langle y|n\rangle = \sqrt{n+1}\langle y|n+1\rangle, \quad (12)$$

$$a\langle y|0\rangle = 0. \quad (13)$$

В плоскости, перпендикулярной магнитному полю, будут формироваться уровни Ландау. Сделаем замену:

$$p_x + By + \partial_y = \partial_y + B\left(y + \frac{p_x}{B}\right), \quad (14)$$

$$y_0 = -\frac{p_x}{B}, \quad (15)$$

в последнем уравнении  $y_0$  играет роль центра орбиты.

**3. Эффект разделения киральностей.** Из вида гамильтониана (9) становится понятно, что получить точный закон дисперсии и аналитическое выражение для решений довольно трудно. Поэтому в некоторых моментах при решении нам придется прибегнуть к численным процедурам. Все вычисления мы будем проводить в пределе нулевых температур. Как мы покажем, за эффект в этом случае отвечают одномерные моды, поэтому мы фактически сведем задачу к расчету изменения фермионных чисел заполнения в присутствии химического потенциала (в полной аналогии с [20])<sup>3)</sup>.

В случае сильных магнитных полей в импульсном пространстве модели существуют четыре точки, которые обладают нулевой энергией [19]. Для всех остальных решений в спектре возникает щель, поэтому их вклады сильно подавлены при малых температурах.

Стоит отдельно обсудить вопрос о возможности распространения аргументов Метлицкого и Житницкого [1] на случай фермионов со спином  $\frac{3}{2}$ . При рассмотрении в работе [1] гамильтониан для правых фермионов представлялся в виде:

$$H_R = H^\perp + p_z \sigma_z, \quad (16)$$

$$H^\perp = (-i\partial_i + A_i)\sigma_i, i = x, y. \quad (17)$$

Важнейшее свойство заключалось в антикоммутации гамильтониана с матрицей  $\sigma_z$ , это свойство позволяло точно вычислить аксиальный ток. Проще говоря, серия равенств  $\{H^\perp, \sigma_z\} = 0, H^\perp|\lambda\rangle = \lambda|\lambda\rangle, [H, (H^\perp)^2] = 0, \sigma_z|\lambda\rangle = |-\lambda\rangle$  позволяла получить сокращение вкладов всех мод, кроме нулевой. Очевидно, что этот аргумент не работает в случае рассматриваемого нами гамильтониана, поскольку у нас, как минимум, не выполняется равенство  $\{S_i, S_j\} = 2\delta_{ij}$ .

На данном этапе мы сосредоточим наше внимание на бесщелевых модах в пределе нулевых температур. Для получения результата нам нужен закон дисперсии, а также вычисление среднего значения

<sup>3)</sup>Мы предполагаем выполнение условий, следующих из теоремы Нильсена–Ниноми [21]. Это означает, что сумма токов для правых и левых фермионов должна обращаться в нуль, но это ограничение не распространяется на их разность:  $j = j_l + j_r = 0, j^5 = j^R - j^L$ , второе равенство и определяет наше условие нормировки для тока, поскольку переход к полному “аксиальному” току подразумевает замену  $\mu \rightarrow 2\mu$ .

$\langle S_z \rangle = \psi_a^+ S_{ab}^z \psi_b$ , которое будет усредняться по распределению Ферми. Для начала рассмотрим моду:

$$\psi(t, x, y, z) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ c_0 \langle y|0 \rangle \end{pmatrix} e^{ip_z z} e^{ip_x x} e^{-i\epsilon t}. \quad (18)$$

С учетом (9) получаем закон дисперсии  $\epsilon = -\frac{3v_f}{2} p_z$ ,  $c_0 = 1$ . Последняя константа получается исходя из условия нормировки.

В пределе нулевых температур распределение Ферми сводится к  $n_{f0}(\epsilon - \mu) = \frac{1 - \theta(\epsilon - \mu)}{2}$ , которое определяет предел интегрирования по импульсу. Для данной моды ток равняется<sup>4)</sup>:

$$J^z = v_f \sum_{deg} \int \frac{dp_z}{2\pi} \frac{3}{2} n_{f0}(\epsilon - \mu). \quad (19)$$

Значение вырождения может быть оценено следующим образом [22]: рассмотрим образец площади  $S = L_x L_y$ , с одной стороны  $p_x = \frac{2\pi n}{L_x}$ , с другой центр орбиты  $y_0 = -\frac{p_x}{B}$  должен лежать внутри образца:  $0 < |y_0| < L_y$ . Отсюда получаем оценку для числа вырожденных мод  $n \leq \frac{BS}{2\pi}$ .

При помощи соотношения:

$$\int dp_z n_{f0} \left( \frac{3}{2} v_f p_z - \mu \right) = \frac{2\mu}{3v_f},$$

мы получаем:

$$J^z = -\frac{\mu}{4\pi^2} BS, \mu = V_0. \quad (20)$$

Вторую моду мы будем искать в форме:

$$\psi(t, x, y, z) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ c_0 \langle y|0 \rangle \\ c_1 \langle y|1 \rangle \end{pmatrix} e^{ip_z z} e^{ip_x x} e^{-i\epsilon t}. \quad (21)$$

С учетом (9), мы получаем соотношение:

$$\begin{pmatrix} -\frac{v_f p_z}{2} & \sqrt{6B} \\ \sqrt{6B} & -\frac{3v_f p_z}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_0 \\ c_1 \end{pmatrix} = \epsilon \begin{pmatrix} c_0 \\ c_1 \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Положим  $\epsilon = 0$ , в этой точке  $v_f p_z = 2\sqrt{2B}$ . Мы можем найти точное дисперсионное соотношение из уравнения (22):

$$\epsilon = -v_f p_z + \sqrt{\frac{(v_f p_z)^2}{4} + 6B}. \quad (23)$$

<sup>4)</sup>Мы не рассматриваем возможный вклад в ток в отсутствии химического потенциала. Случай  $\mu = 0$  может потребовать отдельного изучения.

В отличие от Вейлевских фермионов дисперсионное соотношение нелинейно. Выражение для тока приобретает вид:

$$J^z = v_f \sum_{deg} \int \frac{dp_z}{2\pi} n_{f0}(\epsilon - \mu) \left( -\frac{c_0^2}{2} - \frac{3c_1^2}{2} \right). \quad (24)$$

Нам необходимо получить выражение для коэффициентов в (21) при условии  $c_0^2 + c_1^2 = 1$ . В результате довольно долгих, но совершенно очевидных вычислений, мы получаем коэффициенты:

$$c_1^2 = 1 - c_0^2, \quad c_0^2 = \frac{1}{(\epsilon + \frac{v_f p_z}{2})^2 + 6B}. \quad (25)$$

Находя решение уравнения  $\epsilon(p_z) - \mu = 0$  через импульс и подставляя его в (24) с учетом (25), получим:

$$J^z = -BS \frac{1}{4\pi^2} \epsilon|_0^\mu. \quad (26)$$

При вычислении интеграла мы получили первообразную, которая равна правой части (23), и просто подставили энергию вместо нее с учетом пределов интегрирования. В случае третьей моды решение находится совершенно аналогичным образом, поэтому мы опустим здесь выкладки. Большой интерес представляет оставшаяся четвертая мода, будем искать ее в виде:

$$\psi(t, x, y, z) = \begin{pmatrix} 0 \\ c_0 \langle y|0 \rangle \\ c_1 \langle y|1 \rangle \\ c_2 \langle y|2 \rangle \end{pmatrix} e^{ip_z z} e^{ip_x x} e^{-i\epsilon t}.$$

Можно показать, что в этом случае для единственной бесщелевой моды энергия обращается в нуль в точке  $p_z = 0$ . Выражение для тока принимает вид:

$$J^z = v_f \sum_{deg} \int \frac{dp_z}{2\pi} \left( \frac{c_0^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} - \frac{3c_2^2}{2} \right) n_{f0}(\epsilon - \mu). \quad (27)$$

Коэффициенты в выражении (27) равны:

$$c_0^2 = \frac{1}{B + \frac{(\epsilon + \frac{v_f p_z}{2})^2}{4} + \frac{(4B - (\epsilon^2 + \frac{v_f^2 p_z^2}{4}))^2}{24B}}, \quad (28)$$

$$\left( \epsilon + \frac{v_f p_z}{2} \right)^2 c_0^2 = 4B c_1^2, \quad c_0^2 + c_1^2 + c_2^2 = 1. \quad (29)$$

Вычисление тока в этой ситуации представляет из себя весьма сложную задачу, которая может быть решена численно. Основной результат состоит в незначительном отличии тока без учета вырождения от  $-\frac{\mu}{2\pi}$ . Чтобы подтвердить свои утверждения, мы приводим результат численного вычисления на рис. 1.

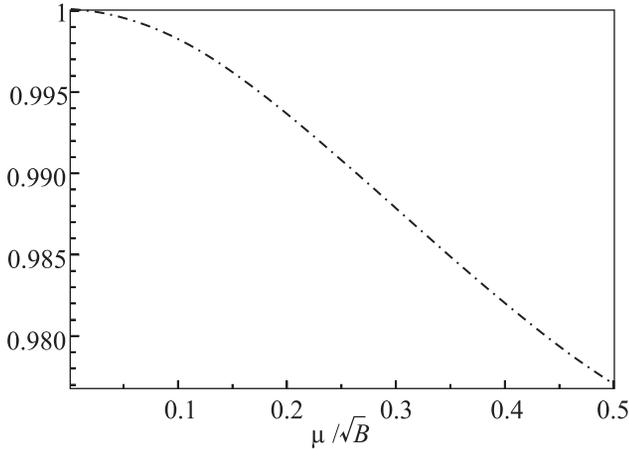


Рис. 1. Относительный коэффициент для эффекта разделения киральностей в зависимости от отношения  $\frac{\mu}{\sqrt{B}}$

Путем сложения всех вкладов мы получаем, что полный ток приближенно равняется:

$$\mathbf{J} = \frac{\mu \mathbf{B}}{\pi^2} S. \quad (30)$$

**4. Заключение и обсуждения.** В этой работе мы исследовали эффект разделения киральностей для фермионов в полуметаллах Рариты–Швингера–Вейля. Было показано, что в сильных магнитных полях в пределе нулевых температур за счет бесщелевых мод, которые формируют уровни Ландау, возникает ток, приближенно равный  $\frac{\mu}{\pi^2} \mathbf{B} S$ . Примечательной особенностью рассматриваемого случая является нелинейность законов дисперсии для трех из четырех мод. Несмотря на это, можно показать, что только для четвертой моды выражение для тока без учета вырождения отличается от  $-\frac{\mu}{2\pi}$ . Для оставшейся моды численные расчеты показывают возможность малого отклонения. Механизм вычисления для уравнений вида  $i\partial_t \psi = \sum_{i=1..3} S_i p_i \psi$ , где  $S_i$  – спиновые матрицы для произвольного полуцелого спина, представляется очевидным. Будет интересно рассмотреть эффект с точки зрения квазиклассического кинетического уравнения с учетом монополярных зарядов в импульсном пространстве [23, 24], а также подтвердить его существование в решеточной регуляризации [25, 26]. Коэффициент в (30) фигурирует и в уравнении для аксиальной аномалии [19], но в этом нет ничего удивительного: именно бесщелевые возмущения ответственны за оба явления.

Важным вопросом является вопрос о влиянии дислокаций на эффект. Этот вопрос требует подробного изучения, но можно вспомнить, что в случае простых фермионов со спином  $\frac{1}{2}$  эффект может быть реализован на статических модах, а это подсказыва-

ет, что влияние дислокаций может быть незначительным. Вопрос о кулоновском взаимодействии также весьма важен и требует детального изучения.

Весьма интригующей выглядит перспектива рассмотрения фермионов со спином  $\frac{3}{2}$  с учетом релятивистской симметрии. Автор планирует опубликовать новые утверждения в этой области в ближайшее время.

Автор выражает благодарность М. А. Зубкову за очень плодотворные обсуждения.

Все разделы этой работы были поддержаны грантом Российского научного фонда # 16-12-10059.

1. M. A. Metlitski and A. R. Zhitnitsky, Phys. Rev. D **72**, 045011 (2005).
2. M. Pühr and P. V. Buividovich, Phys. Rev. Lett. **118**(19), 192003 (2017); arXiv: 1611.07263 [hep-lat].
3. E. V. Gorbar, V. A. Miransky, and I. A. Shovkovy, Phys. Rev. C **80**, 032801 (2009); arXiv:0904.2164.
4. E. V. Gorbar, V. A. Miransky, and I. A. Shovkovy, Phys. Rev. D **83**, 085003 (2011); arXiv:1101.4954.
5. E. V. Gorbar, V. A. Miransky, and I. A. Shovkovy, Phys. Lett. B **695**, 354 (2011); arXiv:1009.1656.
6. A. Jimenez-Alba and L. Melgar, JHEP **10**, 120 (2014); arXiv:1404.2434.
7. A. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **107**, 031601 (2011); arXiv:1105.0385.
8. Z. V. Khaidukov and M. A. Zubkov, Phys. Rev. D **95**, 074502 (2017); arXiv: 1701.03368.
9. W. Rarita and J. Schwinger, Phys. Rev. **60**, 61 (1941).
10. V. Pascalutsa, Phys. Rev. D **58**, 096002 (1998).
11. D. Takane, Z. Wang, S. Souma, K. Nakayama, T. Nakamura, H. Oinuma, Y. Nakata, H. Iwasawa, C. Cacho, T. Kim, K. Horiba, H. Kumigashira, T. Takahashi, Y. Ando, and T. Sato, Phys. Rev. Lett. **122**, 076402 (2019).
12. Z. Rao, H. Li, T. Zhang, S. Tian et al. (Collaboration), Nature **567**, 496 (2019).
13. D.S. Sanchez, I. Belopolski, T.A. Cochran et al. (Collaboration), Nature **567**, 500 (2019).
14. N.B.M. Schroter, D. Pei, M.G. Vergniory et al. (Collaboration), Nat. Phys. **15**, 759 (2019).
15. B. Q. Lv, Z.-L. Feng, J.-Z. Zhao, N.F.Q. Yuan, A. Zong, K.F. Luo, R. Yu, Y.-B. Huang, V.N. Strocov, A. Chikina, A.A. Soluyanov, N. Gedik, Y.-G. Shi, T. Qian, and H. Ding, Phys. Rev. B **99**, 241104 (2019).
16. L. Liang and Y. Yu, Phys. Rev. B **93**, 045113 (2016).
17. P. Tang, Q. Zhou, and Sh.-Ch. Zhang, Phys. Rev. Lett. **119**, 206402 (2017).
18. I. Boettcher, Phys. Rev. Lett. **124**, 127602 (2020); arXiv:1907.05354.

19. M. Ezawa, Phys. Rev. B **95**, 205201 (2017).
20. A. Cortijo, D. Kharzeev, K. Landsteiner, and M. A. H. Vozmediano, Phys. Rev. B **94**, 241405 (2016); arXiv:1607.03491.
21. H. B. Nielsen and M. Ninomiya, Phys. Lett. B **130**, 389 (1983).
22. L. D. Landau and E. M. Lifshits, *Statistical Physics*, Pergamon Press, Oxford (1980), part I.
23. G. E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet*, Clarendon Press, Oxford (2003).
24. G. E. Volovik, Lecture Notes in Physics **870**, 343 (2013); arXiv:1111.4627 [hep-ph].
25. M. A. Zubkov, Ann. Physics **373**, 298 (2016); arXiv:1603.03665 [cond-mat.mes-hall].
26. M. A. Zubkov, Phys. Rev. D **93**(10), 105036 (2016); arXiv:1605.08724 [hep-ph].

# Неупругие взаимодействия солитонов в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика

В. А. Делев<sup>1)</sup>

Институт физики молекул и кристаллов – обособленное структурное подразделение  
Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального исследовательского центра РАН,  
450075 Уфа, Россия

Поступила в редакцию 29 октября 2020 г.

После переработки 14 ноября 2020 г.

Принята к публикации 19 ноября 2020 г.

Впервые исследуются неупругие взаимодействия солитонов в линейном дефекте, возникающем в одномерной электроконвективной структуре закрученного на  $\pi/2$  нематического жидкого кристалла. Линейные дефекты в закрученных нематиках характеризуются достаточно протяженным полем деформации и ориентируются нормально доменам Вильямса. Гидродинамические потоки в них, наряду с тангенциальной компонентой скорости, имеют и аксиальную составляющую, направление которой противоположно в соседних доменах. При увеличении приложенного напряжения условие неразрывности потока анизотропной жидкости в закрученных нематиках не позволяет линейному дефекту распасться на отдельные дислокации в отличие от случая планарной ориентации, что приводит к возникновению доменных зиг-заг осцилляций в ядре дефекта. При этом границами зиг и заг областей являются дислокации с топологическими зарядами  $S = \pm 1$ . Установлено, что при периодическом взаимодействии дислокаций (кинков) с противоположными топологическими зарядами  $S = \pm 1$  образуется бризер. Обнаружено, что столкновение кинка и бризера в линейном дефекте является неупругим, так как приводит к распаду последнего на кинк-антикинктовую пару. Показано, что такого рода взаимодействия дислокаций с топологическими зарядами  $S = \pm 1$  качественно хорошо описываются возмущенным уравнением синус-Гордона.

DOI: 10.31857/S1234567821010043

1. Образование и разрушение надмолекулярно порядка в неравновесных системах, как правило, сопровождается появлением дефектов [1]. Поэтому изучение роли дефектов при структурообразовании и возникновении турбулентности является одной из важных задач физики конденсированного состояния. С другой стороны, возможность управления не только количеством дефектов, но и их взаимодействием при изменении внешнего воздействия, позволяет использовать экспериментальные данные для верификации, например,  $(1+1)$ -мерных моделей. В этом отношении дефекты, возникающие в электроконвективных структурах нематических жидких кристаллов (НЖК), являются уникальными объектами для экспериментального изучения их динамических характеристик. Важную роль при этом играет исходная ориентация поля директора  $\mathbf{n}$ , характеризующего преимущественное направление молекул в пространстве, так как именно она задает симметрию электроконвективных структур и их дефектов [2–4]. Таким образом, динамика дефектов в электро-

конвективных структурах существенным образом зависит не только от амплитуды приложенного напряжения, но и от исходной конфигурации поля директора  $\mathbf{n}$ .

Изучению дефектов в жидких кристаллах как на микроскопическом (молекулярном), так и на макроскопическом (период структуры) масштабе посвящен ряд работ [5–15]. Результаты этих работ свидетельствуют о важной роли дефектов при усложнении пространственно-временной динамики электроконвективных структур с увеличением приложенного напряжения. В частности, установлено, что наиболее общими механизмами при формировании двумерных структур являются процессы рождения и аннигиляции дислокаций.

Типичными элементарными дефектами электроконвективных структур в НЖК являются дислокации с топологическими зарядами  $S = \pm 1$ . Дефект с топологическим зарядом  $S = \pm 1$  соответствует скачку фазы на  $\pm 2\pi$  в структуре доменов Вильямса, т.е. его сингулярность определяется лишним (или недостающим) пространственным периодом при обходе замкнутого контура вокруг его ядра [12]. Поведение

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

дислокаций в приближении слабой надкритичности хорошо описывается уравнением Гинзбурга–Ландау [10–12].

Другой подход при описании динамики дислокаций в жидких кристаллах [16, 17] основан на глубокой аналогии свойств и поведения дефектов с моделью Френкеля–Конторовой [18, 19]. Если в стандартной модели пренебречь эффектами дискретности, то получится хорошо известное уравнение синус-Гордона (УСГ).

В работе [12] показано, что при определенной скорости увеличения приложенного напряжения в планарных слоях НЖК дислокации могут быть источниками образования в пространстве новых локализованных квазистационарных состояний с более низкой симметрией. Как правило, такие состояния зарождаются вблизи ядра дислокации и распространяются вдоль линии, нормальной к доменам Вильямса. При этом возникающий линейный дефект имеет такой же топологический заряд, что и исходная дислокация. Кроме того, локализованное протяженное состояние может возникать спонтанно, в результате развития модуляционной неустойчивости, как простой сдвиг доменов на половину пространственного периода  $\pi$ . Такое искажение доменной структуры получило название линии скачка фазы [12].

При быстром увеличении приложенного напряжения в электроконвективных структурах НЖК с исходной планарной ориентацией указанные типы линейных образований не устойчивы и распадаются на отдельные дислокации. При этом линейные дефекты распадаются на нечетное число (не менее трех) дислокаций, а линии скачка фазы – на четное число (не менее двух) дислокаций с противоположными топологическими зарядами  $S = \pm 1$ . В обоих случаях суммарный топологический заряд сохраняется [12].

Подобные линейные локализованные образования наблюдаются и в электроконвективных структурах, закрученных на  $\pi/2$  НЖК (рис. 1) [20–22]. Однако из-за особенностей гидродинамических течений в доменах закрученных НЖК линейные локализованные образования в них являются достаточно устойчивыми [21]. При определенных условиях такие линейные образования могут располагаться достаточно регулярно. Тогда суперпозиция доменов Вильямса и нормальных к ним линейных образований приводит к формированию квазистационарной двумерной структуры, называемой решеткой дефектов [20, 21].

Гидродинамические потоки в доменах закрученного нематика, наряду с тангенциальной компонен-

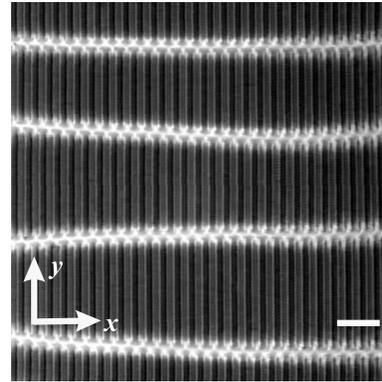


Рис. 1. Линейные локализованные стационарные образования в закрученном нематике при  $U = 5.6$  В и  $f = 30$  Гц. Масштаб 100 мкм

той скорости  $v_\tau$ , имеют и аксиальную составляющую  $v_a$ , направление которой противоположно в соседних доменах. Непрерывность гидродинамического потока обеспечивается его замыканием как через ядро линейного дефекта, так и замыканием с потоком в соседнем домене (т.е. направление потока изменяется на  $180^\circ$ ). Это условие, по-видимому, и отвечает за устойчивость линейных дефектов в закрученных НЖК при увеличении приложенного напряжения. В данном случае линейные дефекты не распадаются на отдельные дислокации, а начинают осциллировать. При этом домены Вильямса остаются стационарными до определенной величины приложенного напряжения.

В зависимости от длины и типа локализованных образований в закрученных НЖК наблюдается различная динамика дислокаций, которая качественно хорошо описывается в рамках модели синус-Гордона. В частности, в линии скачка фазы длиной  $L = 8\lambda$  ( $\lambda$  – поперечный размер домена) наблюдается периодическое рождение и аннигиляция двух дислокаций с топологическими зарядами  $S = \pm 1$ , динамика которых описывается решением УСГ в виде локализованного бризера [23]. В другом случае, когда длина линейного дефекта составляет  $L = 14\lambda$ , после возникновения в нем осцилляций, генерация пары дислокаций наблюдается на одном краю дефекта, а их аннигиляция на другом [24]. В работе [25] было показано, что в достаточно протяженном дефекте  $L \sim 60\lambda$  столкновение дислокаций при определенных условиях можно рассматривать как кинк-антикинк взаимодействие УСГ, при этом динамика ансамбля дислокаций за один осцилляционный период качественно хорошо описывается мультикинковым решением УСГ [26].

В данной работе исследуется динамика неупругих взаимодействий дислокаций (кинков) за несколько осцилляционных периодов линейного дефекта ( $T = 15$ ) (здесь  $T = 1.2$  с – осцилляционный период линейного дефекта).

Неупругие взаимодействия солитонов возникают, в частности, при наличии диссипативных возмущений. Столкновения солитонов в слабо возмущенном УСГ вначале были изучены теоретически Кившарем и Маломедом [27]. Неупругие столкновения кинка и бризера наблюдаются также в цепочке Френкеля–Конторовой из-за эффекта дискретности системы [28]. В случае двухсолитонных столкновений дискретность приводит к распаду бризера на кинк-антикинктовую пару в результате его столкновения с другим кинком или бризером, а также к слиянию кинк-антикинктовой пары в бризер.

Более интересные эффекты возможны для многосолитонных столкновений. Многочастичные эффекты столкновения солитонов становятся возможными при условии, что во взаимодействии принимают участие по крайней мере три солитона, и их столкновение происходит почти в одной точке. Для случая трех кинков вероятность этого события очень мала. Однако, если один из сталкивающихся солитонов является бризером, который состоит из двух связанных кинков, неупругое столкновение с кинком или другим бризером становится вполне возможным [19].

В данной работе экспериментально обнаружено, что взаимодействие кинка и бризера в линейном дефекте ( $L \sim 60\lambda$ ) приводит к распаду последнего на кинк-антикинктовую пару, что свидетельствует об их неупругом столкновении. При этом динамика дислокаций демонстрирует нетривиальное перемежаемое поведение. При столкновении дислокаций с противоположными топологическими зарядами образуется бризер, время жизни которого составляет  $t \simeq 13T$ . Столкновения же бризера с другими дислокациями (кинками) приводят к его распаду на кинк-антикинктовую пару, затем вновь образуется бризер и т.д.

Таким образом, установлено, что в линейном дефекте, возникающем в электроконвективной структуре закрученного НЖК, наблюдаются неупругие взаимодействия солитонов. Показано, что их динамика качественно хорошо описывается возмущенным УСГ.

**2.** В качестве НЖК использовался 4-п-метоксибензилиден-п-бутиланилин (МББА), который помещался в ЖК-ячейку между двумя стеклянными подложками с проводящим покрытием из  $\text{SnO}_2$ . Поверхность подложек с электродами покрывалась слоем

ориентанта полиимида AL1254 (JSR Corp. Japan), который затем натирался в одном направлении для создания однородной планарной ориентации директора  $\mathbf{n}$ . Толщина ЖК-ячейки размером  $16 \times 12$  мм задавалась майларовыми прокладками  $d \simeq 20$  мкм. После ее заполнения нематиком и формирования однородной планарной ориентации верхняя подложка медленно поворачивалась относительно нижней по часовой стрелке на угол  $\pi/2$ , так, что во всем слое НЖК возникала однородно закрученная ориентация директора  $\mathbf{n}$ . К ЖК-слою прикладывалось переменное напряжение  $U$  с частотой  $f_U = 30$  Гц. Пороговое напряжение возникновения доменов Вильямса составляло  $U_c = 5.6$  В. При этом их ось ориентирована перпендикулярно директору  $\mathbf{n}$  в середине слоя НЖК и составляет углы  $-45^\circ$  и  $45^\circ$  соответственно с ориентацией директора на верхней и нижней подложках. Направления гидродинамических потоков в доменах определялись путем анализа движений пробных частиц диаметром  $2 \div 3$  мкм, добавленных в НЖК. Доменные структуры и их дефекты наблюдались в поляризационный микроскоп Axiolab (Zeiss, Germany), а их изображения регистрировались видеокамерой VX44 (PCO Inc., Germany) с разрешением  $720 \times 576$  пикселей и оцифровывались внешней платой Pinnacle 700-USB (USA).

**3.** Динамика дислокаций исследовалась с использованием техники амплитудной демодуляции исходных изображений полученных видеорядов [29].

Изображение электроконвективной структуры в НЖК представляет собой пространственно периодические модуляции интенсивности прошедшего через ячейку с НЖК света. Эти модуляции соответствуют локальным изменениям оптической анизотропии  $\langle \Delta n(t) \rangle$  под действием внешнего электрического поля. В пороге электроконвекции в слое НЖК возбуждаются гидродинамические вихревые движения в виде валов (или роллов). Вихревое движение ориентирует НЖК особенно сильно в области максимального градиента скорости, т.е. в центре вихрей. В результате цилиндрические вихри играют роль линз, фокусирующих свет в светлые линии [30]. В итоге формируется изображение в виде темных и светлых полос – доменов Вильямса (рис. 1).

Таким образом, распределение интенсивности  $I(x, y)$  в исходном изображении структуры имеет явно выраженную пространственную периодичность в плоскости  $(x-y)$  ЖК-образца. Вертикальные полосы соответствуют стационарным доменам Вильямса, а протяженный линейный дефект представляется горизонтальной полосой, образованной скачком фазы на  $\pi$  (рис. 1).

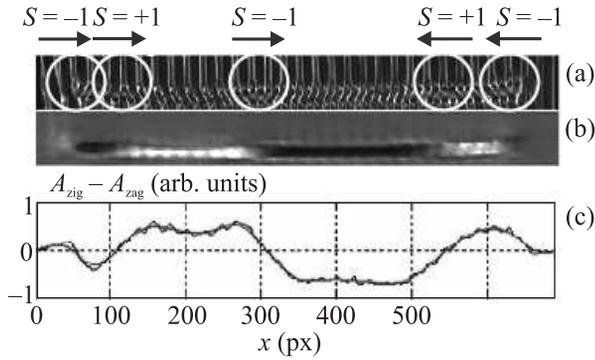


Рис. 2. (а) – Исходное изображение доменной структуры с линейным осциллирующим дефектом и движущимися в нем дислокациями с  $S = \pm 1$  при  $U = 7.6$  В и  $f = 30$  Гц. (б) – Полутоновое изображение структуры без доменов. (с) – График разности амплитуд  $A_{zig}(x, t) - A_{zag}(x, t)$

Рассмотрим применение метода амплитудной демодуляции к исходному изображению линейного осциллирующего дефекта (рис. 2). Выше порога устойчивости в ядре дефекта возникают зиг-заг осцилляции (рис. 2а). Границами между зиг и заг областями являются дислокации с топологическими зарядами  $S = \pm 1$ . Поскольку волновые векторы вертикальных и наклонных зиг и заг доменов явно различаются, то, используя двумерное преобразование Фурье, можно достаточно легко разделить их вклад в результирующее изображение структуры. Затем маской вырезается рефлекс зиг или заг моды и уже от него делается обратное преобразование Фурье. Это позволяет избавиться от исходного изображения периодической структуры доменов (рис. 2а) и получить пространственное распределение амплитуды этой периодичности (рис. 2б). Амплитуда характеризует размах интенсивности между темной и светлой полосами в изображении. Равенство нулю амплитуды указывает на отсутствие периодической структуры. В данном случае нас интересуют амплитуды наклонных зиг и заг доменов  $A_{zig}(x, y)$  и  $A_{zag}(x, y)$  в ядре линейного дефекта. Наиболее удобным для изучения динамики дислокаций оказалось использование графика разности амплитуд  $A_{zig}(x, t) - A_{zag}(x, t)$  (рис. 2с), полученного после оцифровки и усреднения изображения на рис. 2б. Пересечение графика  $A_{zig}(x, t) - A_{zag}(x, t)$  с нулевой горизонтальной осью соответствует локализации дислокаций.

4. Динамика дислокаций в линейном дефекте с суммарным топологическим зарядом  $S = -1$  за время  $t = 15T$ , где  $T = 1.2$  с – полный осцилляционный период линейного дефекта, представлена на рис. 3.

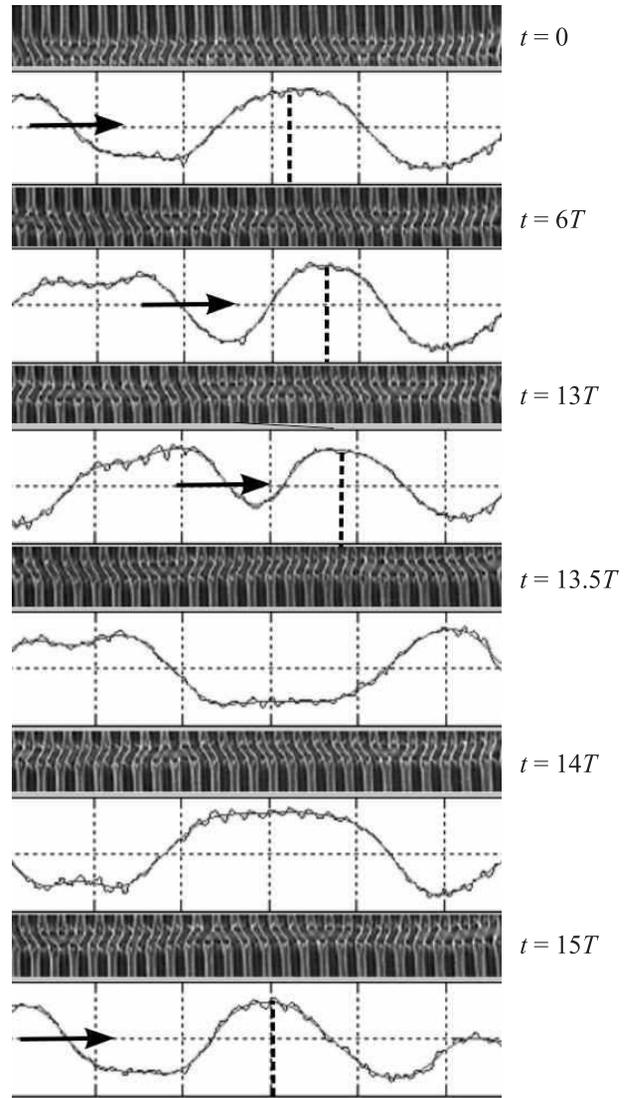


Рис. 3. Распад бризера на кинк-антикинктовую пару при столкновении с дислокациями, движущимися слева, за время  $t_{br} = 13T$ , где  $T = 1.2$  с – полный осцилляционный период линейного дефекта. Для каждого периода показаны исходное изображение и под ним график разности амплитуд  $A_{zig}(x, t) - A_{zag}(x, t)$

Как было показано в работе [26], за один осцилляционный период аннигиляция дислокаций происходит два раза. При столкновении дислокаций с  $S = -1$  и  $S = +1$  образуется зиг-состояние, а взаимодействие дислокаций с  $S = +1$  и  $S = -1$  дает заг-состояние. В динамике такое периодическое столкновение дислокаций можно рассматривать как локализованный на яме бризер УСГ [31].

Покадровый анализ видеоряда продолжительностью  $t = 15T$  показал, что время жизни бризера составляет  $t_{br} = 13T$ . При этом его центр смещает-

ся вправо примерно на 60 пикселей (рис. 3). Дислокации с зарядом  $S = -1$  (антикинки), движущиеся слева, за каждый осцилляционный период линейного дефекта проходят расстояние на 4–5 пикселей больше, чем за предыдущий период. Это означает, что при приближении к точке взаимодействия скорость дислокаций увеличивается. После 13-го осцилляционного периода столкновение дислокации с бризером приводит к его распаду на пару дислокаций с  $S = -1$  и  $S = +1$ . Затем вновь образуется бризер, при этом его центр скачком перемещается влево примерно в исходное положение. Этот эффект можно рассматривать как своеобразный “пиннинг” (захват) бризера потенциальной ямой. Более наглядно данный процесс изображен на рис. 4.

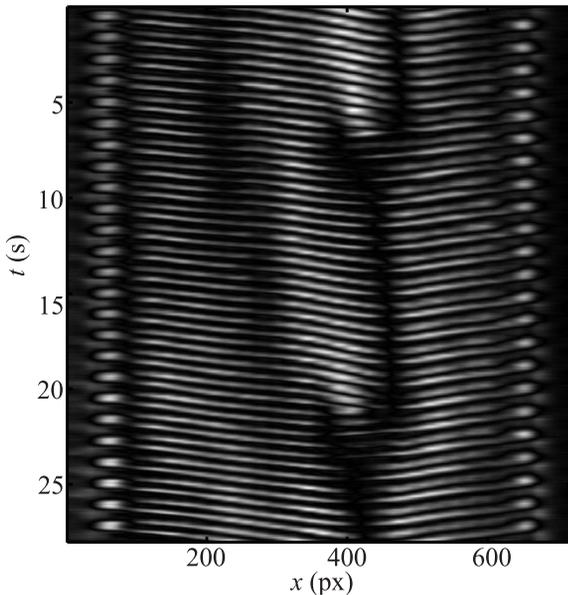


Рис. 4. Пространственно-временное распределение амплитуды колебаний  $A(x, t) = A_{\text{zig}}(x, t) - A_{\text{zag}}(x, t)$

Таким образом, исследование эволюционной динамики дислокаций за время  $t = 15T$  показало, что их взаимодействие носит нетривиальный характер, которое можно расценивать как неупругие. При столкновении дислокаций с противоположными топологическими зарядами образуется бризер, время жизни которого составляет  $t = 13T$ . При взаимодействии бризера с дислокациями (кинками) последний распадается на кинк-антикинковую пару, затем вновь образуется бризер.

**5.** Получение невозмущенного УСГ, описывающего когерентную зиг-заг динамику доменов в ядре бризерного дефекта, показано в работах [22, 23]. Поскольку размер элементарной ячейки электрокон-

вективной структуры в закрученном на  $\pi/2$  НЖК определяется как  $T = 2\lambda$ , что связано с антипараллельностью аксиальных компонент скорости потока в соседних доменах, то в качестве узла доменной решетки рассматривается центр “двойного домена” вдоль направления  $x$ . УСГ получается из гамильтониана модели Френкеля–Конторовой после перехода к непрерывному приближению:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} + \sin \eta = 0, \quad (1)$$

где  $\eta = \pi u/\lambda$  – нормированная функция смещения двойного домена от его равновесного положения вдоль направления  $x$ ;  $\xi = x/(2\lambda\sqrt{k})$  – нормированная координата,  $\tilde{k} = (\lambda/\pi)^2(k'/V_0')$ ,  $k'$  – константа взаимодействия соседних доменов,  $V_0'$  – энергия, приходящаяся на единицу длины сдвоенного домена;  $\tau = (\pi/\lambda)\sqrt{V_0'/m't}$  – нормированное время,  $m' = m/l$  – удельная масса двойного домена,  $l$  – длина двойного домена.

Для описания распада бризера на кинк-антикинковую пару при неупругом взаимодействии с кинком будем рассматривать УСГ, возмущенное диссипативным членом  $-\gamma u_t$  [27, 32]:

$$u_{tt} - u_{xx} + \sin u = -\gamma u_t, \quad (2)$$

где  $\gamma$  – малый положительный параметр.

Решение невозмущенного уравнения (2) (т.е. с  $\gamma = 0$ ), которое соответствует слабосвязанному бризеру, имеет вид [32]:

$$u_{br} = 4 \tan^{-1}[\cos(\zeta t - \phi)/(\zeta \cosh x)], \quad (3)$$

где  $\phi$  является начальной фазой внутренних колебаний бризера, малая величина  $\zeta$  характеризует пару собственных значений спектрального параметра  $\Lambda$ , соответствующего бризеру [32]:

$$\Lambda_{1,2} = i/2 \pm \zeta/2. \quad (4)$$

Далее рассмотрим столкновение бризера с кинком, движущимся со скоростью  $V$ ,  $1 - V^2 \ll 1$ . Тогда согласно [27, 32] в первом приближении по малому параметру  $(1 - V^2)$  волновое поле можно представить в виде суммы обычного кинка и бризера:

$$u(x, t) \simeq u_k(x, t) + u_{br}(x, t), \quad (5)$$

$$u_k = 4 \tan^{-1} \exp \sigma(x - Vt)/\sqrt{1 - V^2}, \quad (6)$$

где  $\sigma = \pm 1$  – топологический заряд кинка, а  $V$  – его скорость.

Как показано в [27, 32], под действием этого столкновения может произойти распад бризера на

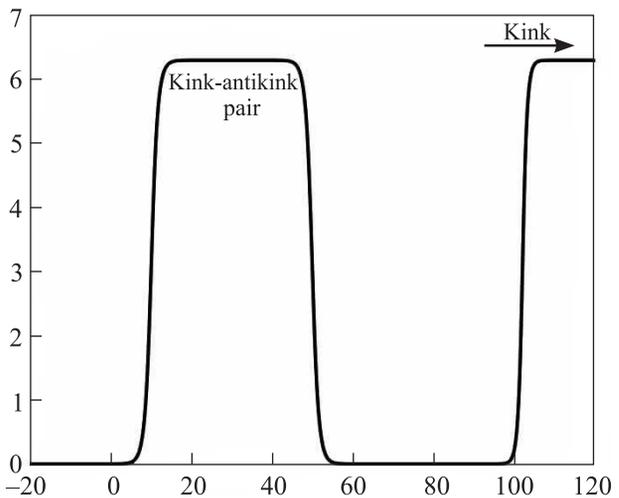
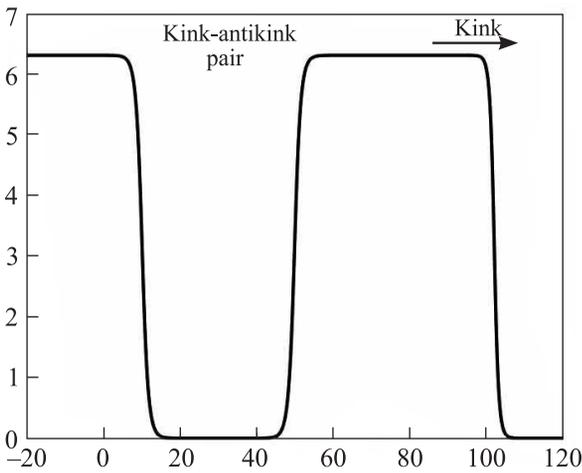
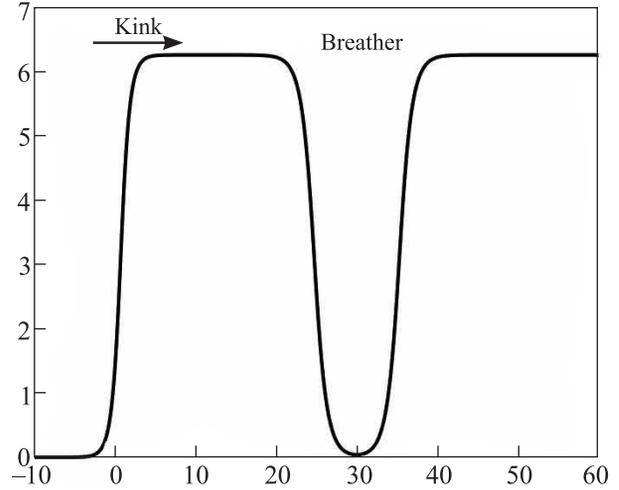
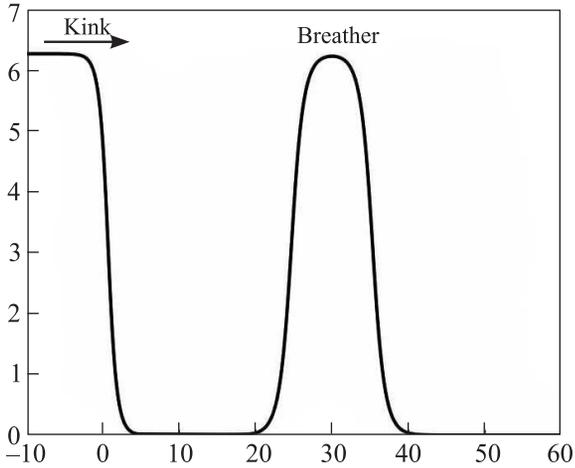


Рис. 5. Численная иллюстрация зависимости  $u(x, t)$  от  $x$ , демонстрирующая распад бризера на кинк-антикинк-пару при столкновении с кинком, имеющим топологический заряд  $\sigma = -1$  при наличии диссипативного возмущения  $-\gamma u_t$

Рис. 6. Численная иллюстрация зависимости  $u(x, t)$  от  $x$ , демонстрирующая распад бризера на кинк-антикинк-пару при столкновении с кинком, имеющим топологический заряд  $\sigma = +1$  при наличии диссипативного возмущения  $-\gamma u_t$

кинк-антикинк-пару при условии  $\Delta(\zeta^2) < 0$ . Пороговая величина  $\zeta$ , т.е. максимальное значение, при котором процесс распада бризера становится возможным, соответствует  $\zeta_{thr} = \sqrt{2\pi\gamma F(T_0)}$ , где  $F(T_0) = \int_0^\infty \cosh t / [\cosh^2 t + (T_0 + t)^2] dt$ . В частности,  $F(0) \approx 1.35$ .

Если  $\zeta < \zeta_{thr}$ , то при столкновении бризер распадается на кинк-антикинк-пару. Решение, которое описывает кинк-антикинк-пару с малой относительной скоростью  $W$ , имеет вид [27]:

$$u = 4 \tan^{-1}(W^{-1}(\delta \exp(-1/2Wt) - \delta^{-1} \exp(1/2Wt)) / \cosh x), \quad (7)$$

где  $\delta$  – некоторая константа.

Численная иллюстрация распада бризера на кинк-антикинк-пару показана на рис. 5 и на рис. 6.

Необходимо отметить, что случай, изображенный на рис. 6, когда кинк с топологическим зарядом  $\sigma = +1$  сталкивается с бризером, соответствует экспериментальной реализации линейного дефекта с суммарным топологическим зарядом  $S = +1$ .

Сравнение теоретических зависимостей на рис. 5 с экспериментальными кривыми на рис. 3 при  $t = 0$  и  $t = 14T$  показывает хорошую качественную корреляцию полученных результатов. В численных расчетах использовалось экспериментально полученное значение безразмерной скорости движения дислокаций  $V \approx 0.99$  (отношение абсолютной скорости дви-

жения дислокаций в начале осцилляционного периода линейного дефекта к максимальной скорости их движения в конце осцилляционного периода).

Заметим, что простейшим неупругим взаимодействием, вызванным возмущением, является также слияние свободного кинка и антикинка в бризер [33]. Экспериментально это соответствует столкновению двух дислокаций с противоположными топологическими зарядами, что также продемонстрировано в данной работе. Основной характеристикой этого процесса служит максимальная (пороговая) величина относительной скорости столкновения кинков, при которой возможно их слияние [27].

**6.** Таким образом, в данной работе исследованы неупругие солитонные взаимодействия в линейном дефекте электроконвективной структуры закрученного на  $\pi/2$  НЖК. Установлено, что столкновение кинка и бризера при определенных условиях приводит к распаду бризера на кинк-антикинковую пару, что свидетельствует о неупругом взаимодействии. Показано, что динамика неупругих взаимодействий солитонов в линейном дефекте качественно хорошо описывается УСГ, возмущенным диссипативным членом.

В экспериментальных исследованиях использовалось оборудование Центра коллективного пользования “Спектр” ИФМК УФИЦ РАН и Регионального центра коллективного пользования “Агидель”.

Работа выполнена в рамках госзадания # АААА-А19-119022290052-9.

Автор благодарит Э. С. Батыршина за техническую помощь в работе.

1. M. C. Cross and P. C. Hohenberg, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 851 (1993).
2. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, Наука, М. (1981).
3. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon, Oxford (1994).
4. *Pattern Formation in Liquid Crystals*, ed. by A. Buka and L. Kramer, Springer-Verlag, N.Y. (1996).
5. M. Kleman, *Points, Lines and Walls in Liquid Crystals, Magnetic Systems and Various Ordered Media*, John Wiley & Sons, Chichester (1983).
6. A. Joets and R. Ribotta, *J. Phys. (Paris)* **47**, 595 (1986).
7. М. В. Курик, О. Д. Лаврентович, *УФН* **154**, 381 (1988).
8. S. Kai, N. Chizumi, and M. Kohno, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 3541 (1989).
9. S. Nasuno, S. Takeuchi, and Y. Sawada, *Phys. Rev. A* **40**, 3457 (1989).
10. S. Rasenat, V. Steinberg, and I. Rehberg, *Phys. Rev. A* **42**, 5998 (1990).

11. E. Bodenschatz, W. Pesch, and L. Kramer, *J. Stat. Phys.* **64**, 1007 (1991).
12. A. Joets and R. Ribotta, *J. Stat. Phys.* **64**, 981 (1991).
13. *Defects in Liquid Crystals: Computer Simulations, Theory and Experiments*, ed. by O. D. Lavrentovich, P. Pasini, C. Zannoni, and S. Zumer, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands (2001).
14. П. В. Долганов, В. М. Жилин, В. К. Долганов, Е. И. Кац, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 181 (2009).
15. О. А. Скалдин, Ю. И. Тимиров, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 699 (2009).
16. M. Lowe and J. P. Gollub, *Phys. Rev. A.* **31**, 3893 (1985).
17. *Solitons in Liquid Crystals*, ed. by L. Lam and J. Prost, Springer Science & Business Media, N.Y. (1992).
18. Т. А. Конторова, Я. И. Френкель, *ЖЭТФ* **8**(89), 1340 (1938).
19. O. M. Braun and Yu. S. Kivshar, *The Frenkel-Kontorova Model: Concepts, Methods, and Applications*, Springer, Berlin (2004).
20. V. A. Delev, P. Toth, and A. P. Krekhov, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **351**, 179 (2000).
21. S. Tatsumi, M. Sano, and A. G. Rossberg, *Phys. Rev. E* **73**, 011704 (2006).
22. А. Н. Чувывров, О. А. Скалдин, В. А. Делев, Ю. А. Лебедев, Э. С. Батыршин, *ЖЭТФ* **130**, 1072 (2006).
23. О. А. Скалдин, В. А. Делев, Е. С. Шиховцева, Э. С. Батыршин, Ю. А. Лебедев, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 431 (2011).
24. О. А. Скалдин, В. А. Делев, Е. С. Шиховцева, Ю. А. Лебедев, Э. С. Батыршин, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 181 (2014).
25. В. А. Делев, О. А. Скалдин, Э. С. Батыршин, В. Н. Назаров, Е. Г. Екомасов, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 84 (2019).
26. В. А. Делев, В. Н. Назаров, О. А. Скалдин, Э. С. Батыршин, Е. Г. Екомасов, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 607 (2019).
27. Y. S. Kivshar and B. A. Malomed, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 763 (1989).
28. S. V. Dmitriev, T. Shigenari, A. A. Vasiliev, and A. E. Miroshnichenko, *Phys. Lett. A* **246**, 129 (1998).
29. M. Dennin, D. S. Cannell, and G. Ahlers, *Phys. Rev. E* **57**, 638 (1998).
30. Л. М. Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, Наука, М. (1978).
31. *The Sine-Gordon Model and Its Applications. From Pendula and Josephson Junctions to Gravity and High-energy Physics*, ed. by J. Cuevas-Maraver, P. G. Kevrekidis, and F. Williams, Springer, Heidelberg, N.Y., Dordrecht, London (2014).
32. B. A. Malomed, *Physica D* **15**, 385 (1985).
33. D. J. Kaup and A. C. Newell, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* **361**, 413 (1978).

# Наблюдение режима “burst-like growth” на кристаллах ${}^4\text{He}$ , зарожденных в метастабильной жидкости

В. Л. Цымбаленко<sup>1)</sup>

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

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 ноября 2020 г.

После переработки 20 ноября 2020 г.

Принята к публикации 21 ноября 2020 г.

На кристаллах, содержащих ростовые дефекты, удалось воспроизвести режим “burst-like growth” — резкое ускорение роста граней. Это подтвердило гипотезу об одинаковости физических механизмов, ответственных за переход граней в состояние аномально быстрого роста при высоких и низких температурах. Выяснено, что переход от быстрой кинетики роста граней кристалла к медленной происходит скачком. Обнаружена схожесть процесса релаксации кинетического коэффициента роста с релаксацией упругих модулей кристалла по завершении этапа быстрого роста. Определены кинетические коэффициенты роста на этапах быстрого и медленного роста.

DOI: 10.31857/S1234567821010055

**1. Введение.** Удивительный рост кристаллов гелия обнаружен в 1996 г. Суть эффекта состоит в неожиданном ускорении роста граней монокристалла  ${}^4\text{He}$  при превышении граничного пересыщения  $p_b$ , зависящего от температуры. В серии экспериментов в диапазоне 2–250 мК [1, 2] наблюдалось, что с-грань кристалла без ростовых дефектов неподвижна до достижения этого значения пересыщения. Затем происходит быстрый рост, сопровождающийся резким падением давления. Перемещение положения с-границ фиксировалось оптической методикой. В серии экспериментов в диапазоне 0.4–0.75 К кристалл зарождался в метастабильной сверхтекучей жидкости [3]. В этой области температур кинетика его роста определяется наиболее медленно растущими участками поверхности, т.е. с- и а-гранями. Кристалл растет в виде гексагональной призмы. После зарождения кристалл растет медленно, что сопровождается постепенным падением давления в контейнере. Внезапно кинетический коэффициент роста всех граней скачком возрастал на 2–3 порядка. В результате происходил быстрый рост всего кристалла за время  $\sim 200$  мкс, что сопровождалось резким падением давления. Форма и размер кристалла на этом этапе регистрировалось видеосъемкой. Обзор экспериментальных методик, фазовая диаграмма  $\Delta p_b(T)$ , отображающая область возникновения аномально быстрого роста кристаллов, графики вероятности возник-

новения состояния “burst-like growth”, возврата в нормальное состояние, воздействие примесей и т.д. даны в ссылке [4].

К настоящему моменту хорошо экспериментально изучены условия возникновения аномального роста. По видеосъемке формы кристаллов на этапе быстрого роста стало ясно, что переход а- и с-граней к высокой кинетики происходит с задержкой менее 40 мкс, см. [4], п. 4.4. С обратным процессом ситуация менее определенная. По записям давления в экспериментах [1, 2], измеренных датчиком давления с невысоким временным разрешением, можно только утверждать, что через  $\sim 1$  с грань возвращается к прежнему неподвижному состоянию. В экспериментах [4] п. 4.5 удалось сузить временную рамку и показать, что возврат к нормальной медленной кинетике роста происходит через 20–100 мс.

Схожесть фазовых диаграмм, вероятностный характер возникновения состояния “burst-like growth” и влияния малой примеси на диаграмму  $\Delta p_b(T)$  свидетельствуют в пользу предположения, что в разных температурных диапазонах наблюдается явление с одним и тем же физическим механизмом. Тем не менее, этот вопрос остается открытым. В интервале температур в 0.4–0.75 К экспериментально не удалось до сих пор воспроизвести режим роста, подобно тому, что наблюдался в работах [1, 2]. Таким образом, в этих опытах наблюдался только однократный переход из нормального режима роста к аномальному. Попытки создать высокое пересыще-

<sup>1)</sup>e-mail: vlt49@yandex.ru

ние в контейнере с кристаллом в нормальном состоянии не удалось по следующей причине. Кристаллы, рожденные в метастабильной жидкости, в отличие от кристаллов работ [1, 2], содержали ростовые дефекты [5]. Вследствие этого при нагнетании жидкости в контейнер кристалл рос, поглощая большую часть поступающей жидкости. Необходимое пересыщение не создавалось.

В данной работе представлены результаты измерений методикой, в которой частично преодолены ограничения предыдущих экспериментов. Внутренний объем контейнера уменьшен в  $\sim 50$  раз, что уменьшило размер кристалла и, соответственно, площадь его поверхности роста. Импеданс капилляра напуска уменьшен на порядок. Это позволяет при тех же возможностях внешней системы создания давления существенно увеличить поток гелия в контейнер.

**2. Экспериментальная методика и результаты.** Кристаллы выращивались в контейнере по методике, отлаженной ранее в работах [4], п. 2. Внутренний объем контейнера равнялся  $80 \text{ мм}^3$ . Вольфрамовая игла для зарождения кристаллов в метастабильной жидкости размещалась в центре контейнера. Одна из стенок контейнера являлась мембраной емкостного датчика с инерционностью 160 мкс. Принципиальное отличие данной методики от предыдущей состоит в том, что зарождение кристалла и его последующий рост происходят во время непрерывного потока жидкости в контейнер. Эксперименты выполнялись при двух температурах 0.49 и 0.74 К. Верхний предел пересыщений определяется спонтанным зарождением кристалла на внутренней стенке контейнера. В данных экспериментах величины пересыщения лежат в диапазоне 0.1–5 мбар. Кинетический коэффициент роста  $K$  определяется выражением:

$$V_{\text{surf}} = K \frac{\Delta\rho}{\rho\rho'} \Delta p, \quad (1)$$

где  $V_{\text{surf}}$  – скорость роста поверхности,  $\rho$  и  $\rho'$  – плотности жидкого и твердого гелия,  $\Delta\rho = \rho' - \rho > 0$ . Пересыщение  $\Delta p$  отсчитывается от давления фазового равновесия. Поток жидкости в контейнер приводит к постоянному росту кристалла,  $V_{\text{surf}} \approx \text{const}$ . Создаваемое пересыщение обратно пропорционально кинетическому коэффициенту роста  $K$ . Таким образом, нормальный медленный рост кристалла происходит при высоких пересыщениях, а в режиме “burst-like growth” пересыщение уменьшается на порядки. На записях давления видны оба таких процесса.

Величина пересыщения  $\Delta p_0$  при зарождении кристалла определяет его режим роста. На рисунке 1 по-

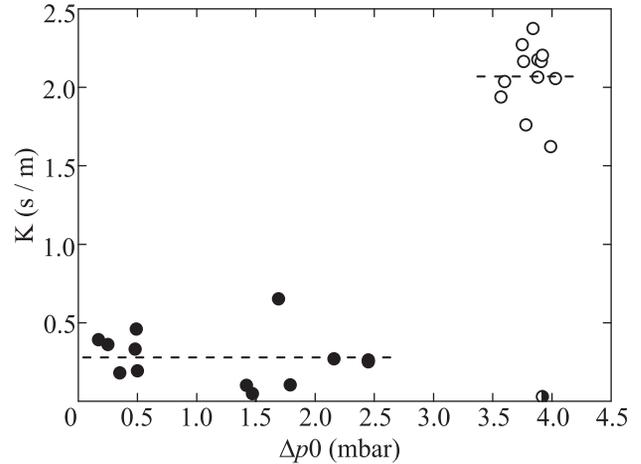


Рис. 1. Зависимость среднего кинетического коэффициента роста кристаллов от начального пересыщения  $\Delta p_0$  при  $T = 0.74 \text{ К}$ . Открытые кружки соответствуют кристаллам с anomalously быстрым ростом. Сплошные кружки – кристаллы с нормальной медленной кинетикой роста граней за счет ростовых дефектов. Наполовину закрашенный кружок демонстрирует значение кинетического коэффициента роста, вычисленное по огибающей  $\Delta p(t)$  рис. 2, верхний график, нижняя кривая

казаны значения кинетического коэффициента роста серии кристаллов при 0.74 К. Разделение кристаллов по типу роста при 0.74 К, как видно на рис. 1, выполнено на серии роста из 24 кристаллов, 12 из которых демонстрируют обычный рост, и 12 кристаллов показывают anomalously быстрый рост. Кристаллы, начинающие рост с пересыщения менее  $\sim 2.5$  мбар, имеют кинетический коэффициент роста равный  $K = 0.28 \pm 0.16 \text{ с/м}$ . При стартовых пересыщениях более  $\sim 3$  мбар усредненный кинетический коэффициент роста равен  $2.07 \pm 0.20 \text{ с/м}$ . Граничное пересыщение  $\Delta p_b$  лежит в интервале 2.5–3.5 мбар, что вдвое меньше граничного пересыщения наблюдаемого ранее, см. рис. 11 [4]. При температуре 0.49 К удалось только определить верхнюю границу  $\Delta p_b < 1$  мбар, что так же, как минимум, вдвое меньше ранее полученного значения.

На рисунке 2 показано изменение давления в контейнере во время роста кристалла при двух температурах. В момент  $t = 0$  образуется критический зародыш. Кристалл быстро растёт, что сопровождается резким падением давления к значению давления фазового равновесия. При температуре 0.74 К пересыщение уменьшается монотонно. Значение кинетического коэффициента роста, приведенного в предыдущем абзаце, рассчитано по зависимости  $\Delta p(t)$ . При  $T = 0.49 \text{ К}$  кинетика роста граней воз-

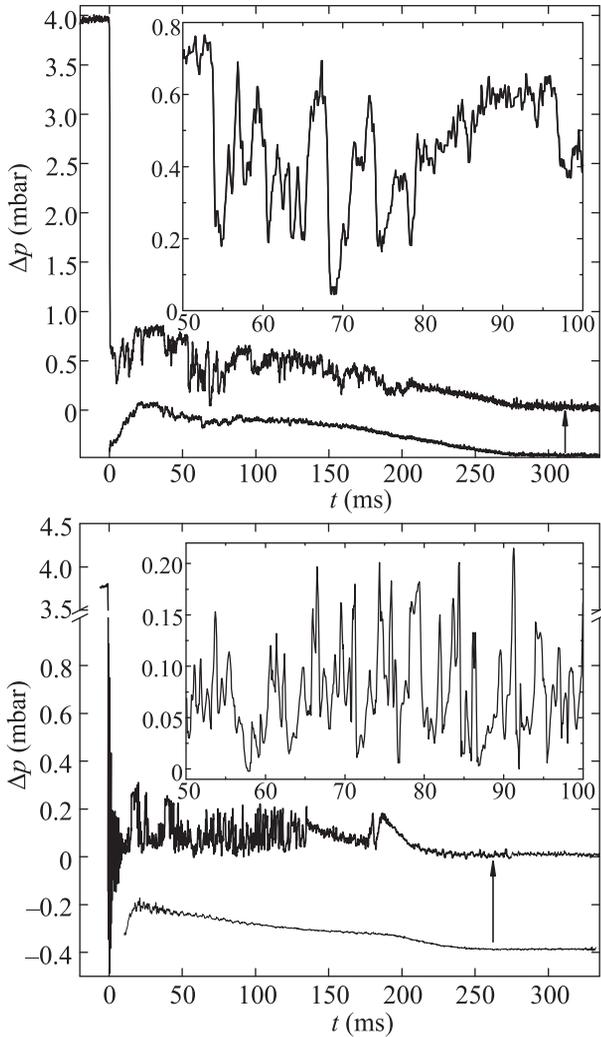


Рис. 2. Изменение давления в контейнере во время роста кристалла. Верхний график относится к температуре 0.74 К, нижний – 0.49 К. Кривые со скачками при  $t = 0$  на обоих графиках показывают изменение давления при росте конкретного кристалла. Плавная кривая, смещенная ниже на величину стрелки, есть результат усреднения по серии измерений с одинаковыми стартовыми условиями. На вставке в увеличенном масштабе показаны скачкообразные изменения давления, подобные режиму “burst-like growth” [1, 2]

растет настолько, что приводит к осциллирующему росту кристалла [4], п. 2.5, затухающим за  $\sim 10$  мс. Оценка по отношению амплитуды первого периода осцилляций к стартовому давлению дает при этой температуре значение  $K = 6\text{--}7$  с/м. Значения кинетического коэффициента роста и их температурная зависимость согласуются с результатами, полученными ранее [4], п. 3.

Как видно на рис. 2, на плавное изменение давления накладываются короткие скачки. Медленная

составляющая одинакова для кристаллов, выращенных с одними и теми же стартовыми условиями. На рисунке 2 нижние кривые демонстрируют усреднение зависимостей  $\Delta p(t)$  по серии опытов с одними и теми же начальными условиями, совмещенные по времени начала роста и нормированные. Такая обработка усредняла квазипериодические скачки давления. Видно, что при обеих температурах пересыщение возрастает, проходит через максимум в районе  $\sim 30$  мс и затем через  $\sim 250$  мс близится к нулю. На рисунке 3 показаны зависимости кинетического

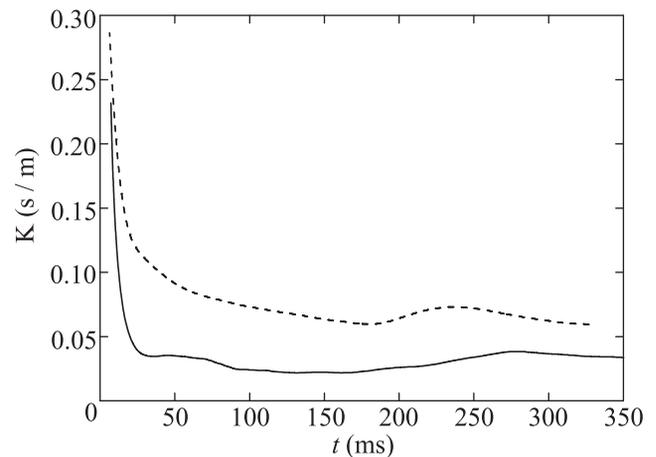


Рис. 3. Изменение кинетического коэффициента роста со временем. Сплошная кривая рассчитана по огибающей серии записей при  $T = 0.74$  К. Штриховая – по серии при  $T = 0.49$  К

коэффициента роста  $K$ , рассчитанные по методике статьи [6]. В начале видна релаксация кинетики к стационарному состоянию. Эти участки  $K(t)$  хорошо приближаются экспоненциальной зависимостью. Постоянная времени при температуре 0.74 К равна 5 мс и при  $T = 0.49$  К равна 7 мс. Через  $\sim 30$  мс кинетический коэффициент роста становится практически постоянным. При температуре 0.74 К его величина  $K = 0.030 \pm 0.006$  с/м, см. рис. 1 наполовину покрашенный кружок. Охлаждение до 0.49 К увеличивает  $K$  в два с лишним раза до значения  $K = 0.07 \pm 0.007$  с/м.

Резкие падения давления, наблюдаемые в интервале 30–250 мс, свидетельствуют о быстром росте кристалла, т.е. о переходе граней кристалла в аномальное состояние. Из записи  $\Delta p(t)$  на рис. 2 видно, что при температуре 0.74 К скачки возникают при пересыщениях, лежащих в диапазоне 0.3–0.8 мбар. Понижение температуры сдвигает этот интервал в меньшую сторону до значений 0.05–0.2 мбар. Температура влияет на частоту появле-

ния скачков, как видно на вставках рис. 2. При  $T = 0.49$  К скачки образуются чаще, чем при  $T = 0.74$  К.

Монотонное возрастание пересыщения после скачка происходит вследствие возврата граней кристалла в нормальное состояние с низкой кинетикой. По зависимостям  $\Delta p(t)$  видно, что возврат к норме происходит без существенной задержки, которая не превышает времени инерции системы измерения давления 160 мкс. Форма скачков давления асимметрична. После возникновения состояния “*burst-like growth*” при  $T = 0.74$  К падение давления происходит за  $\sim 400$  мкс. Это время определяется кинетическим коэффициентом роста и соответствует кинетике быстрого роста после возникновения кристалла. Возврат пересыщения к первоначальному значению происходит за 4–5 мс. При температуре 0.49 К время падения давления 200–250 мкс. Отметим, что в этом случае время определяется не кинетическим коэффициентом роста, а частотой мягких мод колебания давления при осциллирующем росте кристалла [4], п. 2.5. Время восстановления пересыщения уменьшается до значений 0.6–0.8 мс. Через  $\sim 250$  мс пересыщение спадает и процесс “*burst-like growth*” прекращается.

**3. Обсуждение результатов.** Эксперименты показали, что режим “*burst-like growth*”, ранее наблюдавшийся на совершенных кристаллах, также реализуется и на кристаллах, имеющих ростовые дефекты. При высоких 0.4–0.75 К и при низких 2–250 мК температурах режим аномально быстрого роста кристалла проявляется одинаковым образом. Это сильный аргумент в пользу идентичности физической природы обоих эффектов. Этот вывод, хотя и не проясняет пока физический механизм эффекта, тем не менее, позволяет отбросить многие возможные объяснения. Например, поскольку эффект наблюдается на совершенной грани [1, 2], то следует отбросить все возможные объяснения связанные с наличием ростовых дефектов.

Постановка данного эксперимента отличается от предыдущих постановок экспериментов только тем, что на  $\sim 2$  порядка уменьшен объем контейнера. Объем кристалла пропорционален внутреннему объему контейнера. По этой причине конечные размеры кристаллов в этих экспериментах в  $\sim 5$  раз меньше размеров ранее изученных кристаллов. По данным результатам преждевременно формулировать утверждение, что именно размеры кристалла таким образом влияют на порог  $\Delta p_b(t)$ , разделяющий области нормального и аномального. Можно только высказать такое предположение.

Значения кинетического коэффициента роста на этапе быстрого роста, рассчитанные по падению давления после зарождения кристалла, согласуются с ранее измеренными величинами. Таким образом, быстрый рост условно “больших” и “маленьких” кристаллов не отличается.

Падение кинетического коэффициента роста в течение  $\sim 30$  мс по завершению этапа быстрого роста, демонстрирует релаксацию состояния “*burst-like growth*” в нормальное состояние с низкой кинетикой роста. Отметим, что в течение этого же времени происходит релаксация действительной и мнимой части упругого модуля кристалла [4], п. 4.7.2. Время релаксации этого процесса мало меняется в интервале 0.4–0.75 К и составляет 3–4 мс. Является ли данное совпадение случайным или это две стороны одного процесса – на этот вопрос пока нет ответа на основании имеющихся экспериментальных данных.

Величины кинетического коэффициента роста кристаллов, выращенных в нормальном состоянии, на порядок меньше коэффициентов  $K$  на этапе быстрого роста, см. рис. 1. Измерения  $K$  при  $T \approx 0.75$  К ряда авторов дают большой разброс этих значений от  $4 \cdot 10^{-4}$  до 0.02 с/м, см. рис. 4 [4]. Подобный разброс неудивителен, поскольку в этом режиме грани кристалла растут за счет ростовых дефектов. А дефектная структура существенно зависит от механизмов роста кристалла, отжига и т.д., различавшихся в каждом эксперименте. Влияние различной концентрации ростовых дефектов на кинетику наглядно видно по различной скорости роста эквивалентных а-граней при свободном росте кристалла [5]. Возможно, высокие скорости роста “маленьких” кристаллов связаны с их дефектной структурой. Отметим, что стационарные значения кинетического коэффициента роста, рассчитанные по огибающей давления, на порядок меньше величин для нормального роста кристаллов в данных экспериментах, см. рис. 3. Они близки к величинам, ранее полученным в работах других авторов.

**4. Заключение.** Подводя итоги, отметим, что удалось воспроизвести наблюдавшийся ранее [1, 2] режим “*burst-like growth*” на кристаллах, содержащих ростовые дефекты. Это указывает на то, что физические механизмы, ответственные за переход граней в состояние аномально быстрого роста в диапазоне температур от 2 мК до 0.75 К, одинаковы. Выяснено, что переход от быстрой к медленной кинетике также происходит скачком или, по крайней мере, за время менее  $\sim 200$  мкс. Обнаружена схожесть процесса релаксации кинетического коэффициента роста с релаксацией упругих модулей кристалла по заверше-

нии этапа быстрого роста. Определены кинетические коэффициенты роста на этапах быстрого и медленного роста.

Автор благодарен В. В. Дмитриеву за возможность выполнения этой работы в Институте физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, В. В. Завьялову за поддержку работы, С. Н. Бурмистрову за полезные обсуждения и В. С. Круглову за интерес к работе.

1. P. J. Hakonen, J. S. Penttila, J. P. Ruutu, J. P. Saramaki, G. Tvalashvili, A. V. Babkin, and A. Ya. Parshin, Phys. Rev. Lett. **76**, 4187 (1996).
2. P. J. Hakonen, J. P. Ruutu, G. Tvalashvili, A. V. Babkin, and A. Ya. Parshin, J. Low Temp. Phys. **112**, 117 (1998).
3. V. L. Tsymbalenko, Phys. Lett. A **211**, 177 (1996).
4. В. Л. Цымбаленко, УФН **185**, 1163 (2015).
5. В. Л. Цымбаленко, ФНТ **21**, 162 (1995).
6. В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **126**, 1391 (2004).

# Спонтанные токи и топологически защищенные состояния в сверхпроводящих гибридных структурах со спин-орбитальным взаимодействием (Миниобзор)

А. В. Самохвалов<sup>1)</sup>, А. А. Копасов<sup>+</sup>, А. Г. Кутлин<sup>\*</sup>, С. В. Миронов<sup>+</sup>, А. И. Буздин<sup>+×</sup>, А. С. Мельников<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, ГСП-105, Россия

<sup>\*</sup>Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, 01187 Dresden, Germany

<sup>×</sup>University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France

Поступила в редакцию 17 ноября 2020 г.

После переработки 17 ноября 2020 г.

Принята к публикации 20 ноября 2020 г.

В данной работе представлены результаты недавних теоретических исследований особенностей сверхпроводящих состояний в гибридных структурах, свойства которых существенно определяются спин-орбитальными эффектами. Рассмотрены два основных явления, которые возникают в таких системах в присутствии дополнительного спинового расщепления, вызванного либо эффектом Зеемана в магнитном поле, либо обменным полем: (1) генерация спонтанных токов, (2) возникновение топологически нетривиальных сверхпроводящих фаз. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие может быть ключевым механизмом, позволяющим реализовать новые неоднородные фазовые структуры, в том числе, так называемые “фазовые батарейки”. Проанализировано влияние геометрических факторов на свойства топологически нетривиальных сверхпроводящих состояний. Предложены новые типы топологических переходов в вихревых состояниях майорановских проводов.

DOI: 10.31857/S1234567821010067

**1. Введение.** В последние годы одним из важных направлений в физике сверхпроводимости стали экспериментальные и теоретические исследования новых типов сверхпроводящих состояний, свойства которых существенно определяются эффектами спин-орбитального взаимодействия. Влияние сильной спин-орбитальной (СО) связи на свойства объемных сверхпроводников без центра инверсии остается в центре внимания интенсивных исследований уже более двух десятилетий (см. обзоры [1, 2]). Связь спина  $\sigma$  и направления импульса  $\mathbf{p}$  электрона приводит к возникновению нетривиальной геликоидальной структуры электронных энергетических зон [3, 4], что играет центральную роль в появлении майорановских мод (экзотические возбуждения с полупуцелым спином и нулевым зарядом, частица и античастица которых совпадают [5, 6]), формировании джозефсоновских  $\varphi_0$ -переходов со спонтанной разностью фаз в основном состоянии [7–13] и возникновении различных типов сверхпроводящих фаз с конечным импульсом куперовской пары [2], подобных со-

стояниям Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) [14, 15].

Новые возможности для развития исследований в данном направлении появились в связи с успехами в синтезе гибридных сверхпроводящих структур с сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы [16], возникающего на интерфейсах между различными материалами или поверхностях слоев, где нарушается симметрия относительно пространственной инверсии [17, 18]. Работы последнего десятилетия по исследованию свойств таких структур открывают уникальные возможности по управлению как спиновой, так и орбитальной структурой куперовских пар, т.е. позволяют осуществлять эффективную инженерию необычных сверхпроводящих состояний. Такие возможности возникают благодаря созданию структур, в которых одновременно присутствуют взаимодействие Рашбы и некоторый механизм достаточно сильного спинового расщепления [19–25]. Роль последнего может выполнять как зеемановское взаимодействие [19–22], управляемое внешним магнитным полем, так и обменное взаимодействие электронов проводимости с упорядочен-

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

ными спинами локализованных электронных состояний в случае наличия в структуре ферромагнитного упорядочения [23–25]. Примерами таких структур могут быть, в частности, полупроводниковые провода типа InAs или InSb, покрытые частично или полностью сверхпроводящей оболочкой [26, 27], планарные слоистые структуры типа сверхпроводник–ферромагнетик [12–34] (включая слои магнитных материалов с полной спиновой поляризацией зон [35–41]) или сверхпроводник–топологический изолятор [39–41]. Ключевым эффектом, ответственным за появление нетривиальных сверхпроводящих состояний в таких системах, является эффект близости, связанный с переходом электронов из сверхпроводника в несверхпроводящую подсистему и индуцированием там сверхпроводящих корреляций. Изменение величины и ориентации магнитного поля, приложенного к таким структурам, позволяет управлять индуцированным сверхпроводящим порядком, изменяя эффективный тип спаривания. Возникающие при этом одномерные электронные системы со сверхпроводящими корреляциями  $p$ -типа демонстрируют нетривиальные топологические свойства и допускают образование связанных майорановских состояний с нулевой энергией.

Гибридные структуры, в которых возможны фермионы Майораны активно исследуются в последние годы в связи с перспективами их использования для топологически защищенных квантовых вычислений. Данный обзор не может претендовать на полноту рассмотрения всех аспектов физики топологической сверхпроводимости. Мы ограничимся здесь обсуждением следующих основных направлений, среди которых: (1) проблема генерации спонтанных токов в топологически тривиальных и нетривиальных состояниях и связанная с ней задача о спонтанной текстуре сверхпроводящей фазы, возникающей в таких системах; (2) влияние геометрии на одномерную топологическую сверхпроводимость; (3) новые сценарии топологических переходов и экспериментальные тесты на их существование. Интересно, что описание механизма генерации спонтанных токов в топологически тривиальных состояниях оказывается возможным уже в рамках простейшей модификации феноменологической теории Гинзбурга–Ландау путем включения в нее инварианта Лифшица [1, 2]). Полученная модель использована нами для расчета спонтанных токовых состояний в тонких сверхпроводящих пленках и кольцах [32]. На основе проведенных расчетов мы предлагаем оригинальную конструкцию так называемой “фазовой батарейки”, состоящей из сверхпроводящего кольца, частично покры-

того ферромагнетиком [34]. Анализ топологически нетривиальных фаз требует более детального микроскопического анализа, который мы проводим здесь на основе модифицированной теории Боголюбова–де Жена (БдЖ). В этой части обзора мы также возвращаемся к проблеме спонтанных токов и неоднородных фаз в основном состоянии, но, в качестве примера, рассматриваем при этом изогнутые майорановские провода [42, 43]. Использование таких систем в качестве слабой связи в джозефсоновских контактах позволяет получить перестраиваемый  $\varphi_0$ -контакт (со спонтанной разностью сверхпроводящих фаз в основном состоянии, отличающейся от 0 или  $\pi$ ), который может быть использован в качестве тестовой системы для обнаружения топологического перехода.

Одной из сложностей экспериментальной реализации топологической сверхпроводимости в гибридных структурах с эффектом близости, состоящих из сверхпроводника и полупроводника с сильным спин-орбитальным взаимодействием, является достаточно большое значение приложенного магнитного поля ( $B \sim 1$  Т), обеспечивающее необходимое для топологического перехода зеemanовское расщепление. Соответствующее зеemanовское поле может быть сравнимо с критическим магнитным полем разрушения сверхпроводимости [44–47]. В ряде недавних работ были предложены варианты гибридных структур, для которых данное ограничение менее существенно. В частности, было показано, что в полностью покрытых сверхпроводником полупроводниковых проводах, находящихся во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси провода  $z$ , входящие при сравнительно слабых магнитных полях ( $B \sim 0.1$  Т) вихри могут перевести систему в топологически нетривиальную фазу [27]. Интересной особенностью подобных гибридных систем оказалась связь топологических переходов в спектре электрон-дырочных возбуждений в проводе с конкуренцией обычного и андреевского отражений квазичастиц от сверхпроводящей оболочки [48], которая, в свою очередь, может быть тесно связана с особенностями переноса заряда и тепла вдоль нанопровода (см., например, работу [49]).

Работа имеет следующую структуру. В разделах 2 и 3 рассмотрены возможности возбуждения спонтанных токов в топологически тривиальных и нетривиальных сверхпроводящих состояниях, соответственно. Результаты исследований топологических переходов в полупроводниковых проводах с наведенной сверхпроводимостью, находящихся в вихревом состоянии, включены в раздел 4.

**2. Спонтанные токи в топологически тривиальных сверхпроводящих состояниях. Взаимодействие типа Рашбы в теории Гинзбурга–Ландау.** Одним из ключевых вопросов, связанных с физикой сверхпроводящих систем с нарушенной инверсионной симметрией, является возникновение в них спонтанного электрического тока в результате СО взаимодействия и магнитного упорядочения. В гибридных структурах сверхпроводник (СП) – ферромагнетик (ФМ) спин-орбитальная связь присутствует в окрестности СП/ФМ границы из-за нарушения симметрии пространственной инверсии [28–30] и может быть усилена за счет добавления между СП и ФМ слоями материала с сильным спин-орбитальным взаимодействием [31].

Спин-орбитальное взаимодействие изменяет энергию системы на величину  $(\alpha_R/\hbar)[\mathbf{n} \times \mathbf{p}]\sigma$ , где  $\alpha_R$  – константа спин-орбитального взаимодействия Рашбы,  $\mathbf{p}$  и  $\sigma$  – импульс и спин электрона соответственно, а  $\mathbf{n}$  – единичный вектор, вдоль которого нарушена симметрия пространственной инверсии. Ферромагнитное упорядочение или сильное внешнее магнитное поле поляризует спины электронов, делая ориентацию импульса вдоль вектора  $[\sigma \times \mathbf{n}]$  энергетически более выгодным по сравнению с другими, что предполагает возможность генерации спонтанного электрического тока. Детальный анализ показывает, что в однородных объемных системах со сверхпроводимостью  $s$ -типа спонтанного тока не возникает. Для двумерных сверхпроводников СО связь индуцирует несколько типов ЛОФФ-подобных геликоидальных фаз  $\psi \sim \exp(i \mathbf{p} \mathbf{r})$  с ненулевым импульсом куперовской пары  $\mathbf{p} \neq 0$  в основном состоянии [22, 50, 51]. Точный анализ показывает, что в упомянутых ситуациях подобное неоднородное сверхпроводящее состояние оказывается бестоковым<sup>2)</sup>, поскольку СО связь изменяет квантово-механическое выражение для сверхтока, добавляя в него члены, которые в точности компенсируют обычный орбитальный вклад [4, 63]. Однако спонтанные сверхтоки могут возникнуть в системах с СО взаимодействием и неоднородным зеемановским или обменным полем, в окрестности магнитной частицы на поверхности сверхпроводника [64–68], в СП/ФМ бислое [32] или в тонком сверхпроводящем кольце, часть которого

<sup>2)</sup>В сверхпроводниках с необычным  $d$ - и киральным  $p$ -типами спаривания или на границах раздела между  $s$ -волновым сверхпроводником и полуметаллом появление андреевских краевых состояний может привести к формированию основного состояния с нарушенной симметрией обращения времени и сопровождаться спонтанной генерацией тока [52–62].

взаимодействует с ферромагнитным изолятором (ФИ) [34].

Для анализа неоднородного сверхпроводящего состояния в слоистых СП/ФМ системах со спин-орбитальным взаимодействием воспользуемся феноменологической теорией, добавив в функционал Гинзбурга–Ландау (ГЛ)  $F = \int f(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$  слагаемое, пропорциональное градиенту сверхпроводящего параметра порядка  $\psi = |\psi| e^{i\varphi}$  и обменному полю  $\mathbf{h}$  [1]. Плотность свободной энергии  $f(\mathbf{r})$  в этом случае имеет вид [20, 21, 69]:

$$f(\mathbf{r}) = a|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{4m}|\hat{\mathbf{D}}\psi|^2 + \frac{(\text{rot}\mathbf{A})^2}{8\pi} + \varepsilon(z)[\mathbf{n} \times \mathbf{h}] \cdot [\psi^* \hat{\mathbf{D}}\psi + \psi(\hat{\mathbf{D}}\psi)^*], \quad (1)$$

где  $a = -\alpha(T_c - T)$ ,  $\alpha$ ,  $b$  и  $\gamma > 0$  – стандартные коэффициенты функционала ГЛ,  $\hat{\mathbf{D}} = -i\hbar\nabla + (2e/c)\mathbf{A}$  – калибровочно инвариантный оператор импульса ( $e > 0$ ). Параметр  $\varepsilon(z) \propto v_R/E_F$  [69] характеризует силу СО связи, зависит от скорости Рашбы  $v_R = \alpha_R/\hbar$  ( $E_F$  – энергия Ферми) и отличен от нуля только в узком слое  $|z| \lesssim l_{so} \ll \xi = \hbar/\sqrt{4m|a|}$  в окрестности СФ границы, где СО взаимодействие Рашбы играет заметную роль. Простейшей структурой, в которой СО взаимодействие Рашбы создает спонтанные токи, протекающие по поверхности объемных сверхпроводников  $s$ -типа, является СП/ФМ бислоем, в котором пленка ферромагнетика нанесена на поверхность полубесконечного сверхпроводника, занимающего область  $z > 0$  (рис. 1) [32]. Будем полагать, что обменное поле в ФМ-слое имеет только составляющую  $\mathbf{h} = h\mathbf{e}_x$  в плоскости пленки. Тогда векторное произведение  $[\mathbf{n} \times \mathbf{h}] = h\mathbf{e}_y$  также параллельно поверхности сверхпроводника. Здесь ( $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ ) – единичные вектора декартовой системы координат. Выберем внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  направленным вдоль оси  $x$  ( $\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{e}_x$ ) и достаточно слабым ( $H_0 \ll h$ ), так что можно пренебречь перенормировкой поля  $\mathbf{h}$  в функционале (1). Пренебрегая обратным эффектом близости и неоднородностью  $|\psi|$  в сверхпроводнике, мы можем записать последнее слагаемое в (1) в виде:

$$F_{so} = |\psi|^2 \varepsilon l_{so} S [\mathbf{n} \times \mathbf{h}] \cdot \left( \hbar\nabla\varphi + \frac{2e}{c}\mathbf{A} \right) \Big|_{z=0}, \quad (2)$$

где  $S$  – площадь поверхности образца. Поверхностный ток  $\mathbf{J}_{so}$ , создаваемый совместно спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и обменным полем ферромагнетика определяется соотношением

$$\mathbf{J}_{so} = -\frac{1}{S} \frac{c \delta F_{so}}{\delta \mathbf{A}} = -\frac{c \Phi_{so}}{4\pi\lambda^2} \mathbf{e}_y, \quad (3)$$

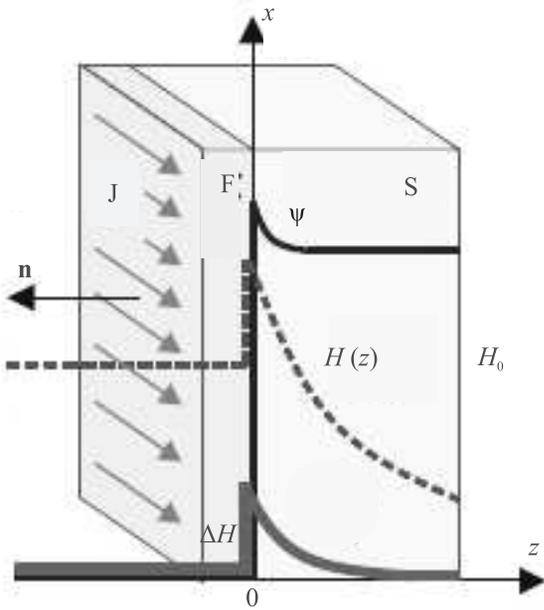


Рис. 1. (Цветной онлайн) Гибридная структура сверхпроводник (S)–ферромагнетик (F), в котором СО взаимодействие Рашбы создает спонтанный ток  $\mathbf{J} = J\mathbf{e}_y$  (3) в окрестности СП/ФМ границы раздела. Соответствующий  $\mathbf{J}$  профиль магнитного поля и сверхпроводящий параметр порядка  $\psi$  показаны сплошными линиями. Пунктирной линией показан профиль магнитного поля при наличии внешнего поля  $H_0$

где  $\Phi_{so} = q_{so}l_{so}\Phi_0/\pi$  – эффективный магнитный поток ( $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$  – квант магнитного потока),  $p_{so} = \hbar q_{so} = m\varepsilon\hbar$  – характерный импульс спинового расщепления подзон при совместном действии СО взаимодействия Рашбы и обменного поля, а  $\lambda^2 = mc^2/8\pi e^2|\psi|^2$  – лондоновская глубина проникновения магнитного поля. Отметим, что для появления спонтанного поверхностного тока  $\mathbf{J}$  (3) принципиально важно то, что расщепление спиновых подзон вызвано обменным полем  $\mathbf{h}$ , которое не зависит от векторного потенциала  $\mathbf{A}$ . В случае зеемановского расщепления внешним магнитным полем  $\mathbf{H} = \text{rot}\mathbf{A}$  в рассматриваемой геометрии поверхностный ток не возникает [63].

В соответствии с уравнениями Максвелла поверхностный ток  $\mathbf{J}$  создает магнитное поле  $\Delta H = (\Phi_{so}/\lambda^2)\delta(z)$  вдоль оси  $x$ , которое затухает на масштабе  $\propto \sqrt{S}$  и экранируется мейснеровскими токами так, что

$$H(z) = \begin{cases} H_0 & z < 0 \\ (H_0 + \Delta H)e^{-z/\lambda} & z > 0 \end{cases} \quad (4)$$

Появление такого спонтанного сверхпроводящего тока на границе раздела между сверхпроводником и ферромагнетиком с сильной спин-орбитальной связью Рашбы приводит к генерации магнитного поля на краях образца, изменяет наклон температурной зависимости критического поля  $H_{c3}$  в сверхпроводниках II рода и может сопровождаться генерацией вихрей Абрикосова вблизи СП/ФМ границы. В отличие от полей рассеяния, создаваемых ферромагнетиком, описанное поле спонтанного сверхтока возникает только ниже температуры сверхпроводящего перехода, что делает его легко различимым при магнитных измерениях. При этом в отличие от ранее изучавшихся спонтанных токов в  $d$ - и  $p$ -волновых сверхпроводниках, а также на границах между  $s$ -волновыми сверхпроводниками и полуметаллами (*half-metals*), возникающих в пределе низких температур [52–62], спонтанные токи в СП/ФМ структурах с СО связью возникают при температуре сверхпроводящего фазового перехода. Амплитуда спонтанного поля в области выхода СП/ФМ границы на край образца  $H_s \sim q_{so}l_{so}H_{c1}(T)$  для типичных значений  $l_{so} \sim 1-10$  нм может даже превышать нижнее критическое поле  $H_{c1}(T) = \Phi_0/4\pi\lambda^2(T)$ . Обнаруженные явления должны приводить к разнообразным краевым эффектам, таким как перенормировка поверхностного барьера для абрикосовских вихрей, анизотропия тока распаривания в режиме поверхностной сверхпроводимости и т.д.

Рассмотренная выше спонтанная генерация сверхтока на СП/ФМ границе в присутствии СО взаимодействия Рашбы особенно наглядно проявляется в системах с неодносвязной геометрией, когда имеет место нетривиальное взаимодействие между эффектом Литтла–Паркса (ЛП) и геликоидальными состояниями с индуцированным током [34]. На рисунке 2а показан пример такой системы: тонкое сверхпроводящее кольцо радиуса  $R \gg \xi_0$  (толщина  $d$  и ширина  $w$  кольца малы по сравнению с длиной когерентности  $\xi_0 \sim \hbar v_F/\Delta_0$ ), частично покрытое при  $x \geq 0$  ферромагнитным изолятором (ФИ). Обменное поле  $\mathbf{h}$  в области СП/ФИ границы формируется на масштабе  $a_0 \sim \hbar/\sqrt{2mE_g} \lesssim 2$  А, где  $E_g \sim 1 \div 2$  эВ – типичное значение щели в зонном спектре ФИ. Поскольку и эффективное обменное поле  $\mathbf{h}$ , и СО взаимодействие Рашбы присутствуют в области порядка межатомного расстояния  $a_0$ , константу  $\varepsilon$  в (1) следует усреднить по толщине кольца:  $\varepsilon \propto (a_0/d) v_R/E_F$  [70–72]. В случае  $d, w \ll \xi_0 \ll R$  распределение сверхпроводящего параметра порядка  $\psi(\theta)$  в кольце однородно по поперечному сечению и зависит только от угловой координаты  $\theta$  в поляр-

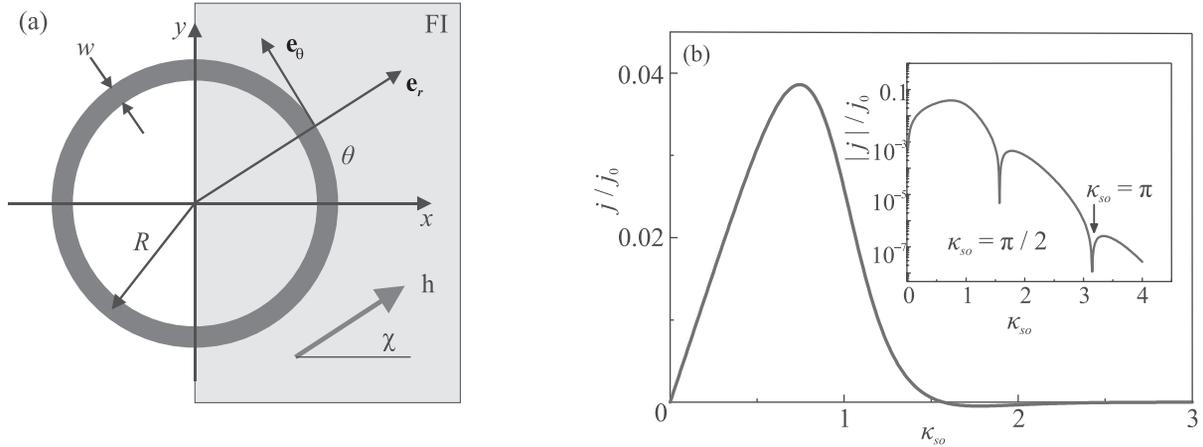


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Тонкое сверхпроводящее кольцо, частично покрытое при  $x \geq 0$  ферромагнитным изолятором (FI) с обменным полем  $\mathbf{h}$ . (б) – Зависимость плотности спонтанного тока в кольце от параметра СО взаимодействия и обменного поля ( $j_0 = e(\hbar/R)^3/4m^2b$ ) для  $\Delta\tau = (R/\xi_0)^2(T_c - T)/T_c = 0.2$  и  $\chi = 0$

ной системе  $(r, \theta)$ , а оператор импульса имеет вид  $\hat{\mathbf{D}} = (\hbar/R)(-i\partial_\theta + \phi)$ , где  $\phi = \Phi/\Phi_0$  – захваченный в кольце магнитный поток  $\Phi = 2\pi RA$  внешнего поля  $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$  с векторным потенциалом  $\mathbf{A} = A\mathbf{e}_\theta$ , в единицах кванта потока  $\Phi_0$ , и константа СО связи  $\varepsilon(\theta) = \varepsilon[\mathbf{n} \times \mathbf{h}]_\theta = h\varepsilon \cos(\theta - \chi)$  для  $|\theta| \leq \pi/2$  ( $\varepsilon(\theta) = 0$  в противном случае). Сдвиг критической температуры сверхпроводящего перехода в СП/ФМ гибридной системе  $T_c = T_{c0}(1 + \xi_0^2\tau/R^2)$  относительно критической температуры изолированного сверхпроводника  $T_{c0}$  определяется собственными значениями  $\tau$  линейризованного уравнения

$$\hat{D}_\theta^2 \psi + 2i\kappa(\theta)\hat{D}_\theta \psi + i\psi \partial_\theta \kappa(\theta) = \tau\psi, \quad (5)$$

соответствующего функционалу (1), где  $\hat{D}_\theta = \partial_\theta + i\phi$ ,  $\kappa(\theta) = \kappa_{so} \cos(\theta - \chi)$  ( $\kappa_{so} = 4q_{so}R$  для  $|\theta| \leq \pi/2$  и  $\kappa(\theta) = 0$  для  $\pi/2 < |\theta| \leq \pi$ ). Полагая усредненное обменное поле не слишком большим ( $h_{av} \sim h(a_0/d) \lesssim T_{c0}$ ), получим для  $v_R/v_F \sim 0.1$  и  $R/\xi_0 \sim 10 \div 100$  следующую оценку спин-орбитального параметра  $\kappa_{so} \sim 1 \div 10$ .

Качественно влияние СО взаимодействия на эффект Литтла–Паркса можно понять, если ввести эффективный поток  $\tilde{\phi}(\theta) = \phi + \kappa(\theta)$  и переписать уравнение (5) в виде:  $(\partial_\theta + i\tilde{\phi})^2 \psi = \tilde{\tau}\psi$  ( $\tilde{\tau}(\theta) = \tau - \kappa^2(\theta)$ ). Тогда усредненный по длине кольца поток  $\langle \tilde{\phi} \rangle = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{\phi}(\theta) = \phi + \Delta\phi$  определяет дополнительный сдвиг  $\Delta\phi = -(\kappa_{so}/\pi) \cos \chi$  положения максимумов осцилляций ЛП  $T_c(H)$ . Таким образом, сильное спин-орбитальное взаимодействие и обменное поле вызывают заметное смещение осцилляций Литтла–Паркса. Направление и величина смещения  $\Delta\phi$  зависят от ориентации обменного поля. Кроме того, спин-орбитальное взаимодействие увеличивает

критическую температуру, т.е. стимулирует сверхпроводимость, и приводит к генерации угловых гармоник  $\psi(\theta) = \sum_L \psi_L \exp(-iL\theta)$  с ненулевым орбитальным числом  $L$ . С увеличением  $\kappa_{so}$  спектр гармоник уширяется, а его максимум смещается в область гармоник с  $L \neq 0$ .

При отсутствии внешнего магнитного поля ( $\phi = 0$ ) в рассматриваемой системе возникает спонтанный ток, плотность которого  $j \approx 2ev_{so}n_s/\pi$  ( $\chi = 0$ ) зависит от импульса спинового расщепления подзон  $p_{so} = mv_{so}$  и средней концентрации сверхпроводящих электронов  $n_s = |\psi_0|^2/2$ . На рисунке 2b показаны зависимости амплитуды спонтанного сверхтока от величины СО взаимодействия для  $T < T_c$ . Амплитуда сверхтока  $j$  достигает абсолютного максимума при  $\kappa_{so} \sim 1$ , осциллирует и меняет знак при изменении константы  $\kappa_{so}$ , как показано на рис. 2b. Затухающие знакопеременные осцилляции означают изменение направления циркуляции сверхтока с кольце из-за создаваемой на участке кольца разности фаз  $\Delta\varphi$  в результате совместного действия обменного поля и СО взаимодействие Рашбы. Такой участок имитирует внешний магнитный поток  $\Phi = (\Delta\varphi/2\pi)\Phi_0$  и играет роль своеобразной “фазовой батареи” [73], в качестве которой обычно используются джозефсоновские  $\pi$ - ( $\varphi_0$ )-контакты [74]. Перестраиваемая фазовая батарея, основанная на комбинации СО и обменного взаимодействий в нанопроводе InAs, реализована недавно авторами работы [13]. Отметим также, что рассмотренная выше спонтанная генерация сверхтока не специфична для СП/ФМ гибридов со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, но также должна быть актуальна для широкого класса интерфейсов между сверхпроводниками и материала-

ми со спиновой поляризацией и нарушенной симметрией пространственной инверсии, такими как топологические изоляторы, материалы с полной спиновой поляризацией и др.

**3. Спонтанные токи и геометрические эффекты в топологически нетривиальных сверхпроводящих состояниях.** В последние годы были предприняты значительные усилия, чтобы обнаружить в различных сверхпроводящих системах с нетривиальными топологическими свойствами майорановские фермионы, у которых возбуждения электронного и дырочного типа играют роль частицы и античастицы, соответственно. Среди широкого разнообразия систем, которые были предложены для реализации топологической сверхпроводимости, мы ограничимся рассмотрением ряда эффектов в гибридных структурах с эффектом близости, состоящих из обычного сверхпроводника  $s$ -типа и полупроводниковых (ПП) нанопроводов с сильной спин-орбитальной связью [23, 24, 27, 44] (см. вставку (а) к рис. 3). Несмотря на то, что каждая из составляю-

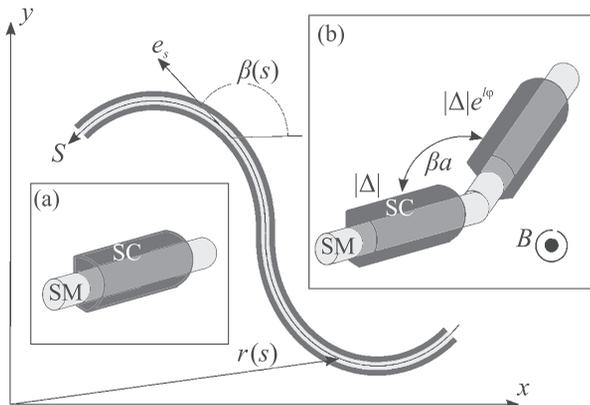


Рис. 3. (Цветной онлайн) Лежащий на сверхпроводнике ПП провод произвольной формы, определяемой в плоскости  $xy$  радиус-вектором  $\mathbf{r}(s)$  (вектор Рашбы направлен по оси  $z$ ). На вставке (а) показана СП/ПП гибридная структура: полупроводниковый провод (SM), частично покрытый сверхпроводящей оболочкой (SC). На вставке (б) схематично показан джозефсоновский контакт на основе изогнутого майорановского нанопровода в области слабой связи (магнитное поле  $B$  перпендикулярно плоскости провода)

щих является топологически тривиальной, возникающая квазиодномерная электронная система в целом демонстрирует нетривиальные топологические свойства. Связано это с тем, что в таких нанопроводах в сильных магнитных полях  $g\mu_B B \gtrsim \sqrt{\mu^2 + |\Delta_{\text{ind}}^2|}$  (предел Китаева) может реализовываться так назы-

ваемая бесспиновая сверхпроводимость  $p$ -типа, возникновение которой должно сопровождаться появлением связанных майорановских состояний с нулевой энергией на концах нанопровода [75]. Здесь  $g$  – фактор Ландэ,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $B$  – внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси провода,  $\mu$  – химический потенциал, и  $\Delta_{\text{ind}} = |\Delta_{\text{ind}}| e^{i\varphi_{\text{ind}}}$  – наведенный эффектом близости параметр порядка в ПП проводе. Переход в топологическую фазу происходит с закрытием объемной щели в спектре квази-частичных возбуждений провода и последующим ее переоткрытием в топологически нетривиальной фазе [23, 24]. Объемная щель  $E_g$ , защищающая майорановские состояния, пропорциональна параметру наведенной щели  $|\Delta_{\text{ind}}|$  и определяется прозрачностью СП/ПП границы. В последнее время был достигнут значительный прогресс в изготовлении гибридных структур из нанопроводов InAs, покрытых тонким слоем сверхпроводящего Al [44]. Величина наведенной щели в таких структурах в нулевом магнитном поле  $|\Delta_{\text{ind}}| \sim 0.2$  мэВ порядка сверхпроводящей щели в Al ( $\Delta_{\text{Al}} = 0.34$  мэВ), что свидетельствует о хорошей прозрачности границы ПП/СП.

Во многих случаях теоретические исследования подобных СП/ПП гибридных структур основаны на упрощенной модели сверхпроводящих корреляций, описываемых феноменологическим потенциалом щели  $\Delta_{\text{ind}}$  внутри проволоки [23, 24]. Расчет индуцированного параметра порядка может быть выполнен с использованием микроскопической теории аналогично работам [76–79]. Ситуация может дополнительно усложняться наличием обратного эффекта близости в структуре, приводящим к подавлению сверхпроводящего параметра порядка на поверхности сверхпроводника. Для достаточно тонкой сверхпроводящей оболочки, покрывающей многомодовый провод, такой эффект может привести к заметному изменению критической температуры сверхпроводящего перехода всей системы и условий переключения между топологически тривиальным и нетривиальным состояниями в ПП проводе. Самосогласованный анализ поведения критической температуры  $T_c$  СП/ПП гибридов с учетом влияния обратного эффекта близости на индуцированные сверхпроводящие корреляции выполнен в работе [80]. С использованием микроскопических уравнений для функций Грина, учитывающих перенос квазичастиц между сверхпроводящей пленкой и проводом, получена зависимость критической температуры сверхпроводящей оболочки от параметров провода – уровня химического потенциала, величины зеемановского расщепления и энергии спин-орбитального взаимодействия. Сильный пара-

магнитный эффект для электронов, туннелирующих в многомодовый провод, а также особенности ван Хофа в электронной плотности состояний в проводе могут приводить к подавлению сверхпроводящих корреляций в области слабых магнитных полей и к возвратной сверхпроводимости при сильных магнитных полях в топологически нетривиальной фазе. Подавление однородного сверхпроводящего состояния вблизи границы между топологически тривиальным и нетривиальным режимами обеспечивает условия, благоприятные для развития ЛОФФ неустойчивости.

Применение майорановских систем к квантовым вычислениям, квантовой информации и квантовой памяти требует построения сетей довольно сложных конфигураций [81], что, в свою очередь, поднимает естественный вопрос о важности эффектов, зависящих от геометрии (например, изгиб проводов, повороты, соединения или образование петель), в физике индуцированной сверхпроводимости. Последствия изгиба нанопроволоки должны иметь особое значение для систем с индуцированными сверхпроводящими корреляциями  $p$ -типа в топологически нетривиальной фазе из-за сильного влияния на подщелевые состояния квазичастиц [44]. В работах [42, 43] с использованием уравнений Боголюбова–де Жена (БдЖ) изучены зависящие от геометрии эффекты в гибридных структурах, состоящих из сверхпроводника  $s$ -типа и одномодового провода из полупроводника с сильной СО связью и большим  $g$ -фактором, характерные для топологически нетривиальных сверхпроводящих состояний (рис. 3). Предполагая, что ПП провод имеет произвольную форму, задаваемую в плоскости  $xy$  радиус-вектором  $\mathbf{r}(s) = (x(s), y(s))$  ( $s$  – координата вдоль провода), а внешнее магнитное поле  $\mathbf{B} = B(\sin \vartheta \mathbf{e}_x + \cos \vartheta \mathbf{e}_z)$  достаточно сильное, так что энергия Зеемана  $Z = g\mu_B B$  преобладает над энергией СО связи, можно записать эффективный БдЖ гамильтониан 1D провода в виде [43]:

$$\hat{H} = \left[ \begin{array}{cc} \frac{1}{2m}(\hat{p} - \frac{e}{c}\tilde{A}_s)^2 - \tilde{\mu} & \frac{1}{2p_F}\{\Delta, \hat{p}\} \\ \frac{1}{2p_F}\{\Delta^*, \hat{p}\} & -\frac{1}{2m}(\hat{p} + \frac{e}{c}\tilde{A}_s)^2 + \tilde{\mu} \end{array} \right]. \quad (6)$$

Индукированный параметр порядка  $\Delta(s)$ , перенормированные вектор-потенциал  $\tilde{A}_s$  и химический потенциал  $\tilde{\mu}$  зависят от распределения геометрической фазы  $\beta(s)$  (формы провода) и направления внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$  (см. рис. 3) и определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \Delta(s) &= i \frac{v_{RPF} \Delta_{\text{ind}}(s)}{Z} [\cos \beta(s) - i \cos \vartheta \sin \beta(s)], \\ \tilde{A}_s &= A_s + (\Phi_0 k_R / \pi) \sin \vartheta \sin \beta(s), \\ \tilde{\mu} &= \mu + Z + E_R \sin^2 \vartheta \sin^2 \beta(s). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\hat{p} = -i\hbar\partial_s$  – канонический оператор импульса,  $A_s$  – компонента векторного потенциала  $\mathbf{A}$  вдоль провода,  $\hbar k_R = mv_R$  и  $E_R = mv_R^2/2$  – параметры импульса и энергии, характеризующие СО взаимодействие Рашбы, соответственно. В этих условиях провод находится в топологически нетривиальной сверхпроводящей фазе с  $p$ -типом параметра порядка  $\Delta(s)$  вдоль провода.

Если внешнее поле перпендикулярно плоскости провода ( $\vartheta = 0$ ), то  $\Delta(s) \propto e^{-i\beta(s)}$ , и устанавливается киральная структура сверхпроводящей щели, а градиент  $\partial_s \beta(s) \neq 0$  приводит к генерации в проводе спонтанного электрического тока. Результирующая киральность индуцированного параметра порядка должна проявиться, например, в проводе, образующем замкнутый контур. Градиент фазы  $\partial_s \beta(s)$  обеспечивает дополнительный набег фазы  $\pm 2\pi$  в полупроводнике по отношению к сверхпроводнику, т.е. завихренность в ПП и СП кольцах гибридной структуры отличаются на  $\pm 1$ . Зависимость  $\partial_s \beta(s)$  от ориентации участка ПП провода позволяет предложить интересную возможность создания фазовой батареи с контролируемым геометрией сдвигом фазы. Основой такой геометрической фазовой батареи служит джозефсоновский  $\varphi_0$ -контакт, образованный изогнутым под углом  $\beta_a$  ПП проводом, противоположные концы которого покрыты двумя сверхпроводниками  $s$ -типа (см. вставку (b) на рис. 3). Основное состояние подобного геометрического  $\varphi_0$ -контакта характеризуется аномальной разностью фаз  $\varphi_0 = \beta_a$ , а ток-фазовое соотношение контакта имеет вид:  $j(\varphi) = j_c \sin(\varphi + \varphi_0)$  [7]. Экспериментально характеристики описанной геометрической фазовой батареи могут быть исследованы, например, с использованием СКВИДа постоянного тока с двумя одноканальными джозефсоновскими  $\varphi_0$ -контактами данного типа [43].

В другом предельном случае – внешнее поле лежит в плоскости провода ( $\vartheta = \pi/2$ ) – модуль индуцированного параметра порядка порядка (7)  $|\Delta| \propto \cos \beta(s)$  обращается в нуль при  $\beta(s_i) = \pm\pi/2$ . Эти нодальные точки  $s = s_i$  (узлы), где сверхпроводимость подавлена, разделяют участки провода с противоположным знаком  $\Delta$  и ведут к образованию локализованных состояний квазичастиц с нулевой энергией. Наличие дополнительных мод с нулевой энергией, локализованных вблизи узлов  $\Delta = 0$ , может сильно повлиять на связь между майорановскими состояниями

ми на концах открытого провода. Соответствующие поправки должны быть важны для структуры волновой функции основного состояния, которая, таким образом, может настраиваться вращением магнитного поля. В результате можно предложить альтернативный способ манипулирования волновой функцией основного состояния с помощью адиабатического перемещения положения нодальных точек при вращении магнитного поля. Соответствующее унитарное преобразование волновой функции может расширить возможности существующих протоколов брэйдинга в сетях Майораны (см., например, работу [82] и ссылки в ней).

С помощью численного моделирования был проведен детальный анализ эффекта Джозефсона в переходах на основе изогнутого майорановского нанопровода в области слабой связи (см. вставку (b) на рис. 3). В рамках уравнений БдЖ выполнены расчеты аномальной разности фаз  $\varphi_0$  основного состояния джозефсоновского контакта при произвольной величине внешнего магнитного поля  $B$ , переводящего нанопровод из топологически тривиального в топологически нетривиальное сверхпроводящее состояние. Важно отметить, что при расчете сверхтока необходимо учитывать как вклад подщелевых квазичастичных состояний, так и вклад непрерывного спектра (континуума). Учет этих вкладов в ток-фазовое соотношение контакта позволил описать кроссовер между обычным и аномальным эффектом Джозефсона. На рисунке 4 приведена типичная зависимость фазового сдвига  $\varphi_0$  от величины зеемановского рас-

щепления  $Z$  для угла изгиба (разориентации) провода  $\beta_a = \pi/2$ . Значение зеемановского расщепления  $Z_c$ , при котором происходит топологический переход в системе, показано сплошной линией. Результаты, представленные на рис. 4, показывают, что фаза  $\varphi_0$  исчезает внутри топологически тривиального состояния ( $Z \ll Z_c$ ), нарастает в определенном диапазоне полей вокруг топологического перехода ( $Z \sim Z_c$ ) и затем насыщается при больших магнитных полях ( $Z \gg Z_c$ ). В последнем случае (режим Китаева [5]) фазовый сдвиг определяется углом изгиба:  $\varphi_0 \simeq \beta_a$ . Отметим, что область кроссовера захватывает и топологически нетривиальную фазу ( $Z > Z_c$ ): аномальный фазовый сдвиг  $\varphi_0$  заметно отклоняется от угла изгиба  $\beta_a$  даже не слишком близко от топологического перехода. Таким образом, джозефсоновский контакт на основе изогнутой майорановской проволоки представляет собой перестраиваемую фазовую батарею, которая может стать полезным элементом различных устройств квантовых вычислений. В частности, такие фазовые батареи могут быть использованы для проверки реализации топологической сверхпроводимости в майорановских сетях.

**4. Топологические переходы в вихревых состояниях.** Перейдем теперь к обсуждению топологических свойств гибридных структур, состоящих из многомодового полупроводникового провода, полностью покрытого сверхпроводящим металлом. Сравнительно слабое внешнее магнитное поле ( $B \sim 0.1$  Т), направленное вдоль оси провода  $z$ , формирует в такой структуре вихревое состояние, которое может перевести систему в топологически нетривиальную фазу [27]. Основным условием существования краевых майорановских мод в подобных структурах является наличие текстурированного спин-орбитального взаимодействия Рашбы с радиальным вектором нормали

$$\hat{H}_{so} = \frac{\alpha_R}{\hbar} \mathbf{e}_r \left[ \boldsymbol{\sigma} \times \left( \hat{p} + \frac{e}{c} A_\theta \mathbf{e}_\theta \right) \right], \quad (8)$$

где  $\hat{p} = -i\hbar\nabla$ ,  $\mathbf{e}_r$  и  $\mathbf{e}_\theta$  – единичные вектора в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$ , а  $\mathbf{A} = A_\theta \mathbf{e}_\theta = (Br/2) \mathbf{e}_\theta$  – векторный потенциал магнитного поля  $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$ , направленного вдоль оси провода. При этом вход вихря должен вызывать инверсию подщелевых ветвей спектра энергии квазичастиц  $E_i(k_z)$  (индекс  $i$  обозначает спин-зависимые поперечные моды провода,  $\hbar k_z$  – импульс вдоль провода), что возможно только при наличии нормального отражения для квазичастиц от границы СП/ПП и от внешней границы СП оболочки. Таким образом, для определения области параметров гибридной структуры, соответствующих топологически нетривиальной фазе,

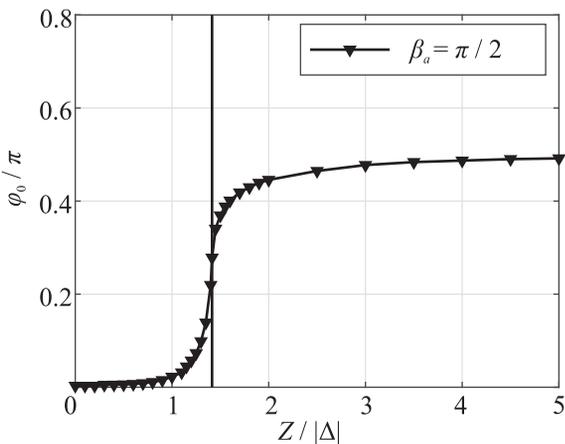


Рис. 4. Зависимость аномальной фазы  $\varphi_0$  от зеемановского расщепления  $Z$  для угла разориентации  $\beta_a = \pi/2$ . Сплошная линия показывает значение  $Z = \sqrt{2}|\Delta|$ , при котором происходит топологический фазовый переход. График построен для  $\mu = |\Delta|$  и  $E_R = 0.1|\Delta|$  в обеих частях провода

необходимо изучить влияние конкуренции андреевского и нормального рассеяния на спектр подщелевых состояний. Отметим, что нормальное отражение для квазичастиц от границы ПП/СП естественно возникает в силу скачка материальных параметров (эффективных масс и энергий Ферми).

В работе [48] было показано, что наличие конкуренции между нормальным и андреевским отражением для квазичастиц в ПП нанопроволоках, полностью покрытых СП оболочкой, может приводить к серии топологических переходов для электрон-дырочных возбуждений в таких гибридных системах. Для качественного анализа влияния нормального рассеяния вполне достаточно ограничиться квазиклассическим приближением ( $k_F^c \xi \gg 1$ ) ( $\hbar k_F^c$  – импульс Ферми в ПП коре,  $\xi$  – длина когерентности в сверхпроводнике) и пренебречь для простоты влиянием спин-зависимых эффектов. Тогда для одноквантового вихря, обеспечивающего  $2\pi$ -циркуляцию сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta = |\Delta| e^{i\theta}$  в оболочке, можно записать выражение для спектра квазичастиц, локализованных в коре вихря, в следующем виде:

$$E(\mu, k_z) = \mu \left( \frac{|\Delta|}{k_{\perp}^c R_c} + \frac{\hbar \omega_c}{2} \right) + \delta(k_z) \cos[\zeta(\mu, k_z)]. \quad (9)$$

Здесь  $\mu$  – полуцелое число,  $|\Delta|/k_{\perp}^c R_c$  – минигель Кароли–де Жена–Матрикона в спектре вихря [83],  $k_{\perp}^c = \sqrt{(k_F^c)^2 - k_z^2}$ ,  $R_c$  – радиус ПП кора,  $\omega_c = |e|B/m^*c$  – циклотронная частота, и  $m^*$  – эффективная масса для электронов в ПП коре. Последнее слагаемое в (9) с амплитудой  $\delta(k_z) = 2|\Delta|\mathcal{R}(k_z)$  и фазой  $\zeta(\mu, k_z) = 2k_{\perp}^c R_c - \pi\mu - \pi/2$  учитывает нормальное отражение для квазичастиц от границы СП/ПП с вероятностью  $\mathcal{R}^2(k_z) \ll 1$  [84–86]. Таким образом, меняя соотношение между андреевским и нормальным отражением, можно влиять на величину щели в спектре квазичастиц. В частности, при  $\delta(k_z) \sim |\Delta|/k_{\perp}^c R_c$  щель в спектре закрывается, и спектральные ветви подщелевых уровней пересекают уровень Ферми. Важно отметить, что число пересечений, при которых  $E(\mu, k_z) = 0$ , зависит как от отношения  $\delta(k_z)k_{\perp}^c R_c/|\Delta| = 2\mathcal{R}(k_z)k_{\perp}^c R_c$ , так и от числа поперечных мод провода в нормальном состоянии  $\mathcal{N} = \pi(k_F^c R_c)^2$ . Каждое такое пересечение дает электрон-дырочное возбуждение с энергией на уровне Ферми, распространяющееся по андреевскому СП/ПП волноводу с групповой скоростью  $v_g$  порядка скорости Ферми в ПП коре  $v_F^c$ .

Приведенные выше качественные рассуждения о роли нормального рассеяния в формировании мод волноводного типа находятся в хорошем согласии с

прямыми численными расчетами спектров подщелевых состояний в зависимости от приложенного магнитного поля и параметров провода. Численный анализ спектров квазичастиц в ПП нанопроводах, полностью покрытых СП оболочкой, выполненный в работе [48], основан на уравнениях БдЖ

$$\hat{\mathcal{H}}\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}), \quad (10)$$

$$\hat{\mathcal{H}} = \tilde{\tau}_z \left[ \hat{\mathbf{P}} \frac{1}{2m(r)} \hat{\mathbf{P}} + U(r) \right] + \tilde{\tau}_x \text{Re}\Delta(\mathbf{r}) - \tilde{\tau}_y \text{Im}\Delta(\mathbf{r})$$

и граничных условиях, при выводе которых учитывались все вышеперечисленные механизмы нормального рассеяния для квазичастиц. Здесь  $\hat{\mathbf{P}} = -i\hbar\nabla + \tau_z e\mathbf{A}/c$ ,  $U(r)$  – ограничивающий потенциал,  $m(r) = m^*(m_s)$  для  $r \leq R_c$  ( $R_c < r \leq d_s$ ),  $d_s$  – толщина сверхпроводящей оболочки,  $\tilde{\tau}_i$  ( $i = x, y, z$ ) – матрицы Паули в пространстве электрон-дырка, и сверхпроводящий параметр порядка  $\Delta(\mathbf{r})$  отличен от нуля только в оболочке. Величина сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta$  в оболочке зависит от захваченного магнитного потока  $\phi = \pi BR_c^2/\Phi_0$  и для состояния  $n$

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{ik_z z} e^{i[\mu - \tilde{\tau}_z n/2]\theta} \Psi_{\mu, k_z}(r) \quad (11)$$

может быть описана следующим модельным выражением:  $\Delta = \Delta_0 [1 - \gamma(\phi - n(\phi))^2] e^{-in\theta}$ . Здесь  $\mu$  принимает целые (полуцелые) значения для четных (нечетных) значений завихренности  $n$ ,  $\Delta_0$  – сверхпроводящая щель в оболочке при  $B = 0$ ,  $\Phi_0 = \pi\hbar c/|e|$  – квант магнитного потока,  $n(\phi)$  – целая часть от величины  $1/2 + \phi$ , и  $\gamma \sim \xi^2/R_c^2$  для  $d_s \ll R_c$ . Типичный вид спектра подщелевых состояний  $E(\mu, k_z)$  в полностью покрытом ПП проводе после входа вихря ( $n = 1$ ,  $\phi = 1/2$ ) без учета СО взаимодействия (8) и зеemanовского расщепления показан на рис. 5. Результаты, представленные на рис. 5, показывают, что конкуренция нормального и андреевского рассеяния приводит к осцилляциям подщелевых уровней, и спектральные ветви, соответствующие наименьшим значениям углового момента  $\mu = \pm 1/2$ , пересекают уровень Ферми при  $k_z = k_i$ . Вблизи точек пересечения  $E(\pm 1/2, k_z) \approx \pm v_g^i(k_z - k_i)$ , где  $v_g^i$  – скорость Ферми соответствующей волноводной моды.

Учитывая влияние СО взаимодействия по теории возмущений, можно получить следующее секулярное уравнение, описывающее гибридизацию поперечных мод с угловыми моментами  $\mu$  и  $\mu + 1$ :

$$E^{\pm}(\mu, k_z) \simeq E_{\Sigma}(\mu, k_z)/2 \pm \sqrt{[\delta E(\mu, k_z)/2 + Z]^2 + \left(\frac{\alpha_R k_z}{R_c k_{\perp}^c}\right)^2}, \quad (12)$$

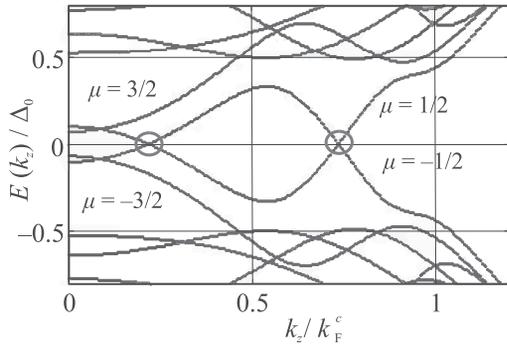


Рис. 5. (Цветной онлайн) Типичный вид спектра подщелевых состояний в ПП проводе после входа вихря ( $n = 1$ ,  $\phi = 1/2$ ) для плоского профиля потенциала в коре. Параметры системы:  $R_c = 0.7\xi$ ,  $d_s = 0.8R_c$ ,  $\gamma = 0.1$ , отношение скоростей Ферми в СП оболочке и в ПП коре  $\eta = 0.72$

где  $E_\Sigma(\mu, k_z) = E(\mu, k_z) + E(\mu + 1, k_z)$ , а  $\delta E(\mu, k_z) = E(\mu, k_z) - E(\mu + 1, k_z)$ ,  $E(\mu, k_z)$  – спектр квазичастиц без учета спин-зависимых эффектов. Заметим, что вблизи точки вырождения  $k_z = k_i$  выражение для спектра квазичастиц  $E^\pm(-1/2, k_z)$  в точности совпадает со спектром одномерного бесспинового сверхпроводника  $p$ -типа. Краевые майорановские моды в полностью покрытых проводах должны возникать в области параметров, соответствующих нечетному числу пересечений невозмущенных уровней  $E(\pm 1/2, k_z)$  уровня Ферми [48]. На рисунке 6 схематично показаны графики уровней энергии,

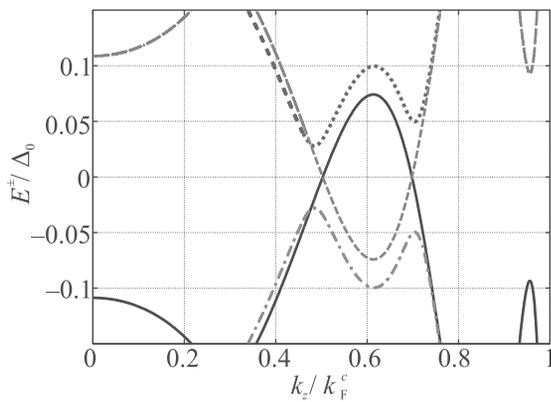


Рис. 6. (Цветной онлайн) Спектр подщелевых состояний в ПП проводе, определяемых уравнениями (9,12) для  $k_F^c R_c = 6$ ,  $\delta/|\Delta| = 0.2$ ,  $\alpha_R k_F^c/|\Delta| = 0.3$ ,  $Z/|\Delta| = 0.03$ ,  $\omega_c/|\Delta| = 0.05$  ( $n = 1$ ,  $\phi = 1/2$ ):  $E^+(-3/2, k_z)$  – черная сплошная кривая;  $E^-(1/2, k_z)$  – красная штриховая кривая;  $E^+(-1/2, k_z)$  – синяя пунктирная кривая;  $E^-(-1/2, k_z)$  – зеленая штрих-пунктирная кривая

определяемых уравнениями (9), (12), которые показывают появление спин-поляризованных состояний

в окрестности энергии Ферми: поскольку радиальное СО взаимодействие Рашбы (8) не вызывает расщепление уровней  $E^-(1/2, k_z)$  и  $E^+(-3/2, k_z)$  вблизи энергии Ферми, волновые функции этих уровней должны иметь доминирующие компоненты со спином, поляризованным по или против оси  $z$  соответственно. Различные возмущения, нарушающие вращательную симметрию в системе (например, наличие беспорядка и/или отклонение вектора Рашбы от радиального направления), должны приводить к смешиванию состояний с разными угловыми моментами. Такое перемешивание обеспечивает дополнительную связь между беспщелевыми состояниями и, очевидно, приводит к открытию дополнительных мини-щелей в спектре.

Экспериментально описанные выше спин-поляризованные состояния в окрестности энергии Ферми, реализуемые в топологически нетривиальных фазах ПП нанопроволоки с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и наведенной сверхпроводимостью, могут проявляться в аномальном поведении калорических эффектов, например, при измерениях переноса тепла через СП/ПП провод с отличной от нуля завихренностью  $n$ . Изменяя температуру  $T$ , можно ожидать появления кроссовера между спин-поляризованным и неполяризованным квазичастичным переносом тепла при  $T$ , сравнимых с величиной топологической щели  $\approx 0.8$  К. Можно также ожидать, что этот эффект должен быть сильно чувствителен к четности числа пересечений веткой спектра уровня Ферми для выбранного (например, положительного) направления  $k_z$ . В случае четного числа пересечений (см. рис. 5) должна происходить частичная компенсация спин-поляризованных квазичастичных токов из-за противоположного знака групповых скоростей в соседних точках пересечения. Меняя внешнее магнитное поле, можно изменить количество пересечений уровня Ферми, что, в свою очередь, должно привести к осциллирующей зависимости спин-поляризованного теплового тока от магнитного поля. Этот эффект может использоваться в качестве теста установления топологически нетривиальной фазы в СП/ПП нанопроводе. Отметим, что в низкотемпературном режиме перенос тепла через нанопровод конечной длины также должен быть чувствительным к вкладу быстро исчезающих краевых состояний майорановского типа, число которых равно числу пересечений ветками спектра уровня Ферми.

Наличие прозрачной границы СП/ПП также приводит к необходимости изучения эффектов, связан-

ных с гибридизацией волновых функций в полупроводниковом проводе и в металлической оболочке [87–90], и можно ожидать, что эффекты гибридизации должны быть чувствительны к возможным изгибам дна зоны проводимости в полупроводнике из-за контакта с металлом. Изгиб дна зоны проводимости в проводе на границе с оболочкой естественным образом возникает в силу разных значений работ выхода в материалах и определяется параметром  $W = E_c - E_F$ , где  $E_c$  – положение дна зоны проводимости в полупроводниковом коре на границе с металлом, и  $E_F$  – энергия Ферми системы. Недавние экспериментальные измерения совместно с численными расчетами зонной структуры InAs/Al систем дают  $W \approx -0.3$  эВ [91], что свидетельствует в пользу наличия аккумуляционного слоя толщиной  $d_a$  в окрестности ПП/СП границы ( $R_c - d_a \leq r \leq R_c$ ). Влияние аккумуляционного слоя на спектральные свойства полупроводниковых нанопроводов, полностью покрытых сверхпроводящей оболочкой, изучено в работе [92] в рамках БдЖ уравнений. Наличие аккумуляционного слоя для квазичастиц вблизи границы ПП/СП моделировалось с помощью прямоугольного профиля потенциала, обеспечивающего нулевые граничные условия для волновой функции квазичастиц при  $r = R_c - d_a$ . В свою очередь, глубина потенциальной ямы  $U_0$  управлялась параметром  $\eta = \sqrt{m^* E_F^s / m U_0}$ , где  $m^*$  ( $m$ ) – эффективная масса электронов в аккумуляционном слое (в металлической оболочке), и  $E_F^s$  – энергия Ферми в оболочке в нормальном состоянии. Типичные зависимости щели в спектре квазичастиц полностью покрытого ПП провода от толщины аккумуляционного слоя до и после входа вихря приведены на рис. 7. Результаты, представленные на рис. 7, показывают, что уменьшение толщины аккумуляционного слоя  $d_a$  приводит к увеличению щели в спектре квазичастиц за счет увеличения энергии подщелевых состояний. Обсудим влияние аккумуляционного слоя на возможность появления майорановских мод на краях полностью покрытых нанопроводов при учете текстурированного взаимодействия (8). В работах [48, 93] было показано, что майорановские состояния в полностью покрытых проводах должны возникать в области параметров, соответствующих нечетному числу пересечений невозмущенных уровней с  $\mu = \pm 1/2$  уровня Ферми (без учета спин-орбитального взаимодействия). Однако при уменьшении толщины аккумуляционного слоя щель в спектре квазичастиц увеличивается, и, соответственно, число волноводных мод на уровне Ферми уменьшается. Для достаточно тонкого слоя спектральные ветви подщелевых уровней не пе-

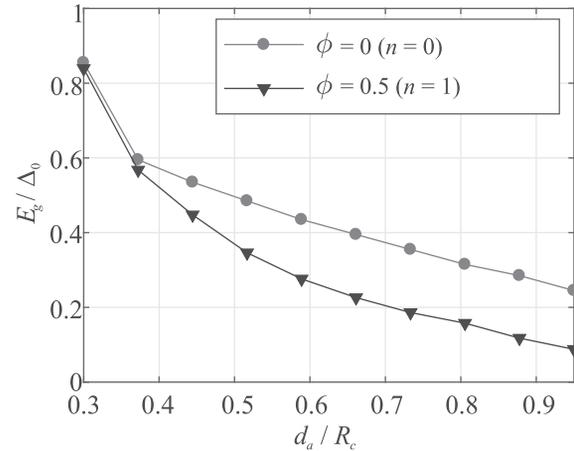


Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость щели в спектре квазичастиц  $E_g$  полностью покрытого ПП провода от толщины аккумуляционного слоя  $d_a$  до входа вихря  $\phi = 0$  ( $n = 0$ ) и после входа вихря  $\phi = 0.5$  ( $n = 1$ ). Графики построены для  $R_c = 0.9\xi_s$ ,  $d_s = 0.6R_c$ ,  $\eta = 1$  и  $\gamma = 0.1$

ресекают уровень Ферми, и краевые майорановские моды в системе не появляются. Таким образом, наличие аккумуляционного слоя для квазичастиц вблизи границы ПП/СП вносит дополнительные ограничения на диапазон параметров, при которых возможна реализация краевых майорановских мод в таких системах. Наличие аккумуляционного слоя для квазичастиц вблизи границы СП/ПП также может приводить к возвратному поведению объемной щели в спектре нанопровода в зависимости от внешнего магнитного потока из-за трансформации спектра квазичастиц и связанного с ней усиления орбитальных эффектов. Возвратное поведение щели от магнитного потока может наблюдаться экспериментально в измерениях периодичности тока через провод в зависимости от напряжения на затворе в условиях кулоновской блокады.

**5. Заключение.** Представленные результаты исследований влияния спин-орбитального взаимодействия Рашбы в гибридных структурах с индуцированной сверхпроводимостью показывают, что СО взаимодействие может быть ключевым механизмом, позволяющим реализовать как неоднородные фазовые структуры (например, “фазовые батарейки”), так и топологически нетривиальные сверхпроводящие фазы в таких системах. В ограниченных системах с нетривиальной топологией возникающие краевые состояния являются майорановскими, и изменение количества таких нулевых мод внешним магнитным полем существенно для экспериментального поиска топологически нетривиальных фаз. Гибридные

структуры, в которых возможны фермионы Майораны активно исследуются в последние годы в связи с перспективами их использования для топологически защищенных квантовых вычислений. Важным вопросом, который остался за рамками этого обзора, является влияние кулоновской блокады как на динамику сверхпроводящих структур (см. обзор [94] и ссылки в нем), в том числе и в топологически нетривиальной фазе [95], так и на условия реализации топологически нетривиальных фаз в конденсированных средах в целом [96].

Работа частично поддержана грантом Российского научного фонда #17-12-01383. Анализ влияния аккумуляционного слоя и микроскопические численные расчеты эффекта Джозефсона в СП/ПП гибридных нанопроводах выполнены по проекту Российского научного фонда #20-12-00053. С. В. Миронов также благодарит за финансовую поддержку Фонд развития теоретической физики и математики БАЗИС (проект 18-1-3-58-1) и программу Стипендий Президента РФ (проект СП-3938.2018.5).

1. V. P. Mineev and M. Sigrist, in *Lecture Notes in Physics* **847**, 129 (2012).
2. M. Smidman, M. B. Salamon, H. Q. Yuan, and D. F. Agterberg, *Rep. Prog. Phys.* **80**, 036501 (2017).
3. В. М. Эдельштейн, *ЖЭТФ* **95**, 2151 (1989) [*Sov. Phys. JETP* **68**, 1244 (1989)].
4. V. P. Mineev and K. V. Samokhin, *ЖЭТФ* **105**, 747 (1994) [*Sov. Phys. JETP* **78**, 401 (1994)].
5. A. Y. Kitaev, *Phys.-Usp.* **44**, 131 (2001).
6. J. Alicea, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 076501 (2012).
7. A. Buzdin, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107005 (2008).
8. I. V. Krive, L. Y. Gorelik, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *J. Low Temp. Phys.* **30**, 398 (2004).
9. A. A. Reynoso, G. Usaj, C. A. Balseiro, D. Feinberg, and M. Avignon, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107001 (2008).
10. F. S. Bergeret and I. V. Tokatly, *EPL* **110**, 57005 (2015).
11. D. B. Szombati, S. Nadj-Perge, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, *Nature Phys.* **12**, 568 (2016).
12. M. A. Silaev, I. V. Tokatly, and F. S. Bergeret, *Phys. Rev. B* **95**, 184508 (2017).
13. E. Strambini, A. Iorio, O. Durante, R. Citro, C. Sanz-Fernandez, C. Guarcello, I. V. Tokatly, A. Braggio, M. Rocci, N. Ligato, V. Zannier, L. Sorba, F. S. Bergeret, and F. Giazotto, *Nature Nanotech.* **15**, 656 (2020).
14. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
15. P. Fulde and R. A. Ferrell, *Phys. Rev.* **135**, A550 (1964).
16. E. I. Rashba, *Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960).
17. L. P. Gor'kov and E. I. Rashba, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037004 (2001).
18. V. M. Edelstein, *Phys. Rev. B* **67**, 020505(R) (2003).
19. V. Barzykin and L. P. Gor'kov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 227002 (2002).
20. K. V. Samokhin, *Phys. Rev. B* **70**, 104521 (2004).
21. R. P. Kaur, D. F. Agterberg, and M. Sigrist, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 137002 (2005).
22. O. Dimitrova and M. V. Feigel'man, *Phys. Rev. B* **76**, 014522 (2007).
23. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077001 (2010).
24. Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 177002 (2010).
25. J. Alicea, *Phys. Rev. B* **81**, 125318 (2010).
26. V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, *Science* **336**, 1003 (2012).
27. S. Vaitiekenas, G. W. Winkler, B. van Heck, T. Karzig, M.-T. Deng, K. Flensberg, L. I. Glazman, C. Nayak, P. Krogstrup, R. M. Lutchyn, and C. M. Marcus, *Science* **367**, 1442 (2020).
28. G. Annunziata, D. Manske, and J. Linder, *Phys. Rev. B* **86**, 174514 (2012).
29. F. S. Bergeret and I. V. Tokatly, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 117003 (2013).
30. F. S. Bergeret and I. V. Tokatly, *Phys. Rev. B* **89**, 134517 (2014).
31. S. H. Jacobsen, I. Kulagina, and J. Linder, *Sci. Rep.* **6**, 23926 (2016).
32. S. Mironov and A. Buzdin, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 077001 (2017).
33. D. S. Rabinovich, I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and M. A. Silaev, *Phys. Rev. B* **99**, 180501(R) (2019).
34. J. W. A. Robinson, A. V. Samokhvalov, and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **99**, 180501(R) (2019).
35. R. A. de Groot, F. M. Mueller, P. G. van Engen, and K. H. J. Buschow, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 2024 (1983).
36. W. E. Pickett and J. S. Moodera, *Phys. Today* **54**, 39 (2001).
37. J. M. D. Coey and M. Venkatesan, *J. Appl. Phys.* **91**, 8345 (2002).
38. M. I. Katsnelson, V. Yu. Irkhin, L. Chioncel, A. I. Lichtenstein, and R. A. de Groot, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 315 (2008).
39. L. Fu and C. L. Kane, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 096407 (2008).
40. C. Kurter, A. D. K. Finck, Y. S. Hor, and D. J. Van Harlingen, *Nat. Commun.* **6**, 7130 (2015).

41. F. Amet, C.T. Ke, I.V. Borzenets, J. Wang, K. Watanabe, T. Taniguchi, R.S. Deacon, M. Yamamoto, Y. Bomze, S. Tarucha, and G. Finkelstein, *Science* **352**, 966 (2016).
42. C. Spanslatt, *Phys. Rev. B* **98**, 054508 (2018).
43. A.G. Kutlin and A.S. Mel'nikov, *Phys. Rev. B* **101**, 045418 (2020).
44. A.P. Higginbotham, S.M. Albrecht, G. Kir'anskas, W. Chang, F. Kuemmeth, P. Krogstrup, T.S. Jespersen, J. Nygerd, K. Flensberg, and C.M. Marcus, *Nature Phys.* **11**, 1017 (2015).
45. W. Chang, S.M. Albrecht, T.S. Jespersen, F. Kuemmeth, P. Krogstrup, J. Nygard, and C.M. Marcus, *Nature Nanotech.* **10**, 232 (2015).
46. P. Krogstrup, N.L.B. Ziino, W. Chang, S.M. Albrecht, M.H. Madsen, E. Johnson, J. Nygard, C.M. Marcus, and T.S. Jespersen, *Nat. Mater.* **14**, 400 (2015).
47. S.M. Albrecht, A.P. Higginbotham, M. Madsen, F. Kuemmeth, T.S. Jespersen, J. Nygard, P. Krogstrup, and C.M. Marcus, *Nature* **531**, 206 (2016).
48. A. A. Kopasov and A. S. Mel'nikov, *Phys. Rev. B* **101**, 054515 (2020).
49. A.O. Denisov, A.V. Bubis, S.U. Piatrusha, N. A. Titova, A. G. Nasibulin, J. Becker, J. Treu, D. Ruhstorfer, G. Koblmuller, E. S. Tikhonov, and V. S. Khrapai, arXiv: 2006.09803 (2020).
50. V.M. Edelstein, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2004 (1995).
51. K.V. Samokhin, *Phys. Rev. B* **89**, 094503 (2014).
52. M. Fogelstrom, D. Rainer, and J. A. Sauls, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 281 (1997).
53. A. B. Vorontsov, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 177001 (2009).
54. M. Hakansson, T. Lofwander, and M. Fogelstrom, *Nature Phys.* **11**, 755 (2015).
55. Yu. S. Barash, M. S. Kalenkov, and J. Kurkijarvi, *Phys. Rev. B* **62**, 6665 (2000).
56. S. Higashitani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **66**, 2556 (1997).
57. C. Honerkamp, K. Wakabayashi, and M. Sigrist, *Europhys. Lett.* **50**, 368 (2000).
58. A.L. Fauchere, W. Belzig, and G. Blatter, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3336 (1999).
59. I. V. Bobkova and Yu. S. Barash, *Pis'ma v ZhETF* **80**, 563 (2004) [*JETP Lett.* **80**, 494 (2004)].
60. M. Matsumoto and M. Sigrist, *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 994 (1999).
61. M. Stone and R. Roy, *Phys. Rev. B* **69**, 184511 (2004).
62. H.-J. Kwon, V.M. Yakovenko, and K. Sengupta, *Synth. Met.* **133–134**, 27 (2003).
63. D.F. Agterberg, *Lecture Notes in Physics* **847**, 155 (2012).
64. S.S. Pershoguba, K. Björnson, A.M. Black-Schaffer, and A.V. Balatsky, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 116602 (2015).
65. A. G. Mal'shukov, *Phys. Rev. B* **93**, 054511 (2016).
66. A. G. Mal'shukov, *Phys. Rev. B* **95**, 064517 (2017).
67. L. A. B. Olde Olthof, X. Montiel, J. W. A. Robinson, and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **100**, 220505(R) (2019).
68. J. Baumard, J. Cayssol, F. S. Bergeret, and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **99**, 014511 (2019).
69. V. M. Edelstein, *J. Phys. Condens. Matter* **8**, 339 (1996).
70. A. Pal and M. G. Blamire, *Phys. Rev. B* **92**, 180510(R) (2015).
71. A. Pal, Z.H. Barber, J.W.A. Robinson, and M.G. Blamire, *Nat. Commun.* **5**, 3340 (2014).
72. Y. Zhu, A. Pal, M.G. Blamire, and Z.H. Barber, *Nat. Mater.* **16** 195 (2017).
73. L. B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigelman, A. L. Fauchere, and G. Blatter, *Nature* **398**, 679 (1999).
74. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, and A. V. Ustinov, *Nature Phys.* **6**, 593 (2010).
75. F. von Oppen, Y. Peng, and F. Pientka, *Topological superconducting phases in one dimension: Lecture Notes of the Les Houches Summer School: Volume 103, August 2014*, Oxford University Press (2017).
76. N. B. Kopnin and A. S. Melnikov, *Phys. Rev. B* **84**, 064524 (2011).
77. T. D. Stanescu, R. M. Lutchyn, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **84**, 144522 (2011).
78. N. B. Kopnin, I. M. Khaymovich, and A. S. Mel'nikov, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 027003 (2013).
79. S. Takei, B. M. Fregoso, H.-Y. Hui, A. M. Lobos, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 186803 (2013).
80. A. A. Kopasov, I. M. Khaymovich, and A. S. Mel'nikov, *Beilstein J. Nanotechnol.* **9**, 1184 (2018).
81. D. Aasen, M. Hell, R. V. Mishmash, A. Higginbotham, J. Danon, M. Leijnse, T. S. Jespersen, J. A. Folk, C. M. Marcus, K. Flensberg, and J. Alicea, *Phys. Rev. X* **6**, 031016 (2016).
82. T. Karzig, C. Knapp, R. M. Lutchyn, P. Bonderson, M. B. Hastings, C. Nayak, J. Alicea, K. Flensberg, S. Plugge, Y. Oreg, C. M. Marcus, and M. H. Freedman, *Phys. Rev. B* **95**, 235305 (2017).
83. C. Caroli, P.-G. de Gennes, and J. Matricon, *Phys. Lett.* **9**, 307 (1964).
84. N. B. Kopnin, A. S. Mel'nikov, V. I. Pozdnyakova, D. A. Ryzhov, I. A. Shereshevskii, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 197002 (2005).
85. N. B. Kopnin, A. S. Mel'nikov, V. I. Pozdnyakova, D. A. Ryzhov, I. A. Shereshevskii, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **75**, 024514 (2007).
86. A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, and M. A. Silaev, *Phys. Rev. B* **79**, 134521 (2009).
87. V. E. Degtyarev, S. V. Khazanova, and N. V. Demarina, *Sci. Rep.* **7**, 3411 (2017).

88. A. E. Antipov, A. Bargerbos, G. W. Winkler, B. Bauer, E. Rossi, and R. M. Lutchyn, *Phys. Rev. X* **8**, 031041 (2018).
89. A. E. G. Mikkelsen, P. Kotetes, P. Krogstrup, and K. Flensberg, *Phys. Rev. X* **8**, 031040 (2018).
90. B. D. Woods, T. D. Stanescu, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **98**, 035428 (2018).
91. S. Schuwalow, N. B. M. Schroeter, J. Gukelberger, C. Thomas, V. Strocov, J. Gamble, A. Chikina, M. Caputo, J. Krieger, G. C. Gardner, M. Troyer, G. Aeppli, M. J. Manfra, and P. Krogstrup, arXiv: 1910:02735 (2019).
92. А. А. Копасов, А. С. Мельников, *Физика твердого тела* **62**, 1428 (2020).
93. F. Penaranda, R. Aguado, P. San-Jose, and E. Prada, *Phys. Rev. Research* **2**, 023171 (2020).
94. J. P. Pekola and I. M. Khaymovich, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **10**, 193 (2019).
95. I. M. Khaymovich, J. P. Pekola, and A. S. Melnikov, *New J. Phys.* **19**, 123026 (2017).
96. В. В. Вальков, В. А. Мицкан, А. О. Злотников, М. С. Шустин, С. В. Аксенов, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 126 (2019).

## Туннельные механизмы релаксации системы ян-теллеровских комплексов в кристалле $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$

М. Н. Сарычев<sup>a</sup>, А. С. Бондаревская<sup>a</sup>, И. В. Жевстовских<sup>a,b</sup>, В. А. Уланов<sup>c,d</sup>, Г. С. Шакуров<sup>d</sup>, А. В. Егранов<sup>e,f</sup>,  
В. Т. Суриков<sup>g</sup>, Н. С. Аверкиев<sup>h</sup>, В. В. Гудков<sup>a,i,1)</sup>

<sup>a</sup>Физико-технологический институт, Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

<sup>b</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

<sup>c</sup>Казанский государственный энергетический университет, 420066 Казань, Россия

<sup>d</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029 Казань, Россия

<sup>e</sup>Институт геохимии им. А. П. Виноградова Сибирского отделения РАН, 664033 Иркутск, Россия

<sup>f</sup>Иркутский государственный университет, 664003 Иркутск, Россия

<sup>g</sup>Институт химии твердого тела Уральского отделения РАН, 620990 Екатеринбург, Россия

<sup>h</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С. Петербург, Россия

<sup>i</sup>Южно-Уральский государственный университет, 454080 Челябинск, Россия

Поступила в редакцию 29 октября 2020 г.

После переработки 20 ноября 2020 г.

Принята к публикации 21 ноября 2020 г.

В работе представлены результаты исследований температурных зависимостей поглощения и скорости ультразвуковых волн на частотах 26–158 МГц в кристалле флюорита  $\text{CaF}_2$  с замещением ионов кальция ян-теллеровскими центрами  $\text{Cr}^{2+}$ . В области низких температур обнаружена аномально большая скорость релаксации в системе ян-теллеровских комплексов, на два порядка превосходящая скорость релаксации в других ранее исследованных флюоритах  $\text{CaF}_2:\text{Ni}^{2+}$  и  $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$ . Установлено, что глобальные минимумы адиабатического потенциала комплексов  $\text{Cr}^{2+}\text{F}_8^-$  в кристалле  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$  также имеют орторомбическую симметрию, но разделены существенно более низкими потенциальными барьерами, чем в кристаллах  $\text{CaF}_2:\text{Ni}^{2+}$  и  $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$ . Обнаружено, что в  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$  в области температур, где проявляется эффект Яна–Теллера в ультразвуковом эксперименте, доминирующими являются туннельные механизмы релаксации (прямые переходы и двухфононные), а не термическая активация. Определены параметры, характеризующие эти механизмы релаксации.

DOI: 10.31857/S1234567821010079

Эффект Яна–Теллера (ЭЯТ) [1] оказывает существенное влияние на структуру и физические свойства полиатомных систем. Его рассматривают (или находят аналогии при описании) в ходе исследований мультиферроиков [2–4], фуллеренов [5, 6], магнетиков [7], сверхпроводников [8], перовскитов [9, 10], двухслойных графенов [11] и других систем [12, 13]. В твердых телах ЭЯТ может проявляться в двух вариантах: в виде кооперативного эффекта, где ян-теллеровские (ЯТ) центры встроены в кристаллическую решетку, или наблюдаться в системе невзаимодействующих между собой ЯТ комплексов, образованных вакансиями или примесями малой концен-

трации. В последнем случае чаще всего изучаются кристаллы с замещением катионов  $3d$  ионами. Исследование легированных кристаллов в основном ведутся оптическими или магниторезонансными методами [14–19]. С одной стороны, это обусловлено их практическим применением в оптоэлектронике и спинтронике, а с другой стороны – наличием производимых известными фирмами экспериментальных комплексов для таких исследований. Ультразвуковые исследования в диапазоне частот порядка  $10^8$  Гц и выше выполняются на единичных оригинальных установках, в связи с чем таких работ значительно меньше. В то же время они позволяют получать информацию об исследуемых объектах, недоступную другими методами. В последнее время были разработаны

<sup>1)</sup>e-mail: v.v.gudkov@urfu.ru

методы, которые позволяют на основе данных ультразвуковых экспериментов определять симметричные свойства экстремумов нижнего листа адиабатического потенциала (АП) ЯТ комплексов, константы вибронной связи (линейные и квадратичные), положения экстремумов в системе симметричных координат, а также исследовать динамические свойства ЯТ комплексов: времена релаксации и определяющие их механизмы релаксации в кубических [20, 21] и гексагональных кристаллах [22].

Одним из наиболее изучаемых  $3d$  ионов является  $\text{Cr}^{2+}$ . В тетраэдрическом и кубическом окружении он обладает орбитальным термом  ${}^5T_2(t_2^2e^2)$  (см. табл. 1 в [14]). Из данных по ЭПР глобальные минимумы АП центров  $\text{Cr}^{2+}$  в тетраэдрическом окружении имеют тетрагональную симметрию [23–26], а в кубическом окружении – орторомбическую или тетрагональную [17, 18, 27–31].

ЯТ центры  $\text{Cr}^{2+}$  с помощью ультразвукового метода изучались в матрицах  $\text{ZnSe}$  [32],  $\text{CdSe}$  [22] и  $\text{SrF}_2$  [33, 34]. В этих кристаллах были определены параметры АП, значения констант вибронной связи, построены температурные зависимости времени релаксации. Кроме того, было установлено, что в области аномалий поглощения и скорости ультразвука, связанных с проявлением ЭЯТ, доминирующим механизмом релаксации является термическая активация. Также было показано, что при низких температурах включаются туннельные механизмы (прямые переходы и двухфононные), однако надежных количественных данных, характеризующих эти механизмы, получить не удавалось из-за их малого вклада вдали от ЯТ аномалий, т.е. в области  $\omega\tau \gg 1$  ( $\omega$  – круговая частота ультразвуковой волны,  $\tau$  – время релаксации системы ЯТ комплексов).

Ввиду того, что процессы релаксации комплексов  $\text{Cr}^{2+}\text{F}_8^-$  в матрице  $\text{CaF}_2$  еще не были изучены, мы провели измерения температурных зависимостей коэффициента поглощения и фазовой скорости всех нормальных мод, распространяющихся в направлении [110], в кристалле  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$  с концентрацией примеси хрома  $n = 4.74 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-3}$  на частотах 26–158 МГц.

Результаты измерений оказались неожиданными: аномалии, связанные с ЭЯТ в этом кристалле, проявились при значительно более низких температурах, чем в других исследованных флюоритах:  $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$  [34] и  $\text{CaF}_2:\text{Ni}^{2+}$  [21]. Таким образом, появилась уникальная возможность количественного изучения туннельных механизмов релаксации. Правда, возникли и новые трудности: использованная ранее методика [20] построения темпера-

турной зависимости времени релаксации  $\tau(T)$  оказалась неприменимой в силу неопределенности низкотемпературного предела поглощения и скорости ультразвука (из рис. 1 видно, что невозможно опреде-

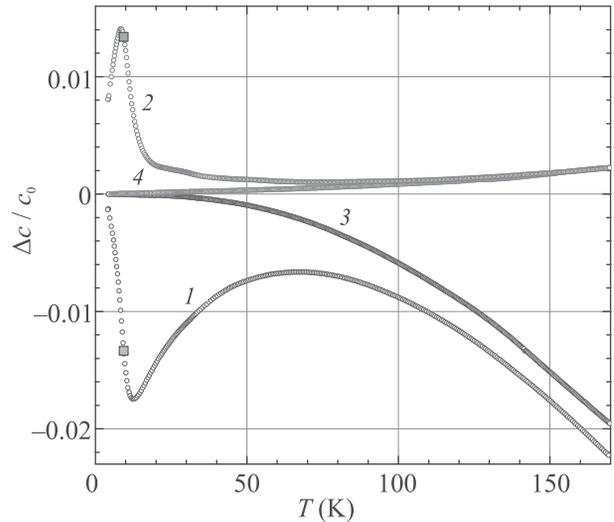


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости действительной (кривые 1 и 3) и мнимой (2 и 4) составляющих модуля упругости  $c_L = (c_{11} + c_{12} + 2c_{44})/2$ , измеренные на частоте  $\omega/2\pi = 54$  МГц. Кривые 1 и 2 относятся к легированному кристаллу  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$ , а 3 и 4 – к номинально чистому  $\text{CaF}_2$ .  $\Delta c = c(T) - c_0$ ,  $c_0 = c(T \rightarrow 0)$ . Квадратные символы соответствуют значениям модуля при температуре  $T = T_1$ , при которой  $\omega\tau = 1$

лить, к каким значениям придут кривые 1 и 2 при  $T \rightarrow 0$ ). Эти значения необходимы для выделения релаксационных вкладов, с помощью которых рассчитывается температурная зависимость времени релаксации. В связи с этим был разработан новый подход к постановке ультразвукового эксперимента и обработке данных при изучении ЭЯТ, на основе которых было впервые проведено исследование туннельных механизмов релаксации ЯТ комплексов на примере кристалла флюорита  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$ .

Наше рассмотрение предполагает описание пространственной и временной зависимостей осциллирующих величин как  $\exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$ , при этом комплексный волновой вектор определен как  $\mathbf{k} = (\omega/v - i\alpha)\mathbf{e}_k$ . Дальнейшее обсуждение удобнее вести на языке динамических (зависящих от частоты) комплексных модулей упругости  $c$ , изменения которых связаны с изменениями фазовой скорости  $v$  и ко-

эффициента поглощения  $\alpha$  нормальных мод следующим образом [20]:

$$\frac{\Delta c}{c_0} = 2 \left( \frac{\Delta v}{v_0} + i \frac{\Delta \alpha}{k_0} \right), \quad (1)$$

где  $k_0 = \omega/v_0$ ,  $v_0 = v(T_0)$ ,  $\Delta v = v(T) - v_0$ ,  $\Delta c = c(T) - c_0$ ,  $c_0 = c(T_0)$ ,  $\Delta \alpha = \alpha(T) - \alpha_0$ ,  $\alpha_0 = \alpha(T_0)$ ,  $T_0$  – некоторое фиксированное значение температуры. Вклад релаксационной природы в динамический модуль упругости, в нашем случае это ЯТ вклад  $\Delta c_{JT}$ , описывается с помощью изотермического модуля  $c_{JT}^T$  и фактора временной дисперсии  $\omega\tau$ :

$$\frac{\Delta c_{JT}}{c_0} = \frac{c_{JT}^T}{c_0} \left[ \frac{1 - i\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \right]. \quad (2)$$

Нами были исследованы тетрагональный модуль упругости  $c_E = (c_{11} - c_{12})/2$ , тригональный  $c_T = c_{44}$  и продольный  $c_L = (c_{11} + c_{12} + 2c_{44})/2$ . Эти модули в вышеприведенных формулах связаны с модами, распространяющимися вдоль кристаллографической оси [110]: поперечными, поляризованными вдоль осей  $[-110]$  и  $[001]$ , и продольной, соответственно. Вклад ЯТ подсистемы в модули упругости проявляется в виде пика в мнимой части и минимума в действительной части в области температур  $T \approx T_1$  ( $T_1$  удовлетворяет условию  $\omega\tau(T_1) = 1$ ). Отметим, что изотермические модули обратно пропорциональны температуре (см., например, [14]), поэтому положение пика релаксационного поглощения, строго говоря, не совпадает с  $T_1$ , но значение  $T_1$  можно определить по максимуму функции  $f(T) = \text{Im}[\Delta c_{JT}(T)] \cdot T/c_0$  или нулю ее производной  $df/dT$ . С учетом этого выражение (2) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta c_{JT}}{c_0} = & 2 \frac{\text{Re}[\Delta c_{JT}(T_1)]}{c_0} \cdot \frac{T_1}{T} \cdot \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} + \\ & + i \cdot 2 \frac{\text{Im}[\Delta c_{JT}(T_1)]}{c_0} \cdot \frac{T_1}{T} \cdot \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Для выделения ЯТ (релаксационного) вклада в мнимую часть модуля упругости в предыдущих работах (см., например, [21]) предполагалось, что фоновый модуль (вклад от остальных механизмов, кроме ЭЯТ) можно представить в виде монотонной функции, совпадающей с измеренной при высоких ( $T \gg T_1$ ) и низких ( $T \ll T_1$ ) температурах. Очевидно, что такой подход может быть применен, если пик релаксационного поглощения хорошо разрешен. Но оказалось, что в кристалле  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$  низкотемпературный предел не был достигнут, и релаксационный пик поглощения не был полностью измерен

при  $T \ll T_1$ . На рисунке 1 приведены температурные зависимости относительных изменений действительной и мнимой составляющих модуля  $c_L$ , полученные на частоте 54 МГц (кривые 1 и 2). Качественно похожие зависимости получены для всех исследованных модулей. Выделение релаксационного вклада потребовало измерения действительной и мнимой составляющих модулей на номинально чистом кристалле  $\text{CaF}_2$  (см. кривые 3 и 4 на рис. 1). Определение релаксационного вклада в мнимую составляющую модуля было выполнено в предположении, что при высоких температурах (в нашем случае выше 170 К) этот вклад стремится к нулю в силу малости  $\omega\tau$  и пропорциональности изотермического модуля величине  $1/T$ , а вклад в действительную часть модуля получен из условия  $\text{Re} \Delta c_{JT}(T_1) = -\text{Im} c_{JT}(T_1)$ . Построение температурной зависимости времени релаксации с помощью выражения [20]

$$\begin{aligned} \tau = & \frac{1}{\omega} \frac{\text{Im} \Delta c_{JT}(T_1) \cdot T_1}{\text{Im} \Delta c_{JT}(T) \cdot T} \pm \\ & \pm \frac{1}{\omega} \sqrt{\left[ \frac{\text{Im} \Delta c_{JT}(T_1) \cdot T_1}{\text{Im} \Delta c_{JT}(T) \cdot T} \right]^2 - 1} \end{aligned} \quad (4)$$

показало, что кривые  $\tau(T)$ , определенные по формуле (4), в области температур ниже 10 К, полученные на разных модулях и разных частотах совпадали, как и должно быть, и не совпадали при более высоких температурах (рис. 2, кривые 1 и 2). Более того, они оказались немонотонными функциями.

Существенное различие времен релаксации при температурах выше 10 К для частот 54 и 158 МГц (кривые 1 и 2 на рис. 2) может быть связано с наличием других подсистем, испытывающих релаксацию. Из рисунка 1 видно, что на зависимости мнимой части упругого модуля в кристалле  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$  (кривая 2) в области температур около 20 К имеется “плечо”, обусловленное, по-видимому, еще одним или более релаксационными вкладами, в то время как выражение (4) получено в предположении наличия лишь одной релаксирующей подсистемы. Анализ состава исследуемого кристалла с помощью ELAN 9000 ICP-MS (Perkin-Elmer SCIEX) показал, что имеется только одна примесь, сопоставимая по концентрации с хромом, а именно, примесь железа (его концентрация оказалась  $3.45 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Но изовалентное замещение кальция железом привело бы к  $E \otimes e$  задаче ЭЯТ, т.е. тетрагональным искажениям комплекса, и как следствие, к отсутствию аномалий в тригональном модуле  $c_{44}$ . В наших экспериментах ЯТ аномалии наблюдаются во всех модулях. Таким образом, глобальные минимумы АП имеют орторомбическую

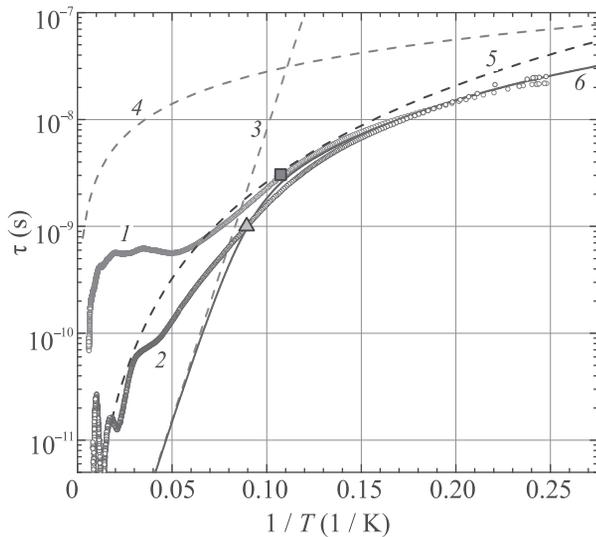


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость времени релаксации от обратной температуры. Кривые 1 и 2 рассчитаны по формуле (4) на основе экспериментальных данных о мнимых составляющих модуля упругости  $c_L = (c_{11} + c_{12} + 2c_{44})/2$ . Кривая 1 относится к частоте 54 МГц, а кривая 2 – к 158 МГц. Кривая 3 – время релаксации, рассчитанное по формуле  $\tau_a = 0.3 \cdot 10^{-13} \exp(125/T)$ , кривая 4 –  $\tau_t = 2.8 \cdot 10^{-7} T^{-1}$ , кривая 5 –  $\tau_R = 2.6 \times 10^{-6} T^{-3}$ , кривая 6 –  $\tau = (\tau_a^{-1} + \tau_t^{-1} + \tau_R^{-1})^{-1}$ . Квадратный символ соответствует  $\tau(T_1^{-1})$  для частоты 54 МГц, треугольный – для 158 МГц

симметрию, что возможно лишь в случае Т терма. Возможно, наличие “плеча” на кривой 2 рис. 1 связано с присутствием ионов  $\text{Cr}^{3+}$  или вакансий, обладающих трехкратно вырожденными орбитальными состояниями, которые могут приводить к аномалиям в упругих модулях, обусловленным проявлением ЭЯТ. Поэтому требовалось определить истинную температурную зависимость времени релаксации системы ЯТ комплексов  $\text{Cr}^{2+}\text{F}_8^-$  в матрице  $\text{CaF}_2$ .

С этой целью нами была промоделирована температурная зависимость времени релаксации с учетом трех механизмов: термической активации  $\tau_a = \tau_0 \cdot \exp(V_0/T)$ , прямых  $\tau_t = (BT)^{-1}$  и двухфононных  $\tau_R = (B\Theta^2)^{-1} T^{-3}$  туннельных переходов. Рассмотрение этих механизмов было предложено Стурджем в первых работах по ультразвуковым исследованиям ЭЯТ [14]. Критерием правильности подбора параметров, входящих в выражения для разных механизмов времени релаксации, служило совпадение модельных, рассчитанных с использованием выражения (3), и экспериментальных температурных зависимостей действительных и мнимых составляющих всех измеренных модулей упругости в области температур ниже 10 К для всех измеренных частот:

$c_L$  (26, 54 и 158 МГц),  $c_{44}$  (39 МГц) и  $c_E$  (55 МГц). Таким образом, описание  $\tau(T)$  должно быть не только качественным, но и количественно единым для всех 10 измеренных кривых. Пример модельных кривых для модуля  $c_L$ , полученных на частоте 54 МГц, приведен на рис. 3 (кривые 3 и 4). В процессе модели-

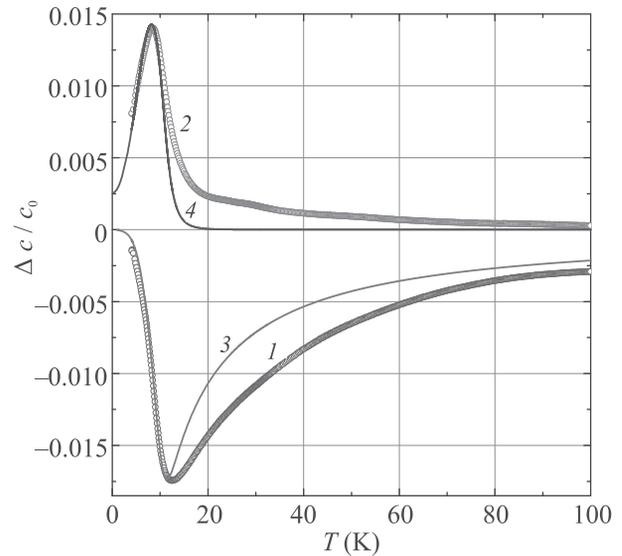


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости релаксационного ЯТ вклада в действительную (1) и мнимую (2) составляющие модуля упругости  $c_L = (c_{11} + c_{12} + 2c_{44})/2$ , измеренные на частоте  $\omega/2\pi = 54$  МГц. Кривые 3 и 4 представляют модельные зависимости, рассчитанные по формуле (3) с временем релаксации, показанным кривой 6 на рис. 2

рования активационный механизм всегда описывался временем релаксации  $\tau_a = 3 \cdot 10^{-14} \exp(125/T)$ , а остальные параметры лежали в интервалах  $B^{-1} = (2.9-3.3) \cdot 10^{-7} \text{ с К}$  и  $(B\Theta^2)^{-1} = (2.4-2.6) \cdot 10^{-6} \text{ с К}^3$ . Погрешность определения параметров туннельных механизмов релаксации не превышала 10%, что, безусловно, является хорошим результатом. Особенно, если иметь в виду, что в предыдущих исследованиях туннельные механизмы релаксации формировали лишь низкотемпературные крылья аномалий и их параметры не могли быть установлены с хорошей точностью в силу малости вклада в модули упругости. Оценка  $V_0 = 125 \text{ К}$  обусловлена следующим: меньшее значение энергии активации  $V_0$  привело бы к тому, что преобладающими механизмами релаксации стали бы туннельные не только в области низких температур, но и при  $T \gg T_1$ , что физически нереально, а при  $V_0 > 125 \text{ К}$  ЯТ аномалии переместились бы в область более высоких температур, чем это наблюдается в эксперименте.

Таким образом, можно сделать следующее заключение. При исследовании распространения ультразвуковых волн на частотах 26–158 МГц в кристалле  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$  в области низких температур, где доминируют туннельные механизмы релаксации, впервые была обнаружена аномально большая, на два порядка превосходящая, скорость релаксации по сравнению со скоростью релаксации в других, ранее исследованных ЯТ комплексах. Разработан новый метод построения температурной зависимости времени релаксации для доминирующей подсистемы. Он основан на моделировании температурных зависимостей действительной и мнимой составляющих модулей упругости с учетом активационного и туннельных механизмов релаксации. Впервые были определены параметры, характеризующие времена релаксации ЯТ подсистемы, обусловленные прямыми туннельными переходами:  $B^{-1} = (3.1 \pm 0.2) \times 10^{-7}$  с К и двухфононными переходами:  $(B\Theta^2)^{-1} = (2.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-6}$  с К<sup>3</sup>. Туннельные механизмы релаксации в кристалле  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$  оказались доминирующими, поскольку энергия активации, определяющая потенциальный барьер, оказалась существенно меньше ( $V_0 = 125$  К =  $87$  см<sup>-1</sup>), чем в других флюоритах, где этот параметр был равен:  $390$  К =  $271$  см<sup>-1</sup> для  $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$  [34] и  $570$  К =  $396$  см<sup>-1</sup> для  $\text{CaF}_2:\text{Ni}^{2+}$  [21].

В УрФУ работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 18-02-00332а), Центра превосходства “Радиационные и ядерные технологии” Уральского федерального университета и в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации # FEUZ-2020-0060. В Южно-Уральском государственном университете работа выполнялась при поддержке Правительства Российской Федерации, Акт 211, контракт # 02.A03.21.0011, проекта 5-100. Исследование в ИФМ УрО РАН было выполнено в рамках госзадания # АААА-А18-118020190098-5.

1. H. A. Jahn and E. Teller, Proc. Roy. Soc. A **161**, 220 (1937).
2. I. V. Bersuker, J. Phys.: Conf. Ser. **833**, 012001 (2017).
3. M. Acosta, N. Novak, V. Rojas, S. Patel, R. Vaish, J. Koruza, G. A. Rossetti, and J. Rödel, Appl. Phys. Rev. **4**, 041305 (2017).
4. M. D. Kaplan and G. O. Zimmerman, J. Phys.: Conf. Ser. **833**, 012007 (2017).
5. D. Liu, N. Iwahara, and L. F. Chibotaru, Phys. Rev. B **97**, 115412 (2019).
6. J. L. Dunn and E. Rashed, J. Phys.: Conf. Ser. **1148**, 012003 (2018).

7. Ю. С. Орлов, С. В. Николаев, С. Г. Овчинников, А. И. Нестеров, Письма в ЖЭТФ **112**, 268 (2020).
8. H. Koizumi, J. Phys.: Conf. Ser. **833**, 012016 (2017).
9. S. Merten, O. Shapoval, B. Damaschke, K. Samwer, and V. Moshnyaga, Sci. Rep. **9**, 2387 (2019).
10. V. Polinger and I. V. Bersuker, J. Phys.: Conf. Ser. **833**, 012012 (2017).
11. M. Angeli, E. Tosatti, and M. Fabrizio, Phys. Rev. X **9**, 041010 (2019).
12. А. В. Кузьмин, С. С. Хасанов, К. П. Мелетов, Р. П. Шибаева, ЖЭТФ **155**, 1037 (2019).
13. К. М. Красиков, А. Н. Азаревич, В. В. Глушков, А. Л. Хорошилов, А. В. Богач, Н. Ю. Шицевалова, В. Б. Филиппов, Н. Е. Случанко, Письма в ЖЭТФ **112**, 451 (2020).
14. M. D. Sturge, *The Jahn–Teller effect in solids*, in: *Solid State Physics*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull, and H. Ehrenreich, Academic Press, N.Y., London (1968), v. 20, p. 91.
15. W. Ulrici, Phys. Status Solidi **84**, K155 (1977).
16. M. M. Zaripov, V. F. Tarasov, V. A. Ulanov, G. S. Shakurov, and M. L. Popov, Phys. Solid State **37**, 437 (1995).
17. P. B. Oliete, V. M. Orera, and P. J. Alonso, Phys. Rev. B **53**, 3047 (1996).
18. P. B. Oliete, V. M. Orera, and P. J. Alonso, Phys. Rev. B **54**, 12099 (1996).
19. S. K. Hoffmann, J. Goslar, S. Lijewski, and V. A. Ulanov, J. Chem. Phys. **127** 124705 (2007).
20. V. V. Gudkov, *Ultrasonic consequences of the Jahn–Teller effect*, in: H. Koppel, D. R. Yarkony, H. Barentzen (editors), *The Jahn–Teller Effect: Fundamentals and Implications for Physics and Chemistry*, Springer, Berlin, Heidelberg (2009), p. 743.
21. M. N. Sarychev, W. A. L. Hosseny, A. S. Bondarevskaya, I. V. Zhevstovskikh, A. V. Egranov, O. S. Grunskiy, V. T. Surikov, N. S. Averkiev, and V. V. Gudkov, J. Alloys Compd. **848**, 156167 (2020).
22. Н. С. Аверкиев, И. В. Берсукер, В. В. Гудков, И. В. Жевстовских, М. Н. Сарычев, С. Жерлицын, С. Ясин, Ю. В. Коростелин, В. Т. Суриков, ЖЭТФ **156**, 87 (2019).
23. J. J. Krebs and G. H. Stauss, Phys. Rev. B **16**, 971 (1977).
24. G. H. Stauss, J. J. Krebbs, and R. L. Henry, Phys. Rev. B **16**, 974 (1977).
25. J. T. Vallin and G. T. Watkins, Phys. Rev. B **9**, 2051 (1974).
26. J. Dziesiaty, P. Peka, M. U. Lehr, A. Klimakow, S. Muller, and H.-J. Schulz, Z. Phys. Chem. (Munich) **201**, 63 (1997).
27. М. М. Зарипов, В. Ф. Тарасов, В. А. Уланов, Г. С. Шакуров, М. Л. Попов, ФТТ **37**, 806 (1995).

28. М. М. Зарипов, В. Ф. Тарасов, В. А. Уланов, Г. С. Шакуров, ФТТ **38**, 452 (1996).
29. М. М. Зарипов, В. Ф. Тарасов, В. А. Уланов, Г. С. Шакуров, ФТТ **344**, 1958 (2002).
30. P. V. Oliete, V. M. Orera, and P. J. Alonso, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 6797 (1996).
31. P. V. Oliete, C. A. Bates, and J. L. Dunn, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 2579 (1999).
32. V. V. Gudkov, I. B. Bersuker, I. V. Zhevstovskikh, Yu. V. Korostelin, and A. I. Landman, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 115401 (2011).
33. N. S. Averkiev, I. B. Bersuker, V. V. Gudkov, I. V. Zhevstovskikh, M. N. Sarychev, S. Zherlitsyn, S. Yasin, G. S. Shakurov, V. A. Ulanov, and V. T. Surikov, *The Jahn-Teller effect in elastic moduli of cubic crystals: general theory and application to strontium fluorite doped with chromium ions*, in: *Fluorite: Structure, Chemistry and Applications*, ed. by M. van Asten, Nova Science Publishers, N.Y. (2019), ch. 2, p. 111.
34. I. V. Zhevstovskikh, I. B. Bersuker, V. V. Gudkov, N. S. Averkiev, M. N. Sarychev, S. Zherlitsyn, S. Yasin, G. S. Shakurov, V. A. Ulanov, and V. T. Surikov, J. Appl. Phys. **119**, 225108 (2016).

## Электронный парамагнитный резонанс в структурах с кольцевыми молекулами GeSi квантовых точек

А. Ф. Зиновьева<sup>+\*1)</sup>, В. А. Зиновьев<sup>+</sup>, А. В. Ненашев<sup>+\*</sup>, А. А. Шкляев<sup>+\*</sup>, Л. В. Кулик<sup>\*×</sup>, А. В. Двуреченский<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup>Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>×</sup>Институт химической кинетики и горения Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2020 г.

После переработки 24 ноября 2020 г.

Принята к публикации 24 ноября 2020 г.

Методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) исследованы структуры с кольцевыми группами GeSi квантовых точек, выращенных на подложках Si(001) со встроенными под поверхность GeSi нанодисками. Продемонстрирована возможность локализации электронов в кольцевых группах на вершинах квантовых точек. Получено сужение ЭПР-линии для кольцевых электронных состояний, локализованных на нанодисках. Ширина ЭПР-линии уменьшается при отклонении магнитного поля от направления роста структуры, что является экспериментальным подтверждением предсказанного ранее эффекта возрастания времени спиновой релаксации  $T_2$ .

DOI: 10.31857/S1234567821010080

Структуры с GeSi квантовыми точками (КТ) являются одним из перспективных кандидатов на роль основы для создания базовых элементов квантового компьютера. Недавно были опубликованы работы [1, 2], где рассматриваются электронные состояния, локализованные на парах КТ, выращенные на структурированных подложках со встроенными под поверхность GeSi нанодисками. Показано, что различная пространственная локализация электронов вблизи КТ может привести к различным значениям  $g$ -факторов и возможности осуществления адресации кубитов. В данной работе рассмотрен альтернативный вариант реализации базового элемента для квантовых вычислений: кольцевые молекулы из КТ, выращенные на структурированных подложках с нанодисками. Методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) исследованы локализация и спиновая релаксация электронов в структурах с кольцевыми молекулами. Идея подхода к формированию упорядоченных кольцевых групп состоит в использовании деформации поверхностного слоя над затравками, представляющими собой напряженные GeSi нанодиски, для управления пространственным расположением растущих КТ [3]. Для усиления деформационного поля используется многослойная структура из нескольких слоев вертикально-совмещенных GeSi нанодисков. В зависимости от расстояния меж-

ду затравочной структурой и упорядоченной группой, число, размер и взаимное расположение КТ в группе может меняться [4, 5]. В данной работе были исследованы кольцевые группы, состоящие из 4-х КТ.

Структуры создавались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si(001). На первом этапе выращивались слои затравочных GeSi нанодисков, разделенных прослойками кремния толщиной 20 нм. Рост проводился при достаточно высоких температурах (700 °C), чтобы способствовать упорядочению затравок по размеру и по взаимному расположению. Для формирования одного слоя затравочных нанодисков осаждалось 7.5 монослоев (МС) германия. Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), нанодиски имели размеры основания 200–250 нм и высоту 8–10 нм [6]. На следующем этапе при более низкой температуре (600 °C) поверх нанодисков создавались группы упорядоченных КТ. Согласно данным исследований сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) осаждение 4.5 МС германия приводит к формированию кольцевых молекул (рис. 1b), представляющих собой группы из 4-х КТ, образующих правильный квадрат со сторонами вдоль кристаллографических направлений типа [100]. КТ в упорядоченных группах имеют форму *hut*-кластеров (ширина их основания: 40–50 нм, длина: 100–130 нм, высота: 4–5 нм). Были созданы структуры с различным числом слоев молекул

<sup>1)</sup>e-mail: aigul@isp.nsc.ru

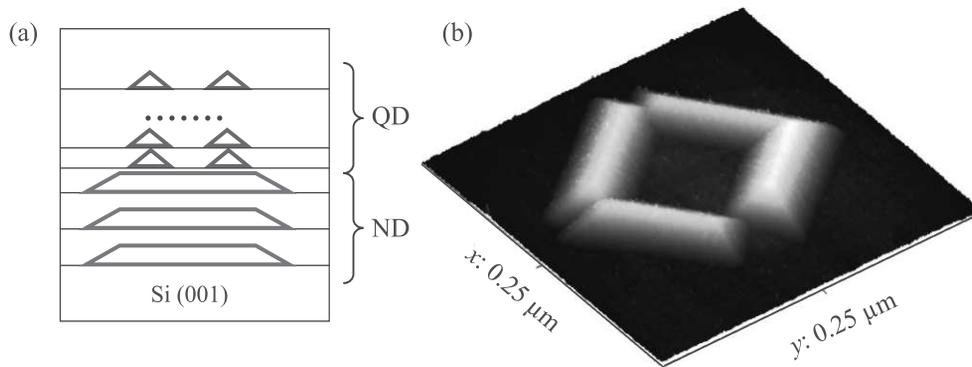


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение исследуемых структур. Символами ND и QD обозначены слои нанодисков и КТ соответственно. (б) – СТМ-изображение открытой структуры с упорядоченной группой КТ, сформированной на затравочной структуре с тремя нанодисками

КТ (от одного до десяти), и с различным числом слоев нанодисков в затравочной структуре (от одного до трех) (рис. 1а). Увеличение числа слоев КТ приводит к росту энергии связи электронов за счет аккумуляции деформаций, причем увеличение энергии связи для электронов в молекулах возможно как за счет увеличения числа слоев самих молекул, так и за счет увеличения числа слоев нанодисков в затравочной структуре. Толщина прослоек кремния между слоями упорядоченных групп КТ составляла 10 нм, причем их рост проводился в два этапа. На первом этапе осаждался слой кремния толщиной 5 нм при более низкой температуре 400 °С (чтобы предотвратить диффузионное размытие КТ при закрытии), а на втором этапе осаждение проводилось при температуре 500 °С. Сверху структура была закрыта слоем кремния толщиной 200 нм, легированным сурьмой, концентрация примеси составляла  $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Так же были исследованы тестовые структуры без кольцевых групп КТ, содержащие только 3 слоя затравочных нанодисков.

При разработке структур и интерпретации экспериментальных результатов были использованы расчеты энергетического спектра и волновых функций электронов в модельных структурах с КТ и нанодисками с помощью программы Nextnano<sup>3</sup> [7]. Параметры КТ (состав и размеры) выбирались на основе экспериментальных данных, полученных методами EXAFS и СТМ. Согласно данным EXAFS среднее содержание Ge в затравочных нанодисках составляет  $38 \pm 5 \%$ , тогда как в упорядоченных КТ  $47 \pm 5 \%$ . Согласно расчетам, в исследуемых структурах наибольшую энергию связи имеют электроны в  $\Delta_z$ -долине, локализованные на вершинах КТ в кольцевых группах (их энергия связи может достигать 130 мэВ в структуре с 10-ю слоями кольцевых групп КТ). Сле-

дующим, по энергии идут электронные состояния на краю нанодиска, в  $\Delta_{x,y}$ -долинах. В структуре с тремя слоями нанодисков их энергия составляет около 40 мэВ. Электронные состояния в  $\Delta_{x,y}$ -долинах, на краю КТ в кольцевых группах, не локализируются из-за неблагоприятного распределения деформации на поверхности нанодиска, энергетические уровни этих состояний расположены на 20 мэВ выше по шкале энергий, чем уровни электронов на краю нанодиска. При увеличении числа слоев нанодисков и кольцевых групп в структурах энергии связи увеличиваются. Энергия электронов в Si прослойках между дисками существенно увеличивается при подсветке за счет кулоновского взаимодействия с фотодырками, захваченными в GeSi нанодиски. Согласно оценкам добавление каждой фотодырки увеличивает энергию связи приблизительно на 10 мэВ (энергия кулоновского взаимодействия электрона и дырки на расстоянии  $\approx 10$  нм). Поэтому при достаточно большом уровне фотовозбуждения энергия связи может увеличиться на десятки мэВ.

Исследования методом ЭПР проводились на стандартном спектрометре фирмы Bruker ELEXSYS-580, при частоте, близкой к 9.7 ГГц, при температуре 4.5 К. Образцы представляли собой прямоугольные пластинки кремния с ориентацией поверхности (001) размером  $4 \times 10 \text{ мм}^2$ , вырезанные вдоль кристаллографических направлений [110] и  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Образцы крепились на длинный кварцевый стержень, который затем погружался в гелиевый криостат (Oxford CF935).

Абсолютная точность определения  $g$ -факторов была  $\pm 0.0001$ . Относительная точность определения  $g$ -факторов была увеличена примерно на порядок за счет использования эталонов. Все значения  $g$ -фактора были откалиброваны относительно значе-

ния  $g$ -фактора электронов проводимости в LiF [8]. Кроме того, мы использовали сильнолегированный образец кремния с концентрацией  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  как дополнительный  $g$ -калибратор [9].

Все исследуемые структуры с упорядоченными группами КТ продемонстрировали двойной ЭПР-сигнал без подсветки (рис. 2). При подсветке вели-

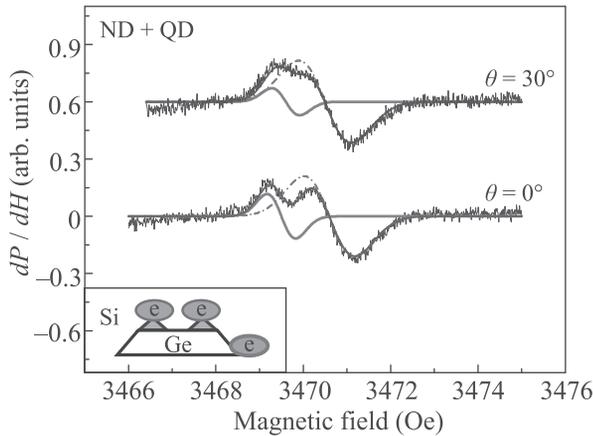


Рис. 2. (Цветной онлайн) ЭПР-спектры, полученные от структуры с одним слоем кольцевых групп КТ, выращенных на затравочной структуре с одним слоем нанодисков. Показано разложение экспериментальной кривой на две линии гауссовой формы, соответствующие электронам на вершинах КТ (красная линия) и электронам на краях нанодисков (зеленая линия). Для всех кривых мощность СВЧ излучения  $P = 0.063 \text{ мВт}$ ,  $T = 4.5 \text{ К}$ , амплитуда модуляции магнитного поля  $0.5 \text{ Гс}$ .  $\theta$  – угол между направлением магнитного поля и направлением роста структуры, осью  $Z$ . На вставке показана схема локализации электронов, цвет электронных облаков соответствует цвету ЭПР-линий

чина сигнала увеличивалась в несколько раз, при этом смещения или уширения сигнала не наблюдались. При отклонении магнитного поля от оси роста образца (ось  $Z$  в дальнейшем) оба сигнала сдвигаются навстречу друг другу, демонстрируя поведение, характерное для электронов из разных  $\Delta$ -долин [10]. Первый сигнал с  $g$ -фактором  $g_{zz} = 1.9995$  и шириной линии  $\Delta H = 0.3 \text{ Гс}$  (здесь и далее  $\Delta H$  – полуширина на полувысоте) может быть отнесен к электронам в  $\Delta_z$ -долине, локализованным на вершинах КТ, входящих в состав кольцевых групп. Второй сигнал с  $g$ -фактором  $g_{zz} = 1.9989$  и шириной линии  $\Delta H = 0.6 \text{ Гс}$  может быть отнесен к электронам в  $\Delta_{x,y}$ -долинах, локализованных на краю затравочных дисков. При углах отклонения, больших  $\theta = 30^\circ$ , сигналы сливаются практически в один. Самый большой по интенсивности сигнал наблюдается в структуре с десятью слоями молекул, вы-

ращенными на трехслойной затравочной структуре (3ND + 10QD). При подсветке многослойных образцов, выращенных на затравочной структуре с тремя нанодисками, в спектрах ЭПР появляется дополнительный узкий сигнал с  $g_{zz} = 1.9998$  и шириной ЭПР-линии  $\Delta H \approx 0.15 \text{ Гс}$  (в магнитном поле  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{Z}$ ) (рис. 3). Ориентационная зависимость этого сигнала

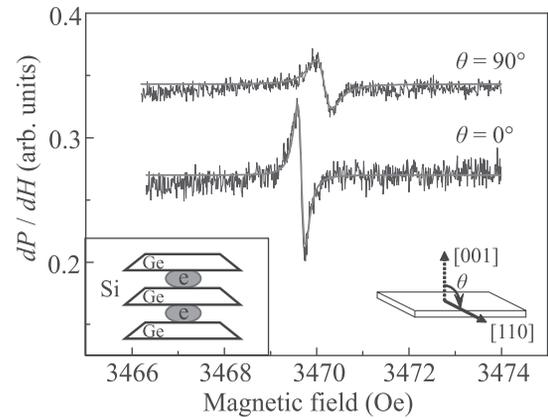


Рис. 3. (Цветной онлайн) ЭПР-спектры, полученные от структуры с одним слоем кольцевых групп КТ, выращенных на затравочной структуре с тремя слоями нанодисков, при подсветке. Для всех кривых мощность СВЧ излучения  $P = 0.063 \text{ мВт}$ ,  $T = 4.5 \text{ К}$ , амплитуда модуляции магнитного поля  $0.1 \text{ Гс}$ . При такой малой амплитуде модуляции ЭПР сигналы, присутствующие в спектрах на рис. 2, не проявляются.  $\theta$  – угол между направлением магнитного поля и направлением роста структуры, осью  $Z$ , как показано на вставке справа. На вставке слева показаны соответствующие места локализации электронов

позволяет отнести его к электронам в  $\Delta_z$ -долине. Однако определение их пространственной локализации вызывает затруднения, поскольку возможны два варианта, либо это возбужденные состояния в кольцевых группах, либо это электронные состояния в прослойках между дисками в затравочной структуре. Эксперимент с подсветкой на однослойной структуре (1ND + 1QD) позволяет решить эту задачу. В этом случае узкий ЭПР-сигнал в спектрах не проявляется, в отличие от структур, выращенных на затравочной структуре с тремя слоями нанодисков (в тестовых структурах он также наблюдается). Это позволяет связать данный сигнал с электронами, локализованными в прослойках между дисками в затравочной структуре. Здесь глубина потенциальной ямы для электронов усиливается за счет кулоновского взаимодействия с фотодырками, что и приводит к появлению дополнительного ЭПР-сигнала. Потенциальная яма в прослойке между дисками достаточ-

но широкая в  $x$ -,  $y$ -направлениях ( $\sim 100$ – $200$  нм), что позволяет считать эти электроны квазидвумерными. Данное предположение подтверждается ориентационной зависимостью ширины линии данного ЭПР-сигнала. При повороте образца в магнитном поле линия уширяется в два раза,  $\Delta H \approx 0.3$  Гс в магнитном поле  $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{Z}$  (рис. 3). Последнее обычно является проявлением механизма Дьяконова–Переля [11], свойственного для спиновой релаксации электронов в двумерной асимметричной яме [12], или в двумерном массиве туннельно-связанных КТ [13]. Следует отметить, что ширина ЭПР-линии темновых сигналов не зависит от ориентации образца в магнитном поле. Последний результат оказался неожиданным, поскольку для кольцевых групп КТ точек ожидалось сужение ЭПР-линии при отклонении магнитного поля от оси роста структуры. Такие ожидания были основаны на теоретических результатах, полученных недавно для прыжкового транспорта по кольцевым цепочкам КТ [14], которые показали увеличение времени поперечной спиновой релаксации  $T_2$  при отклонении магнитного поля от оси  $Z$ . Время  $T_2$  определяет ширину ЭПР-линии ( $\Delta H \sim 1/T_2$ ), если вклад неоднородного уширения за счет разброса параметров КТ незначителен. В нашем случае ширина ЭПР-линии достаточно мала ( $\Delta H \approx 0.3$  Гс), и можно ожидать проявления эффекта сужения линии. Такое сужение ЭПР-линии наблюдалось недавно для линейных цепочек GeSi КТ [15]. Существенным условием для наблюдения эффекта является наличие прыжкового транспорта в цепочке. Отсутствие эффекта сужения свидетельствует о том, что состояния электронов в упорядоченных группах КТ сильно локализованы, и туннельные переходы в группе подавлены. Однако эффект сужения ЭПР-линии был обнаружен на электронных состояниях в тестовой структуре без кольцевых групп КТ (рис. 4), включающей в себя три слоя затравочных нанодисков. Дело в том, что согласно расчетам в этом случае основное электронное состояние в  $\Delta_z$ -долине имеет кольцевую волновую функцию [16], распространенную вдоль всего верхнего края нанодиска. В экспериментальных структурах, скорее всего, вместо непрерывного состояния вдоль края диска располагается цепочка туннельно-связанных состояний, между которыми и туннелирует электрон. Именно для такой цепочки и наблюдается сужение ЭПР-линии при отклонении магнитного поля от оси роста структуры. В магнитном поле, направленном вдоль оси роста структуры, ширина ЭПР-линии от электронов на верхнем крае нанодисков (красная линия на рис. 4,  $g_{zz} = 1.9991$ ) составляет  $\Delta H \approx 0.7$  Гс, а при отклоне-

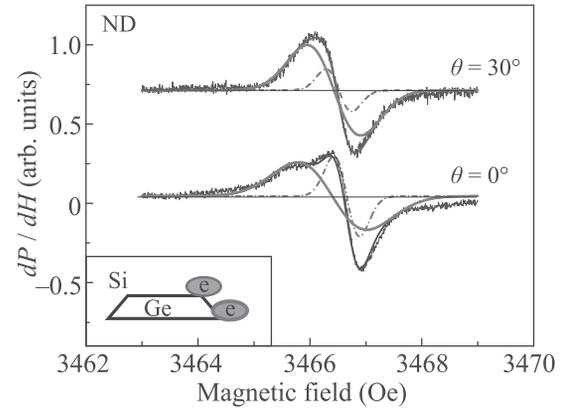


Рис. 4. (Цветной онлайн) ЭПР-спектры, полученные от тестовой структуры с 3 слоями затравочных нанодисков (без кольцевых групп КТ). Показано разложение экспериментальной кривой на две линии гауссовой формы, соответствующие электронам на верхнем крае нанодиска (красная линия) и электронам на нижнем крае нанодисков (зеленая линия). Для всех кривых мощность СВЧ излучения  $P = 0.063$  мВт,  $T = 4.5$  К, амплитуда модуляции магнитного поля  $0.5$  Гс.  $\theta$  – угол между направлением магнитного поля и направлением роста структуры, осью  $Z$ . На вставке показана схема локализации электронов, цвет электронных облаков соответствует цвету ЭПР-линий

нию магнитного поля от оси  $Z$  на угол  $\theta = 30^\circ$  ширина ЭПР-линии уменьшается до  $\Delta H \approx 0.5$  Гс. Величина эффекта сравнима с результатом, полученным в работе [15] для линейных цепочек КТ, и может быть объяснена в терминах взаимодействия с эффективным магнитным полем, пропорциональным комбинации  $\sim [\mathbf{H}_0 \times \delta\mathbf{H}]/\delta H$ , где  $\mathbf{H}_0$  – внешнее магнитное поле, а  $\delta\mathbf{H}$  – аналог поля Рашбы для систем с туннельно-связанными КТ [14]. Для электронов на нижнем крае нанодисков (в  $\Delta_{x,y}$ -долинах) локализуемый потенциал представлен четырьмя потенциальными ямами, расположенными вдоль направлений  $[100]$ ,  $[\bar{1}00]$ ,  $[010]$ ,  $[0\bar{1}0]$ , разделенными барьерами толщиной  $\sim 100$  нм [16]. Такое расположение потенциальных ям исключает туннельные переходы, что приводит к неизменности ширины ЭПР-линии при повороте образца в магнитном поле для электронов в  $\Delta_{x,y}$ -долинах (зеленая линия на рис. 4).

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность локализации электронов в кольцевых группах, на вершинах КТ. Однако в отличие от предыдущих исследований структур с парами туннельно-связанных КТ, все электроны, локализованные на КТ в кольцевых группах, имеют один и то же  $g$ -фактор, что может не позволить использовать для адресации кубитов различие  $g$ -факторов.

В дальнейшем этот недостаток можно компенсировать применением близко расположенных микромагнитов [17], создающих градиент магнитного поля. Получено сужение ЭПР-линии для кольцевых электронных состояний, локализованных на нанодисках, что является экспериментальным подтверждением предсказанного ранее эффекта возрастания времени спиновой релаксации  $T_2$ .

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования # 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. A. F. Zinovieva, V. A. Zinovyev, A. V. Nenashev, L. V. Kulik, and A. V. Dvurechenskii, *Phys. Rev. B* **99**, 115314 (2019).
2. A. F. Zinovieva, V. A. Zinovyev, A. V. Nenashev, S. A. Teys, A. V. Dvurechenskii, O. M. Borodavchenko, V. D. Zhivulko, and A. V. Mudryi, *Sci. Rep.* **10**(1), 9308 (2020).
3. V. A. Zinovyev, A. V. Dvurechenskii, P. A. Kuchinskaya, and V. A. Armbrister, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 265501 (2013).
4. M. De Seta, G. Capellini and F. Evangelisti, *Phys. Rev. B* **71**, 115308 (2005).
5. R. Marchetti, F. Montalenti, L. Miglio, G. Capellini, M. De Seta, and F. Evangelisti, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 261919 (2005).
6. V. A. Zinovyev, A. F. Zinovieva, P. A. Kuchinskaya, Zh. V. Smagina, V. A. Armbrister, A. V. Dvurechenskii, O. M. Borodavchenko, V. D. Zhivulko, and A. V. Mudryi, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 102101 (2017).
7. <http://www.nextnano.de/nextnano3/>.
8. A. Stesmans and G. van Gorp, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 2949 (1989).
9. G. Feher, *Phys. Rev.* **114**, 1219 (1959).
10. A. F. Zinovieva, A. I. Nikiforov, V. A. Timofeev, A. V. Nenashev, A. V. Dvurechenskii, and L. V. Kulik, *Phys. Rev. B* **88**, 235308 (2013).
11. M. I. Dyakonov and V. I. Perel, *Sov. Phys. Solid State* **13**, 3023 (1972).
12. Z. Wilamowski, W. Jantsch, H. Malissa, and U. Rössler, *Phys. Rev. B* **66**, 195315 (2002).
13. A. F. Zinovieva, A. V. Dvurechenskii, N. P. Stepina, A. S. Deryabin, A. I. Nikiforov, R. M. Rubinger, N. A. Sobolev, J. P. Leitão, and M. C. Carmo, *Phys. Rev. B* **77**, 115319 (2008).
14. A. F. Zinovieva, A. V. Nenashev, and A. V. Dvurechenskii, *Phys. Rev. B* **93**, 155305 (2016).
15. A. F. Zinovieva, Z. V. Smagina, A. V. Nenashev, L. V. Kulik, and A. V. Dvurechenskii, *JETP Lett.* **102**, 108 (2015).
16. A. F. Zinovieva, V. A. Zinovyev, A. V. Nenashev, L. V. Kulik, and A. V. Dvurechenskii, *Z. Phys. Chem.* **231**, 405 (2017).
17. J. Yoneda, T. Otsuka, T. Takakura, M. Pioro-Ladriere, R. Brunner, H. Lu, T. Nakajima, T. Obata, A. Noiri, C. J. Palmstrom, A. C. Gossard, and S. Tarucha, *Appl. Phys. Express* **8**, 084401 (2015).

## Зонная структура оксида вольфрама $W_{20}O_{58}$ с идеальными октаэдрами

М. М. Коршунов<sup>+1</sup>), И. А. Некрасов\*, Н. С. Павлов\*, А. А. Слободчиков\*<sup>1)</sup>

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

\*Институт Электрофизики Уральского отделения РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2020 г.

После переработки 25 ноября 2020 г.

Принята к публикации 25 ноября 2020 г.

Методами теории функционала плотности в обобщенном градиентном приближении получены зонная структура, плотность состояний и поверхность Ферми оксида вольфрама  $WO_{2.9}$  с идеализированной кристаллической структурой (идеальные октаэдры  $WO_6$ , объединенные в “квадратную решетку”). Из-за упорядочения кислородных вакансий рассмотренная система эквивалентна соединению  $W_{20}O_{58}$  (фаза Магнели), где в элементарной ячейке присутствуют 78 атомов. Показано, что основной вклад в состояние вблизи уровня Ферми вносят  $5d$ -состояния атомов вольфрама, находящихся непосредственно вокруг пустот, образованных зигзагообразным расположением октаэдров, имеющих общую грань. Именно эти атомы, вносящие разупорядочение в идеальное расположение остальных октаэдров, ответственны за низкоэнергетические свойства системы.

DOI: 10.31857/S1234567821010092

**1. Введение.** Сверхпроводимость, как одно из фундаментальных основных состояний в физике твердого тела, реализуется, порой, в самых неожиданных случаях. Это и высокотемпературные сверхпроводящие купраты [1], которые в недошипованном случае являются диэлектриками, а также пниктиды и халькогениды железа [2–5], хотя в нормальных условиях железо является ферромагнетиком. Перечисленные системы являются необычными сверхпроводниками, т.е. имеющими анизотропную импульсную зависимость параметра порядка. С оксидами вольфрама их роднит наличие частично заполненной  $d$ -оболочки. Соединения триоксида вольфрама с нестехиометрией по кислороду  $WO_{3-x}$  известны давно, их структура и свойства хорошо изучены [6, 7]. Однако совсем недавно появилось сообщение об обнаружении аномалии в диамагнитной восприимчивости, интерпретированной авторами как проявление сверхпроводимости в соединении  $WO_{2.9}$  с  $T_c = 80$  К и с  $T_c = 94$  К при интеркалировании литием [8]. Этому предшествовало наблюдение сверхпроводимости вблизи доменных стенок в  $WO_{3-x}$  [9], тонких пленках [10] и в  $WO_3$  с натрием, нанесенным на поверхность,  $Na_{0.05}WO_3$  [11], что привело к предсказанию возможности реализации сверхпроводимости в  $WO_{3-x}$  [12].

Несмотря на давнюю историю исследований оксидов вольфрама, на сегодняшний день есть всего несколько работ по расчетам зонной структуры  $WO_3$ . Это работы по исследованию электронной структуры объемных образцов, тонких пленок и кластеров [13–20], роли вакансий кислорода [21–25] и катионного дошипования [26–33]. Расчеты для фаз Магнели с упорядоченными кислородными вакансиями,  $WO_{3-x}$ , описаны только в одной работе [34], где показано, что соединения  $W_{32}O_{84}$ ,  $W_3O_8$ ,  $W_{18}O_{49}$ ,  $W_{17}O_{47}$ ,  $W_5O_{14}$ ,  $W_{20}O_{58}$  и  $W_{25}O_{73}$  демонстрируют металлические свойства.

Упорядочение вакансий кислорода в системе  $WO_{3-x}$  приводит к возникновению достаточно больших элементарных ячеек, что существенно усложняет ее описание. Так, сверхпроводимость реализуется в системе  $W_{20}O_{58}$ , содержащей 78 атомов в элементарной ячейке. Октаэдры, сформированные атомом вольфрама, окруженным атомами кислорода, имеют либо общую грань, либо общий угол. Сами октаэдры искажены, искажены также и связи W-O-W между октаэдрами, что приводит к дополнительному усложнению описания электронной структуры  $W_{20}O_{58}$ .

Поскольку основой для построения теории сверхпроводящего состояния является зонная структура нормальной фазы, расчет последней из первых принципов будет первым шагом на этом пути. В дан-

<sup>1)</sup>e-mail: mkor@iph.krasn.ru; slobodchikov@iep.uran.ru

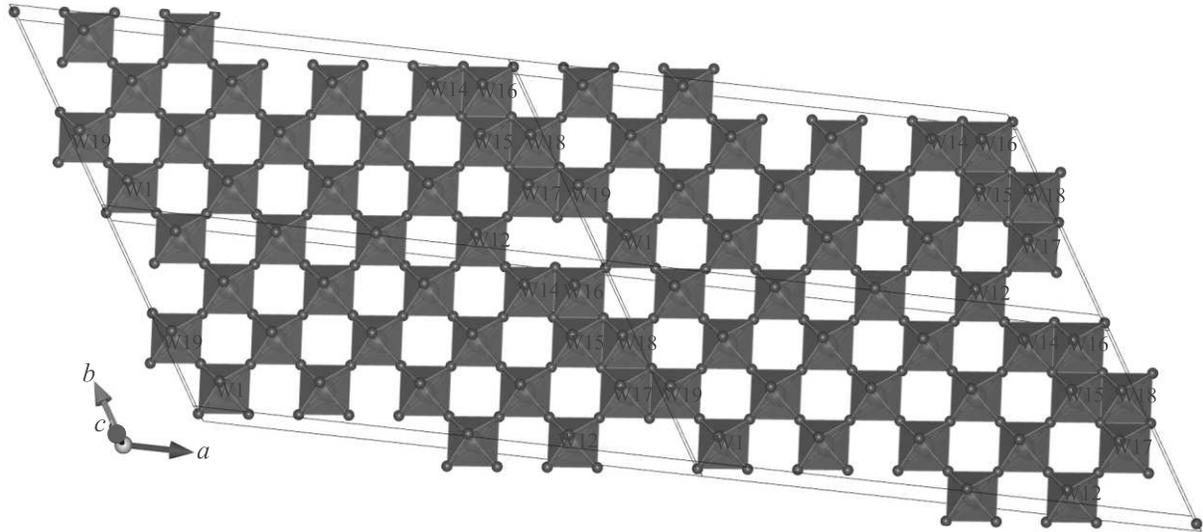


Рис. 1. (Цветной онлайн) Идеализированная кристаллическая структура  $W_{20}O_{58}$ . Показана суперячейка  $2 \times 2 \times 1$

ной работе нами получена зонная структура, плотность состояний и поверхность Ферми для соединения  $WO_{3-x}$  с идеальными октаэдрами, образующими “квадратную решетку”, что является первым приближением в описании данного сложного соединения.

## 2. Структура и результаты расчетов.

$W_{20}O_{58}$  принадлежит семейству оксидов со структурой Магнели и общей формулой  $W_nO_{3n-2}$  [6]. Пространственная группа  $P2/m:b$ , параметры решетки  $a = 23.39 \text{ \AA}$ ,  $b = 12.1 \text{ \AA}$ ,  $c = 3.78 \text{ \AA}$ ,  $\gamma = 95^\circ$  [35]. Кристаллическая структура состоит из октаэдров  $WO_6$ , соединенных между собой либо общим углом, либо имеющих общую грань в плоскости (100).

Как уже говорилось ранее, в соединении  $W_{20}O_{58}$  октаэдры  $WO_6$  искажены и длина связи O-O варьируется в диапазоне значений  $2.63\text{--}2.72 \text{ \AA}$ . Для того чтобы смоделировать идеализированную кристаллическую структуру, все октаэдры были сделаны идеальными с усредненным расстоянием кислород-кислород, равным  $2.68 \text{ \AA}$ . При этом основания всех идеальных октаэдров образуют “квадратную решетку”. На рисунке 1 приведена суперячейка  $2 \times 2 \times 1$  для идеализированной кристаллической структуры  $W_{20}O_{58}$ .

Для расчета зонной структуры, плотности состояний (*Density Of States* – DOS) и поверхности Ферми мы использовали теорию функционала плотности (*Density Functional Theory* – DFT) в рамках полнопотенциального метода линеаризованных при соединенных плоских волн (FP-LAPW) с обобщенной градиентной аппроксимацией (GGA) [36], реализованными в пакете Elk [37]. Для самосогласован-

ного расчета основного состояния мы использовали сетку  $\mathbf{k}$ -точек с разбиением  $8 \times 8 \times 8$  в неприводимой зоне Бриллюэна, убедившись, что результаты практически не отличаются от результатов для сетки  $6 \times 6 \times 6$ .

Плотность состояний в широком энергетическом диапазоне приведена на рис. 2. Потолок валентной зоны от  $-0.8$  до  $-4.0$  эВ образован в основном O-2p состояниями. В области от  $-4.0$  до  $-9.0$  эВ мы видим сильную гибридизацию W-5d и O-2p состояний.

В стехиометрическом соединении  $WO_3$  вольфрам  $W^{6+}$  имеет конфигурацию  $5d^0$ , т.е. пустую 5d-оболочку и, следовательно, полностью заполненную O-2p оболочку, являясь зонным диэлектриком. Дефицит кислорода в  $WO_{3-x}$  приводит к электронному легированию и конечной величине проводимости [7]. Это хорошо видно и в нашем расчете, где состояния W-5d практически пустые и формируют зону проводимости. На уровне Ферми наблюдается лишь низкоинтенсивный хвост W-5d состояний (см. рис. 2), которые заполняются электронами за счет дефицита по кислороду в сравнении со стехиометрическим составом  $WO_3$ .

Хотелось бы особо отметить наличие плоских зон на уровне Ферми в направлении  $A-E$  и вблизи него, а также в направлении  $\Gamma-A$ , которые показаны на рис. 3а. Для построения зон были использованы высокосимметричные  $\mathbf{k}$ -точки и соответствующие направления, сгенерированные при помощи программы SeeK-path [38] и показанные на рис. 3б.

Для демонстрации того, какие состояния образуют данные плоские зоны, на рис. 3а изображена зон-

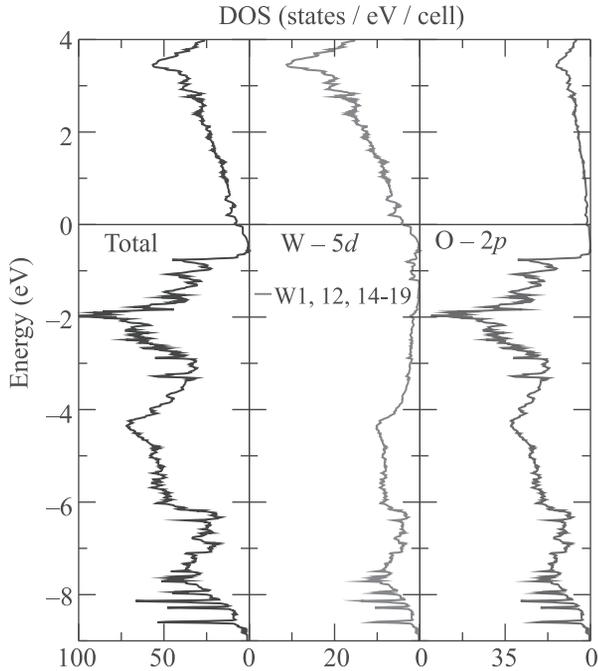


Рис. 2. (Цветной онлайн) Полная плотность состояний  $W_{20}O_{58}$  с идеализированной кристаллической структурой (слева), DOS атомов вольфрама W1, 12, 14-19 (в центре), DOS атомов кислорода (справа) в широком энергетическом диапазоне. Уровень Ферми принят за нуль

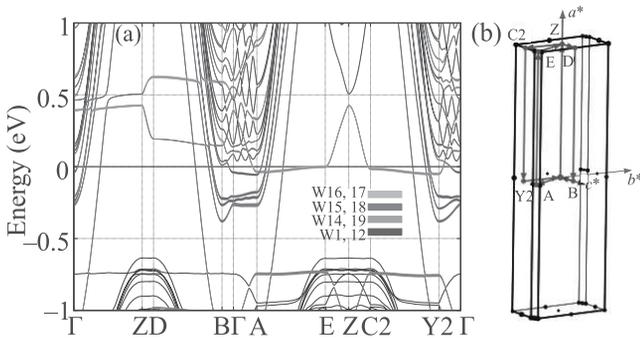


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зонная структура  $W_{20}O_{58}$  с идеализированной кристаллической структурой вблизи уровня Ферми. Вклады отдельных атомов вольфрама W1, 12, 14-19 выделены цветом. Уровень Ферми принят за нуль. (b) – Зона Бриллюэна для идеализированной кристаллической структуры  $W_{20}O_{58}$

ная структура с учетом вкладов отдельных атомов в окрестности уровня Ферми. Видно, что плоские зоны образованы  $5d$ -состояниями атомов вольфрама W1, 12, 14-19, которые расположены вокруг пустот в зигзагообразных нитях из октаэдров, имеющих общую грань (см. рис. 1). Причем наибольший вклад дают атомы W14, 19 и W16, 17, находящиеся непо-

средственно вокруг пустот. Также стоит сказать, что  $5d$ -состояния вольфрама W1, 12, 14-19 дают вклад порядка 70% в величину полной плотности состояний на уровне Ферми. Отметим, что некоторая “хаотичная” зонная структура в направлении  $\Gamma-A$ , видимая выше уровня Ферми, есть не что иное, как многократное пересечение зон, возникающее вследствие достаточно малого объема зоны Бриллюэна и большого числа атомов в элементарной ячейке, расщепленных между собой небольшим гибридационным взаимодействием.

На рисунке 4 представлена поверхность Ферми для  $W_{20}O_{58}$  с идеализированной кристаллической

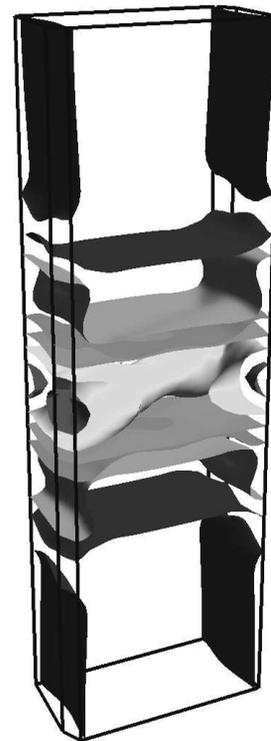


Рис. 4. (Цветной онлайн) Поверхность Ферми для идеализированной кристаллической структуры  $W_{20}O_{58}$

структурой. Соответствующая поверхность Ферми содержит 6 листов. Листы, расположенные вблизи  $\Gamma$ -точки (желтый и красный) имеют явно выраженный трехмерный характер, в то время как остальные листы имеют квазидвумерный характер. Отметим, что плоские зоны на уровне Ферми в направлении  $A-E$  формируют достаточно большие дырочные двумерные карманы по углам зоны Бриллюэна.

**3. Заключение.** С помощью первопринципного DFT-GGA расчета исследовано соединение  $W_{20}O_{58}$  с идеализированной кристаллической структурой. Показано, что, несмотря на большое количество ато-

мов (семьдесят восемь) в элементарной ячейке, основной вклад в состояния вблизи уровня Ферми вносят  $5d$ -состояния атомов вольфрама, находящихся непосредственно вокруг пустот, образованных зигзагообразным расположением октаэдров, имеющих общую грань. Следовательно, именно эти зигзагообразные образования, нарушающие идеальное расположение октаэдров, ответственны за проводимость и другие эффекты, связанные с состояниями вблизи поверхности Ферми. С одной стороны, мы имеем дело со сложной кристаллической структурой с громадной элементарной ячейкой, что обусловлено неупорядоченным расположением некоторых атомов вольфрама, а с другой стороны,  $5d$ -состояния именно этих атомов и определяют низкоэнергетическую физику соединения  $WO_{3-x}$ .

Мы выражаем благодарность С. Г. Овчинникову и М. В. Садовскому за обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта “Эффекты электронных корреляций и многоорбитальная физика в соединениях железа и купратах” # 19-42-240007 (М. М. Коршунов), проекта Российского фонда фундаментальных исследований # 20-02-00011 (И. А. Некрасов, Н. С. Павлов), проекта Российского фонда фундаментальных исследований # 18-02-00281 (И. А. Некрасов, Н. С. Павлов, А. А. Слободчиков), работа Н. С. Павлова и А. А. Слободчиков частично поддержана грантом Президента РФ МК-1683.2019.2. Расчеты были выполнены на суперкомпьютере “УРАН” Института механики и математики УрО РАН.

1. J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **64**, 189 (1986).
2. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
3. М. В. Садовский, *УФН* **178**, 1243 (2008).
4. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 124508 (2011).
5. М. М. Коршунов, *УФН* **184**, 882 (2014).
6. L. A. Bursill and B. G. Hyde, *J. Solid State Chem.* **4**, 430 (1972).
7. W. Sahle and M. Nygren, *J. Solid State Chem.* **48**, 154 (1983).
8. A. Shengelaya, K. Conder, and K. A. Müller, *J. Supercond. Nov. Magn.* **33**, 301 (2020).
9. A. Aird and E. K. H. Salje, *J. Phys. Condens. Matter* **10**, L377 (1998).
10. Y. Kopelevich, R. R. da Silva, and B. C. Camargo, *Physica C: Superconductivity and its Applications* **514**, 237 (2015).
11. S. Reich and Y. Tsabba, *The European Physical Journal B – Condensed Matter and Complex Systems* **9**, 1 (1999).
12. A. Shengelaya and K. A. Müller, *J. Supercond. Nov. Magn.* **32**, 3 (2019).
13. H. Hamdi, E. K. H. Salje, Ph. Ghosez, and E. Bousquet, *Phys. Rev. B* **94**, 245124 (2016).
14. G. A. de Wijs, P. K. de Boer, R. A. de Groot, and G. Kresse, *Phys. Rev. B* **59**, 2684 (1999).
15. P. P. González-Borrero, F. Sato, A. N. Medina, M. L. Baesso, A. C. Bento, G. Baldissera, C. Persson, G. A. Niklasson, C. G. Granqvist, and A. Ferreira da Silva, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 061909 (2010).
16. M. B. Johansson, G. Baldissera, I. Valyukh, C. Persson, H. Arwin, G. A. Niklasson, and L. Österlund, *J. Phys. Condens. Matter* **25**, 205502 (2013).
17. Y. Ping, D. Rocca, and G. Galli, *Phys. Rev. B* **87**, 165203 (2013).
18. A. C. Tsipis and C. A. Tsipis, *J. Phys. Chem. A* **104**, 859 (2000).
19. M. G. Stachiotti, F. Corà, C. R. A. Catlow, and C. O. Rodriguez, *Phys. Rev. B* **55**, 7508 (1997).
20. F. Corà, A. Patel, N. M. Harrison, R. Dovesi, and C. R. A. Catlow, *J. Am. Chem. Soc.* **118**, 12174 (1996).
21. D. B. Migas, V. L. Shaposhnikov, V. N. Rodin, and V. E. Borisenko, *J. Appl. Phys.* **108**, 093713 (2010).
22. F. Wang, C. Di Valentin, and G. Pacchioni, *J. Phys. Chem. C* **115**, 8345 (2011).
23. F. Wang, C. Di Valentin, and G. Pacchioni, *Phys. Rev. B* **84**, 073103 (2011).
24. S. Zh. Karazhanov, Y. Zhang, A. Mascarenhas, S. DebaL, and W. Wang, *Solid State Ion.* **165**, 43 (2003).
25. F. Mehmood, R. Pachter, N. R. Murphy, W. E. Johnson, and Ch. V. Ramana, *J. Appl. Phys.* **120**, 233105 (2016).
26. A. D. Walkingshaw, N. A. Spaldin, and E. Artacho, *Phys. Rev. B* **70**, 165110 (2004).
27. S. Tosoni, C. Di Valentin, and G. Pacchioni, *J. Phys. Chem. C* **118**, 3000 (2014).
28. A. Hjelm, C. G. Granqvist, and J. M. Wills, *Phys. Rev. B* **54**, 2436 (1996).
29. B. Ingham, S. C. Hendy, S. V. Chong, and J. L. Tallon, *Phys. Rev. B* **72**, 075109 (2005).
30. M. N. Huda, Y. Yan, S.-H. Wei, M. M. Al-Jassim, *Phys. Rev. B* **80**, 115118 (2009).
31. F. Corà, M. G. Stachiotti, C. R. A. Catlow, and C. O. Rodriguez, *J. Phys. Chem.* **101**, 3945 (1997).
32. M. N. Huda, Y. Yan, Ch.-Y. Moon, S.-H. Wei, and M. M. Al-Jassim, *Phys. Rev. B* **77**, 195102 (2008).

33. B. Chen, J. Laverock, L. F. J. Piper, A. R. H. Preston, S. W. Cho, A. DeMasi, K. E. Smith, D. O. Scanlon, G. W. Watson, R. G. Egdell, P.-A. Glans, and J.-H. Guo, *J. Phys. Condens. Matter* **25**, 165501 (2013).
34. D. B. Migas, V. L. Shaposhnikov, and V. E. Borisenko, *J. Appl. Phys.* **108**, 093714 (2010).
35. A. Magnéli, *Arkiv för Kemi* **1**, 513 (1949).
36. J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3865 (1996).
37. The Elk Code, <http://elk.sourceforge.net/>.
38. Y. Hinuma, G. Pizzi, Y. Kumagai, F. Oba, and I. Tanaka, *Comput. Mater. Sci.* **128**, 140 (2017).

## Локальные упругие измерения в твердых телах с использованием техники акустического трансформера

В. М. Левин, Е. С. Мороков<sup>1)</sup>, К. А. Валуев

*Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля РАН, 119334 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 сентября 2020 г.

После переработки 11 ноября 2020 г.

Принята к публикации 18 ноября 2020 г.

В работе описан эффект преобразования фокусированного ультразвукового излучения в коллимированные пучки продольных и поперечных волн в объеме полусферического трансформера после преломления на его поверхности. При закреплении полусферы на исследуемом плоскопараллельном объекте сформированные узконаправленные пучки упругих волн, падающие по нормали к поверхности образца, позволяют проводить упругие измерения с минимальными погрешностями, которые могли быть вызваны рефракционными абберациями фокусированного пучка.

DOI: 10.31857/S1234567821010109

Упругие характеристики принадлежат к числу фундаментальных свойств твердых тел. Долгое время объектами упругих исследований были совершенные тела с однородной макро- и мезоструктурой – кристаллы, стекла и т.д. Сегодня наблюдается все возрастающий интерес к структурно-организованным материалам и объектам, характеризующимся как градиентным распределением свойств, так и представляющим собой многофазные системы с резкими межфазными границами. Их изучение и применение требует не только знания интегральных характеристик таких объектов, но и данных о локальных значениях соответствующих свойств и о их распределении по объему образца.

Существует ограниченный круг экспериментальных методик локальных упругих измерений. Как правило, они являются ультразвуковыми и базируются на локальном возбуждении и приеме высокочастотного ультразвука (гиперзвука) и измерении времени его распространения на определенной длине пробега. Локальный характер взаимодействия зондирующего ультразвука с исследуемым объектом обеспечивается либо использованием фокусированных ультразвуковых пучков [1, 2], либо точечным возбуждением локального ультразвука, например, за счет импульсного нагрева в фокальной зоне лазерного пучка пико- и фемтосекундными лазерными импульсами (так называемый лазерный ультразвук [3–5]).

Наиболее эффективной и доступной методикой для измерения локальных значений объемных зву-

ковых скоростей являются импульсные измерения с использованием фокусированного ультразвука [2, 6]. Фокусированный импульс, создаваемый в иммерсионной среде, падает по нормали на плоскопараллельный образец, размещенный вблизи фокальной плоскости пучка. Время задержки между эхо-импульсами от передней поверхности и дна образца, идущими из фокальной перетяжки, позволяет по известной толщине образца находить значение скорости звука в области перетяжки. Эхо-сигналы от дна формируются за счет распространения в образце различных типов упругих волн; соответственно, описываемая техника дает возможность одновременно измерять локальную величину скорости как продольных, так и поперечных волн.

Техника микроакустических измерений использовалась для измерения локальных упругих характеристик в ряде актуальных современных объектов – в графитовых [7] и фуллеритовых [8–11] структурах; в нанокompозитах [12, 13], армированных композитах [14, 15], полимерах с распределенной степенью кристалличности [16], сплавах и керамиках для измерения локальных упругих свойств [17]. В каждом случае имелась своя причина для проведения локальных измерений – малые размеры образцов, принципиальная структурная и механическая неоднородность, нежелательность механической обработки образца и т.д.

Для локальных измерений используются ультразвуковые пучки с небольшими угловыми апертурами  $2\theta_m$ , формирующие в иммерсионной среде протяженные фокальные перетяжки. Формирование отраженных эхо-сигналов осложняется рефракционными эф-

<sup>1)</sup>e-mail: es\_morokov@yahoo.com

фектами на границе иммерсии и образца – преломление увеличивает угловую апертуру входящего пучка и разрушает структуру его фокуса, трансформируя фокус в каустику. Рефракционные aberrации определяют методику прямого применения фокусированного ультразвука для локальных измерений. Методика включает смещение зондирующего пучка в иммерсии по направлению к образцу для локализации параксиального фокуса прошедшего пучка на задней поверхности образца [2, 6]. Для образцов с высокими значениями скорости звука aberrации могут оказаться столь велики, что выполнить требования методики оказывается невозможно геометрически. Для проведения локальных упругих измерений в таких образцах было предложено использовать акустический трансформер – твердую полусферу из достаточно жесткого материала, контактирующую своей плоской поверхностью с передней поверхностью плоского образца [8, 9, 18]. Когда фокус зондирующего пучка в иммерсии совпадает с центром полусферы, зондирующий пучок проходит сферическую поверхность трансформера, не теряя своей пространственной структуры [19]. Его преломление на плоской границе трансформера и образца сопровождается существенно меньшими рефракционными aberrациями, что обеспечивает возможность выполнения локальных упругих измерений. Именно с использованием такой методики были обнаружены рекордные величины продольной скорости звука  $c_L$  в полимеризованных фазах высокого давления фуллерита  $C_{60}$  [8, 9], и выявлено неоднородное распределение  $c_L$  в объеме образцов полимеризованного фуллерита [10].

В работе рассматривается иная возможность использования полусферического трансформера для выполнения локальных упругих измерений. Пространственная структура пучка, заходящего в объем полусферы, многообразна в зависимости от положения точки схода лучей в иммерсии относительно центра сферической поверхности. В частности, при смещении фокуса за пределы полусферы какая-то часть падающих лучей может оказаться параллельной оси падающего пучка и нормальной к поверхности образца [18]. Возможность получения коллинеарного зондирующего пучка малого поперечного сечения представляет особый интерес для выполнения локальных упругих измерений в твердотельных образцах – снимаются принципиальные геометрические ограничения на толщину исследуемых образцов, определяемые необходимостью локализации параксиального фокуса на задней поверхности образца; также убираются неконтролируемые системати-

ческие погрешности, возникающие за счет различия времени прохождения зондирующего импульса через образец для различных угловых компонент сходящегося пучка. В работе теоретически анализируются условия для формирования коллинеарного пучка в трансформере, оценивается степень коллинеарности лучей в таком пучке. Далее, предлагаемая методика проверяется экспериментально в ходе измерений на модельных образцах.

Рассмотрим в лучевом приближении взаимодействие сходящегося ультразвукового пучка с угловой апертурой (половиной угла раскрытия)  $\theta_m$  в иммерсии с твердой полусферой радиуса  $R$ , выполненной из материала со скоростями  $c_L$  и  $c_T$  продольного и поперечного звука соответственно (рис. 1). Заранее

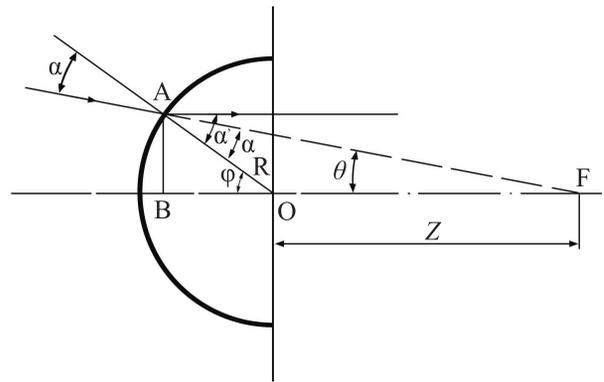


Рис. 1. Ход лучей в полусфере

предполагается, что скорости  $c_L$  и  $c_T$  в полусфере заметно больше скорости звука в иммерсии. Ось падающего пучка нормальна к плоской части поверхности полусферы и проходит через ее центр. Лучи падающего пучка частично отражаются от поверхности, частично заходят в нее, преломляясь на сферической поверхности. Структура преломленного пучка в полусфере определяется позицией  $z$  фокуса падающего пучка относительно центра полусферы. В референтной позиции  $z = 0$  зондирующий пучок проникает в трансформер без искажения хода лучей. При смещении фокуса  $F$  за пределы трансформера ( $z > 0$ ) преломленный луч располагается дальше падающего от оси пучка (рис. 1); при соответствующем смещении  $z = z_s(\theta)$ ,  $s = L, T$ , конус лучей, идущих в падающем пучке под углом  $\theta$  к оси пучка, в результате преломления может трансформироваться в поверхность лучей, параллельных оси пучка и нормальных к границе трансформера с образцом.

Лучи, идущие в падающем пучке под углом  $\theta \leq \theta_m$  к оси, встречают преломляющую поверхность в точке  $A$  под углом  $\alpha$  к нормали, проведенной из

центра сферы в точку преломления, и входят в сферу под углом  $\alpha'$ . Позиция точки А на сфере задается углом наклона нормали  $\varphi$ . Углы  $\alpha$  и  $\varphi$  находятся из треугольника АОФ через радиус сферы  $R$ , смещение фокуса  $z$  и угол наклона падающего луча  $\theta$ :

$$\varphi = \alpha + \theta; \quad \sin \alpha = (z/R) \cdot \sin \theta;$$

откуда

$$\sin \varphi = \frac{z}{R} \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta + \sin \theta \cdot \sqrt{1 - \frac{z^2}{R^2} \cdot \sin^2 \theta}. \quad (1)$$

В результате преломления в трансформере образуются продольные (L) и поперечные волны (Т), направления которых задаются углами преломления  $\alpha'_s$  ( $s = L, T$ ):

$$\sin \alpha'_s = \frac{c_s}{c} \cdot \sin \alpha = \frac{c_s}{c} \cdot \frac{z}{R} \cdot \sin \theta, \quad s = L, T. \quad (2)$$

Преломленные лучи, параллельные оси пучка, формируются при выполнении условия:

$$\alpha'_s = \varphi \quad (\text{или} \quad \sin \alpha'_s = \sin \varphi). \quad (3)$$

Сдвиг фокуса  $z_s(\theta)$ , необходимый для трансформации конуса  $\theta$  падающих лучей в поверхность преломленных лучей, продольных ( $s = L$ ) или поперечных ( $s = T$ ), параллельных оси пучка, находится из условия (3) с использованием выражений (1) и (2):

$$z_s(\theta) = \frac{R}{(c_s/c) - 1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \{(c/c_s)/(1 - c/c_s)\}^2 \cdot \sin^2 \theta}}. \quad (4)$$

Для упругих измерений используются пучки с небольшими угловыми апертурами  $\theta_m$ : обычно  $\theta_m \sim 8^\circ \div 15^\circ$ , реже до  $30^\circ$ . Полусферы для трансформеров изготавливаются из материалов со скоростями звука  $c_L$  и  $c_T$ , заметно большими скорости звука в иммерсии  $c$ :  $c_L \sim 6$  км/с,  $c_T \sim 3-4$  км/с (сталь, плавленный кварц и др.), тогда как  $c \leq 1.5$  км/с (вода, ртуть, спирт и т.д.). В этих условиях значения смещения  $z_s(\theta)$  фокуса зондирующего пучка, требуемого для формирования преломленных лучей, параллельных оси системы, оказываются близкими для всех угловых компонент зондирующих пучков. В качестве стандартного используется смещение, при котором коллинеарный преломленный пучок формируется для параксиальных лучей  $\theta \approx 0$ :

$$z_s(\theta) \approx z_s(\theta = 0) = z_{s0} = \frac{R}{(c_s/c) - 1}, \quad s = L, T. \quad (5)$$

После выбора позиции фокуса в падающем пучке остается вопрос о структуре прошедшего пучка на

выходе его из трансформера. Фронт пучка на задней границе полусферы определяется величинами фазового сдвига  $\Psi(\theta)$  на ней для разных угловых компонент  $\theta$  падающего пучка. Из геометрических соображений угловая зависимость фазы  $\Psi(\theta)$  на плоской границе полусферы имеет вид:

$$\Psi(\theta) = \Psi_0 - \frac{2\pi f}{c} \cdot R \cdot \frac{\sin \varphi(\theta)}{\sin \theta} + \frac{2\pi f}{c_s} \cdot R \cdot \frac{\cos \varphi(\theta)}{\cos[\alpha'(\theta) - \varphi(\theta)]}, \quad (6)$$

где  $\Psi_0$  – величина фазы в фокусе падающего пучка,  $f$  – частота зондирующего ультразвука,  $R$  – радиус полусферы,  $\varphi(\theta)$  и  $\alpha'(\theta)$  – углы, определяемые выражениями (1)–(2). Для выбранного смещения фокуса (5) можно показать, что при таком выборе угловая зависимость фазы  $\Psi$  имеет при  $\theta = 0$  стационарную точку высокого порядка – разложение  $\Psi(\theta)$  по малой величине  $\sin \theta$  начинается с членов 4-го порядка:

$$\Psi(\theta) \approx \Psi(\theta = 0) + \frac{2\pi f \cdot R}{c_s} \cdot B_s \cdot \sin^4 \theta + O(\sin^5 \theta), \quad (7)$$

где  $\Psi(x = 0)$  – значение фазы на задней границе для параксиальных лучей;  $B_s = \frac{1}{4} \cdot (c/c_s)^2 \cdot \frac{1 - \frac{3}{2} \cdot c/c_s}{(1 - c/c_s)^4}$  – коэффициент, зависящий от поляризации ( $s = L, T$ ) преломленного пучка. Для используемых материалов (сталь, плавленный кварц) величины коэффициентов  $B_s$  невелики:  $B_L \approx 0.03$  для продольных волн и  $B_T \sim 0.1$  для поперечных. Максимальный фазовый сдвиг  $\Delta\Psi$  возникает между фазой  $\Psi(\theta = \theta_m)$  лучей, ограничивающих апертуру зондирующего пучка, и фазой параксиальных лучей  $\Psi(\theta = 0)$ :

$$\Delta\Psi_m \equiv \Psi(\theta = \theta_m) - \Psi(\theta = 0) \approx \frac{2\pi f \cdot R}{c_s} \cdot B_s \cdot \sin^4 \theta_m. \quad (8)$$

Сдвиг пропорционален радиусу полусферы  $R$  и существенно зависит от апертуры  $\theta_m$  зондирующего пучка. Для  $R \sim (2-3)$  мм и обычных апертур  $\theta_m \sim 8^\circ - 15^\circ$  сдвиг фазы оказывается порядка  $2\pi/1000$  для продольных волн и порядка  $2\pi/100$  для поперечных. С увеличением апертуры фазовые aberrации на фронте выходящего пучка возрастают, оставаясь, тем не менее, приемлемыми для использования таких пучков в локальных измерениях. При таком разбросе фазы по фронту преломленного пучка на выходе из трансформера зондирующий пучок, входящий в образец, соответствует по своим параметрам плоским пучкам, с точностью измерений порядка 0.1%. Стоит отметить, что точность измерений сходящихся пучками равна 2–3%, которая обусловлена разницей времени распространения от излучателя до мишени и обратно вдоль лучей, различающихся углом наклона к оси пучка. Это сравнение демонстри-

рует выигрыш в точности локальных измерений при использовании трансформера.

Таким образом, падающий пучок порождает в объеме полусферы почти коллинеарные зондирующие пучки продольных и поперечных волн с диаметрами поперечных сечений  $D_s$ , пропорциональными радиусу трансформера  $R$  и угловой апертуре падающего пучка  $\theta_m$ :

$$D_s(\theta) = \frac{2R}{1 - (c/c_s)} \cdot \sin \theta_m, \quad s = L, T. \quad (9)$$

Телескопический ход лучей при использовании полусфер малого радиуса оказывается идеальным для локальных упругих измерений – параллельный пучок падает по нормали к поверхности образца и образует эхо-сигналы от его поверхности и дна, неискаженные фазовыми набегами, возникающими при преломлении наклонно падающих лучей. Локальность измерений определяется, в первую очередь, диаметрами  $D_L$  и  $D_S$  коллимированных пучков в трансформере. Квазиколлимированные зондирующие пучки продольных и поперечных волн имеют различную пространственную структуру. Лучи в пучке продольных волн при  $z = z_L$  равномерно распределены по поперечному сечению пучка, так как в его формировании на сферической поверхности трансформера принимают участие в равной мере все лучи падающего пучка. В центральной части пучка поперечных волн при  $z = z_T$  лучи отсутствуют, так как конверсии мод для приосевых лучей, падающих по нормали к сферической границе трансформера, при преломлении не происходит. Соответственно, отраженные эхо-сигналы для поперечных волн имеют меньшую амплитуду, чем для продольных.

Верификация метода выполнялась на импульсном акустическом микроскопе SIAM-2010 (ИБХФ РАН) с применением линзы на рабочей частоте 50 МГц с угловой апертурой  $\theta_m = 30^\circ$  и фокусным расстоянием  $F = 3.75$  мм. Подробное описание микроскопа представлено в работе [16]. В качестве трансформера использовались кварцевые полусферы диаметром 1.7 мм и высотой 0.85 мм. Скорости продольных и поперечных волн в материале трансформера равны  $c_L = 5500$  м/с и  $c_T = 3200$  м/с соответственно. Методика опробовалась при измерении скорости звука в стеклянных пластинках (предметных стеклах) толщиной  $d = 1.1$  мм. Характерные для стекла скорости звука лежат в диапазонах 4–6 км/с для продольных волн и 2.5–4 км/с для поперечных. В качестве иммерсии использовалась вода ( $c = 1.49$  км/с).

Зондирующее излучение формировалось в виде ультракоротких (1.5–2 колебания) импульсов фоку-

сированного ультразвука. Положение фокуса зондирующего пучка регулировалось за счет перемещения фокусирующей системы по вертикали, описываемого координатой  $z$ . Фокусирующей системой регистрировались осциллограммы эхо-сигналов, возникающих при отражении зондирующего импульса в системе иммерсия-полусфера-образец, для выбранного набора положений фокуса на оси системы. Эволюция структуры эхо-сигнала при смещении фокуса зондирующего пучка по оси  $z$  прослеживается на  $V(z, t)$  сканах (рис. 2). На таких сканах величина регистрируемого сигнала при некотором положении  $z$  фокуса пучка в определенный момент  $t$  наблюдения отображается в виде градации серого для точки в системе координат  $(z, t)$ . Эхо-импульсы отображаются на  $V(z, t)$  сканах в виде 2–3 чередующихся узких полос белого и черного цвета, отображающих синусоидальную форму отдельного эхо-импульса. Для удобства наблюдения за их эволюцией такие сканы строятся в координатах  $(z, t - 2(z - z_0)/c)$ , отсчет смещения  $z$  производился вверх и вниз из положения  $z_0$ , когда фокус линзы совпадал с центром сферы. Временной вычит  $2(z - z_0)/c$  для каждого эхо-импульса обеспечивает его неизменное положение на временной шкале  $V(z, t)$ -скана (рис. 2); соответственно, полосы, отвечающие импульсам, представляются в виде горизонтальных линий.

На рисунке 2 представлен  $V(z, t - 2(z - z_0)/c)$  скан для кварцевой полусферы радиусом  $R = 0.85$  мм, а также эхограммы, полученные при разных положениях фокуса зондирующего пучка – на вершине полусферы (A1), в ее центре (A2), и, наконец, при смещениях  $z_L = 0.3$  мм (A3) и  $z_T = 0.6$  мм (A4), соответствующих формированию в трансформере коллимированных пучков продольных и поперечных волн соответственно. Эхо-сигнал В, отраженный от вершины полусферы, формируется осевыми компонентами пучка и регистрируется вне зависимости от смещения фокуса линзы. Остальные эхо-импульсы возникают и исчезают при определенных положениях фокуса. Особенности формирования эхо-сигналов при выделенных положениях фокуса зондирующего пучка показаны на эхограммах в центральной части рис. 2; здесь же справа показан ход лучей в системе трансформер – образец. Эхо-сигнал L, формируемый продольными волнами при отражении от плоской границы трансформера и образца регистрируется линзой при совмещении фокуса с центром сферы. В таком положении наблюдаются переотраженные эхо-сигналы в объеме полусферы. При смещении фокуса L-сигнал, сформированный сходящимися лучами продольных волн, плавно трансформируется в

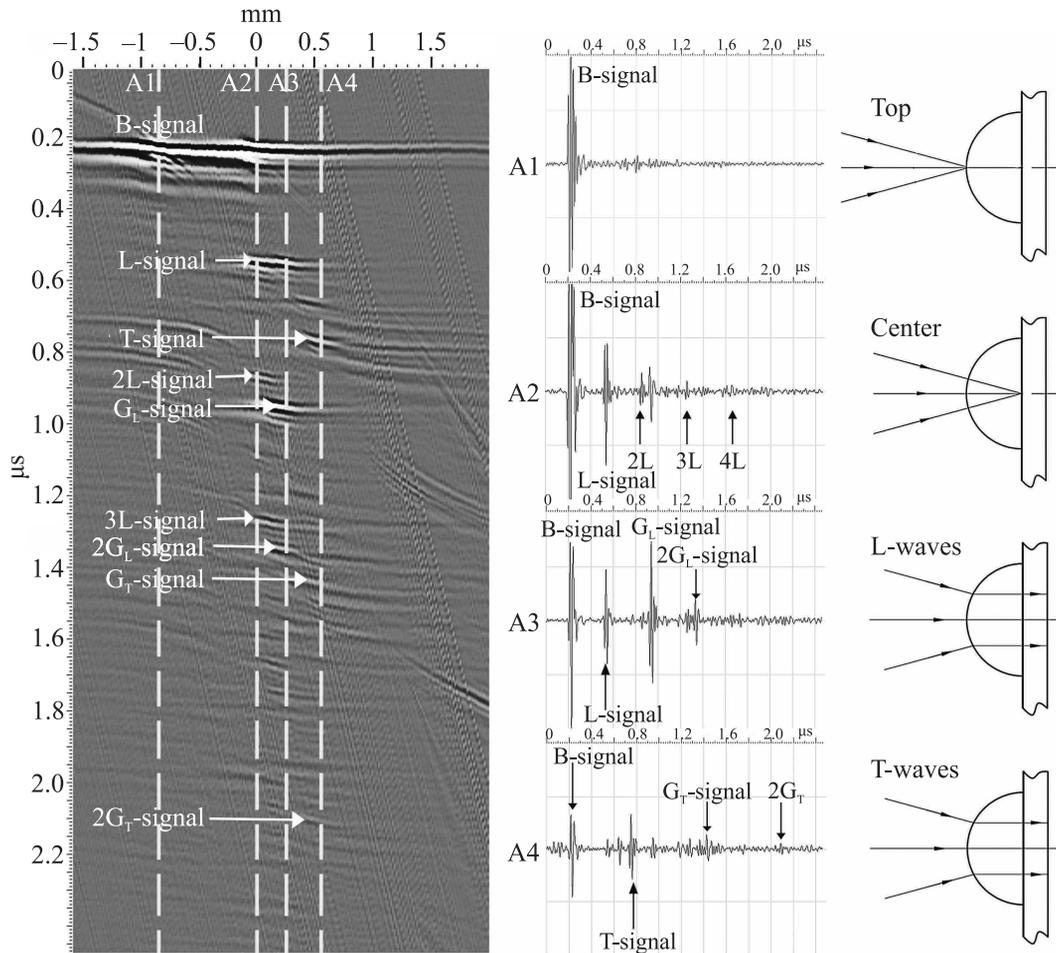


Рис. 2.  $V(z, t)$  скан для кварцевой полусферы радиусом 0.85 мм и эхограммы при разных положениях фокуса линзы: на верхушке полусферы (A1), в центре сферы (A2) и при смещении на величины  $z_L$  (A3) и  $z_T$  (A4), когда достигается ход коллимированных пучков лучей продольных и поперечных волн соответственно

эхо-сигнал, образованный отражением коллинеарного пучка продольных волн от границы трансформера и пластинки. В положении  $z_L$  коллинеарный пучок продольных волн эффективно проникает в объем образца; его отражение от его дна образца порождает эхо-сигналы  $G_L$  и  $2G_L$ , обусловленные одинарным и двойным прохождением продольных волн через толщину пластинки. Временной интервал  $\tau_{GL}$  между L и  $G_L$  (или  $G_L$  и  $2G_L$ ) представляет время пробега продольного звука туда-обратно через образец. Величина этого интервала позволяет, по известной толщине  $d$  образца, определить локальное значение скорости продольной волны в пластинке  $c_{GL}$ :  $c_{GL} = 2d/\tau_{GL}$ . В эксперименте измеренное время пробега  $\tau_{GL} = 394$  нс дает для пластинки  $d = 1.1$  мм значение  $c_{GL} = 5640$  м/с, близкое к ожидаемому.

При смещении линзы в положение  $z_T$  (случай A4 на рис. 2) в теле трансформера образуется квазикол-

лимированный пучок поперечных волн. Наблюдается эхо-сигнал T, формируемый таким пучком при отражении на границе трансформера и пластинки, и эхо-сигналы  $G_T$  и  $2G_T$  от задней границы пластинки, обусловленные одинарным и двойным прохождением поперечных волн. Указанные сигналы используются для измерения скорости поперечного звука в образце. Временной интервал  $\tau_{GT}$  между T и  $G_T$  (или  $G_T$  и  $2G_T$ ) импульсами составляет 672 нс, что соответствует значению скорости поперечных волн  $c_{GT} = 3300$  м/с.

**Заключение.** В работе предложена ультразвуковая методика локальных упругих измерений, основанная на использовании фокусированного высокочастотного ультразвука и трансформации фокусированного зондирующего пучка на поверхности полусферического трансформера в узкие коллимированные пучки продольных и поперечных упругих

волн, входящих по нормали в объем изучаемого образца. Описан ход лучей в объеме трансформера, получены выражения, определяющие положения фокуса падающего пучка, при которых в трансформере образуются квазиколлимированные пучки упругих волн различной поляризации и реализуется телескопический режим для локальных упругих измерений. Телескопический режим измерений был экспериментально реализован с применением кварцевой и стальных полусфер разного диаметра. Экспериментально показана эффективность предложенного метода локальных упругих измерений – методика успешно использовалась для определения локальных значений скоростей звука в областях диаметром 1–2 мм на поверхности образца.

Работа выполнена за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 19-32-90246), а также при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект # 1201253306).

1. G. A. D. Briggs and O. V. Kolosov, *Acoustic Microscopy*, Oxford University Press, N.Y. (2010).
2. K. V. Zakutailov, V. M. Levin, and Yu. S. Petronyuk, *Inorganic Materials* **46**, 1635 (2010).
3. В. Э. Гусев, А. А. Карабутов, *Лазерная оптоакустика*, Наука, М. (1991).
4. A. Lomonosov, A. P. Mayer, and P. Hess, *Modern Acoustical Techniques for the Measurement of Mechanical Properties*, ed. by M. Levy, H. E. Bass, and R. Stern, Academic Press, Boston (2001), v. 39, ch. 3, p. 65.
5. O. Matsuda, M. C. Larciprete, R. L. Voti, and O. B. Wright, *Ultrasonics* **56**, 3 (2015).
6. A. A. Goryunov, V. M. Levin, Yu. S. Petronyuk, and K. V. Zakutailov, *Acoustical Imaging* **31**, 230 (2012).
7. Yu. S. Petronyuk and V. M. Levin, *Crystallography Reports* **50**, 690 (2005).
8. В. Д. Бланк, В. М. Левин, В. М. Прохоров, С. Г. Буга, Г. А. Дубицкий, Н. П. Серебряная, *ЖЭТФ* **114**, 1365 (1998).
9. V. M. Levin, V. D. Blank, V. M. Prokhorov, Ja. M. Soifer, and N. P. Kobelev, *J. Phys. Chem. Solids* **61**, 1017 (2000).
10. S. Berezina, V. Blank, V. Levin, and V. Prokhorov, *Ultrasonics* **38**, 327 (2000).
11. V. M. Prokhorov, E. S. Morokov, and D. A. Ovsyanikov, *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics* **12**, 85 (2019).
12. V. Levin, Yu. Petronyuk, E. Morokov, L. Chernozatonskii, P. Kuzhir, V. Fierro, A. Celzard, M. Mastrucci, I. Tabacchioni, S. Bistarelli, and S. Bellucci, *Phys. Status Solidi B* **253**, 1952 (2016).
13. V. Levin, E. Morokov, Yu. Petronyuk, A. Cataldo, S. Bistarelli, F. Micciulla, and S. Bellucci, *Polym. Eng. Sci.* **57**, 697 (2017).
14. L. Wang, *Ultrasonics* **37**, 283 (1999).
15. Yu. S. Petronyuk, V. M. Levin, S. Liu, and Z. Qianlin, *Mat. Sci. Eng. A* **412**, 93 (2005).
16. E. S. Morokov, V. A. Demina, N. G. Sedush, K. T. Kalinin, E. A. Khramtsova, P. V. Dmitryakov, A. V. Bakirov, T. E. Grigoriev, V. M. Levin, and S. N. Chvalun, *Acta Biomater.* **109**, 61 (2020).
17. L. I. Podzorova, S. A. Titov, A. A. Plychyova, N. A. Mikhaylina, O. I. Penkova, V. M. Levin, and E. S. Morokov, *Inorganic Materials: Applied Research* **7**, 74 (2016).
18. S. Berezina and I. Turek, *Acta Physica Slovaca* **46**, 677 (1996).
19. K. I. Maslov, P. V. Zinin, I. Lobkis, and T. Kundu, *J. Microsc.* **178**, 125 (1995).



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

**том 113**

Выпуск 2

25 января 2021

*Журнал издается под руководством  
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора

Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

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

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

---

© Российская академия наук, 2021

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



# Синхротронное излучение радио-гамма-излучения и нейтринное излучение от протон-протонных взаимодействий в активных ядрах галактик

А. Неронов<sup>+\*1)</sup>, Д. Семикоз<sup>+×◦1)</sup>

<sup>+</sup> *Université de Paris, CNRS, Astroparticule et Cosmologie, F-75006 Paris, France*

<sup>\*</sup> *Astronomy Department, University of Geneva, 1290 Versoix, Switzerland*

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

<sup>◦</sup> *National Research Nuclear University МЕРФИ (Moscow Engineering Physics Institute), 115409 Moscow, Russia*

Поступила в редакцию 12 ноября 2020 г.

После переработки 25 ноября 2020 г.

Принята к публикации 29 ноября 2020 г.

Мы исследуем возможное физическое происхождение корреляции между радиоволнами и излучением нейтрино очень высоких энергий в активных галактических ядрах (АЯГ), что подтверждается недавно опубликованными доказательствами корреляции между направлениями прибытия нейтрино и положением самых ярких АЯГ в радиодиапазоне. Мы показываем, что такая корреляция ожидается, если и электроны, излучающие синхротрон, и нейтрино происходят от распадов заряженных пионов, образовавшихся в протон-протонных взаимодействиях в релятивистской струе парсекового масштаба, распространяющейся через среду вблизи АЯГ.

DOI: 10.31857/S1234567821020014

Телескоп IceCube обнаружил сигнал астрофизических нейтрино неопределенного происхождения в диапазоне очень высоких энергий от ТэВ до 10 ПэВ [1, 2]. Нейтрино с такими энергиями могут генерироваться в галактике Млечный Путь [3, 4] и во внегалактических источниках, таких как активные ядра галактик (АЯГ) [5–9]. Данные IceCube предполагают, что в сигнале [2] могут присутствовать несколько спектральных компонент. Низкая статистика нейтринного сигнала и умеренное угловое разрешение IceCube затрудняют определение класса источника, ответственного за нейтринный сигнал.

Модели рождения нейтрино в АЯГ традиционно предполагают, что поток нейтрино генерируется при распаде заряженных пионов, образованных взаимодействием протонов высокой энергии, ускоренных вблизи сверхмассивной черной дыры или в релятивистской струе, выброшенной черной дырой. Этот процесс также неизбежно производит электроны и с энергиями, сопоставимыми с энергиями нейтрино. Следовательно, естественно ожидать, что нейтринно-яркие АЯГ также должны быть одинаково  $\gamma$  яркими [5–9]. Тонкость этого аргумента состоит

в том, что, в отличие от нейтрино, которые выходят непосредственно из источника АЯГ,  $\gamma$  и электроны не выходят напрямую. Вместо этого они могут инициировать развитие электромагнитного каскада в источнике [5, 10]. Каскад передает мощность электромагнитного излучения в более низкий энергетический диапазон. В результате теряется однозначная связь между нейтрино и  $\gamma$  power. Кроме того, традиционные модели активности АЯГ также учитывают сигнал от электронов, ускоренных в струях.  $\gamma$  испускание “лептонного” происхождения может быть намного сильнее, чем “адронного” происхождения. Фактически, взаимная корреляция направлений прихода нейтрино с положением  $\gamma$  излучающего АЯГ дает отрицательный результат и указывает на то, что  $\gamma$  самые яркие АЯГ не ответственны за астрофизический поток нейтрино [11, 12].

“Адронные” модели высокоэнергетической активности АЯГ традиционно предполагают, что протоны в основном взаимодействуют с фотонами низкой энергии, присутствующими в источнике АЯГ [5, 10, 6]. Этот процесс характеризуется высоким энергетическим порогом образования пионов. Только протоны с энергией, превышающей 1–10 ПэВ, могут производить нейтрино,  $\gamma$  и электроны во взаимодействии с оптическим ультрафиолетовым фоновым из-

<sup>1)</sup> e-mail: andrii.neronov@apc.in2p3.fr;  
dmitry.semikoz@apc.in2p3.fr

лучением фотонов, создаваемым аккреционным потоком. Электроны и  $\gamma$ , генерируемые этим процессом, имеют энергию в диапазоне 10–100 ТэВ. Электроны с такими энергиями не производят синхротронного излучения в радиодиапазоне, и нет особых причин ожидать сильной корреляции между нейтрино VHE и радиосинхротронным потоком.

Ниже мы рассмотрим альтернативный сценарий образования нейтрино [7, 8]. В этом сценарии протоны высокой энергии взаимодействуют с протонами низкой энергии из околоядерных областей вокруг центрального двигателя АЯГ. Этот процесс характеризуется энергетическим порогом в диапазоне ГэВ, и нейтрино,  $\gamma$  и электроны, возникающие в результате этого процесса, имеют энергию до 100 МэВ. Электроны таких энергий генерируют радиосинхротронное излучение. Это может объяснить корреляцию потока радио-нейтрино, предложенную анализом [13, 14], где наблюдалась корреляция между направлениями прихода астрофизических нейтрино и радио ярких АЯГ.

Рассмотрим пучок протонов высоких энергий, который выбрасывается в струю с раскрывающимся телесным углом  $\Omega$  вблизи ядра АЯГ. Предполагается, что распределение протонов высоких энергий следует степенному закону

$$dN_p/dE \propto E^{-p} \quad (1)$$

с наклоном  $p$ , близким к 2 – 2.5, ожидаемым из процесса ударного ускорения и согласующимся с наклоном астрофизического нейтринного сигнала [2].

Пучок распространяется через “околоядерную” среду АЯГ. Скорее всего, струя вылетает через воронку с низкой плотностью в направлении оси вращения черной дыры [15]. Профиль плотности воронки следует степенному закону как функция расстояния  $r$

$$n(R) = n_0 \left( \frac{r}{R_g} \right)^{-\gamma}, \quad (2)$$

где  $R_g = G_N M \simeq 1.5 \times 10^{13} [M/10^8 M_\odot]$  см – гравитационный радиус центральной черной дыры с массой  $M$  и  $G_N$  – постоянная Ньютона. Индекс степенного закона  $\gamma$  может изменяться в широких пределах.  $\gamma = 1/2$  соответствует радиационно неэффективным аккреционным потокам [16],  $\gamma = 3/2$  для сферически симметричной аккреции Бонди [17],  $\gamma = 2$  в ветрах от аккреционных потоков [18].

Оптическая толщина аккрецирующего материала по отношению к протон-протонным взаимодействиям определяется размером области взаимодействия, плотностью материала и сечением неупругого  $pp$ -взаимодействия  $\sigma_{pp} \sim 3 \times 10^{-26}$  см<sup>2</sup>:

$$\begin{aligned} \tau_{pp} &= \sigma_{pp} \int_{R_g}^r n(r') dr' = \frac{\sigma_{pp} n_0 R_g}{1 - \gamma} \left[ \left( \frac{r}{R_g} \right)^{1-\gamma} - 1 \right] \simeq \\ &\simeq 1 \left[ \frac{n_0}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right] \left[ \frac{M}{10^8 M_\odot} \right]^{1/2} \left[ \frac{r}{1 \text{ пк}} \right]^{1/2} \quad (3) \end{aligned}$$

(мы предполагаем  $\gamma = 1/2$  в этой и последующих численных оценках). Интеграл накапливается на нижнем пределе  $r$ , если  $\gamma < 1$ , например, в случае ветрового профиля плотности с  $\gamma = 2$ .

Протон-протонные взаимодействия приводят к образованию и распаду нейтральных и заряженных пионов. Спектры  $\gamma$ , электронов и нейтрино, образующихся в распадах пионов, могут быть рассчитаны с использованием ряда общедоступных программ, обеспечивающих параметризацию дифференциальных сечений образования [19–22]. На рисунке 1 показаны спектры  $\gamma$  и нейтрино при рождении и распаде пионов в  $pp$ -взаимодействиях, рассчитанные с использованием параметризации [20] при энергиях ниже 10 ГэВ и [22] при энергиях выше 10 ГэВ. Мы используем такую комбинацию, потому что эти два разных параметра специально настроены для диапазонов низких и высоких энергий. Параметры [20], доступные в публичной библиотеке *cparmlib*, явно игнорируют первичные протоны с энергией выше 400 ТэВ. Напротив, параметризация [22] верна для протонов с энергиями выше 4 ГэВ. Наклоны протонных спектров равны  $p = 2.5$  для случая NRAO 530,  $p = 2.4$  для OR103,  $p = 2.3$  для 3C 279 и  $p = 2.2$  для PKS 2145 + 067.

Спектры нейтрино и  $\gamma$  от распадов  $\pi^0$  и  $\pi^\pm$  являются степенными законами обрезанного типа с аналогичной нормировкой и наклонами, близкими к наклону родительского спектра протонов высоких энергий.

Спектры нейтрино отдельных источников вряд ли можно измерить, так как каждый источник дает не более одного нейтрино в IceCube. Статистику необходимо собирать из совокупности источников [62]. Этот подход фактически был принят при анализе корреляции нейтрино и потока радиоизлучения [13, 14].

Спектры  $\gamma$ , показанные на рис. 1, модифицированы эффектом ослабления на внегалактическом фоновом свете [63] (на рисунке не показан). Это относительно хорошо рассчитываемая модификация спектра  $\gamma$ . Ожидается еще одна модификация спектра  $\gamma$  рождением пар из-за развития электромагнитного каскада в поле излучения источника. Количественное предсказание этого эффекта на спектр вряд ли возможно, потому что для этого требуется знание

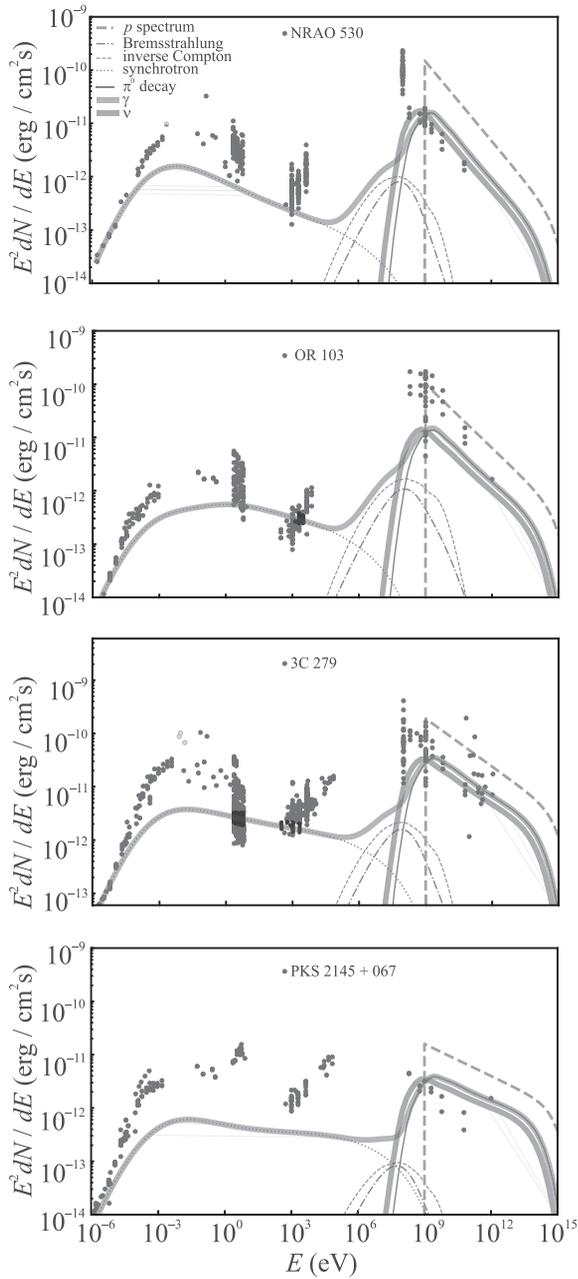


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры нейтринного (синий) и электромагнитного (красный) излучения от  $pp$  взаимодействий. Точки данных показывают спектральное распределение энергии электромагнитного излучения от PKS 2145 + 067, NRAO 530, 3C 379 и OR 103 (сверху вниз), полученное с помощью <https://tools.ssdc.asi.it/SED/>. Данные для NRAO 530 взяты из [23–39]. Данные для OR 103 из [25, 26, 29–34, 36–48]. Для PKS 2145 + 067 данные из [25–51]. Для 3C 279 данные из [23–41, 43, 44, 46, 49–61]

спектральных свойств зависящих от расстояния фонов мягких фотонов в источнике в широком диапа-

зоне расстояний, от окрестности черной дыры до расстояний в масштабе парсек.

Помимо  $\gamma$  и нейтрино, рождение и распад пионов также приводят к образованию электронов, которые не поддаются прямому обнаружению, но вносят вклад в светимость источника, когда теряют энергию через один из механизмов радиационного охлаждения: синхротронное излучение, обратное комптоновское рассеяние и тормозное излучение.

Сила и спектральные характеристики обратного комптоновского излучения определяются одним и тем же зависящим от расстояния мягким фотонным фоном в источнике, который трудно установить. Обратное комптоновское рассеяние является существенной частью электромагнитного каскадного процесса, поддерживаемого образованием пар  $\gamma\gamma$ , преобразующих  $\gamma$  в электроны и позитроны, и обратным комптоновским рассеянием, регенерирующим  $\gamma$ .

Количественная оценка влияния обратного комптоновского рассеяния на электроны может быть получена в режиме Томсона ниже энергетического порога электромагнитного каскада. В этом режиме мощность обратной комптоновской эмиссии определяется плотностью энергии фонового излучения мягких фотонов, обеспечивающего затравочные фотоны для комптоновского рассеяния. Предполагая, что часть  $\kappa_{\text{rad}}$  излучения от центрального источника светимости  $L \sim 10^{45}$  эрг/с рассеивается в среде, можно найти, что плотность фотонного фона, вносящая вклад в обратное комптоновское рассеяние на расстоянии  $r$ :  $U_{\text{rad}} \sim \kappa_{\text{rad}} L / (4\pi r^2)$

$$U_{\text{rad}} \simeq 2 \times 10^8 \kappa_{\text{rad}} \left[ \frac{L}{10^{45} \text{ эрг/с}} \right] \left[ \frac{r}{1 \text{ пк}} \right]^{-2} \frac{\text{эВ}}{\text{см}^3}. \quad (4)$$

Электроны с энергией  $E_e$  теряют энергию при обратном комптоновском рассеянии на шкале времени

$$t_{\text{ics}} \simeq \frac{3m_e^2}{4U_{\text{rad}} E_e} \simeq \frac{2 \times 10^9}{\kappa_{\text{rad}}} \left[ \frac{L}{10^{45} \text{ эрг/с}} \right]^{-1} \left[ \frac{r}{1 \text{ пк}} \right]^2 \left[ \frac{E_e}{10^8 \text{ эВ}} \right]^{-1} \text{ с}. \quad (5)$$

Если типичная энергия фотонов низкоэнергетического фонового фона составляет  $\epsilon \sim 10$  эВ (например, ультрафиолетовое излучение аккреционного диска, рассеянное в области широкой линии), то режим Томсона комптоновского рассеяния применяется к электронам, производящим  $\gamma$  с энергиями ниже

$$E_{\gamma, T} = \frac{m_e^2}{\epsilon} \simeq 25 \left[ \frac{\epsilon}{10 \text{ эВ}} \right]^{-1} \text{ ГэВ}. \quad (6)$$

Для таких электронов относительная важность синхротронных и обратных комптоновских потерь опре-

деляется соотношением плотностей энергии магнитного поля и излучения. На рисунке 1 показан результат расчета синхротронного и обратного комптоновского излучения электронов распада пиона, рассчитанный с использованием кода [64] для центрального источника с  $L = 10^{45}$  эрг/с, температурой  $T = 1.4 \times 10^5$  К и радиусом  $R_* = 3 \times 10^{13}$  см. Интересно отметить, что код [64] был первоначально разработан для описания взаимодействия пульсарного ветра с излучением и ветром массивной звезды. Фактически изменение параметров (яркость центрального источника, центральная плотность и наклон радиального профиля вещества) могут быть непосредственно использованы для описания распространения протонного пучка через среду АЯГ.

Помимо комптоновского рассеяния, электроны также страдают от синхротронных потерь энергии. Его важность определяется силой магнитного поля. Оценка магнитного поля может быть получена из аргумента равномерного распределения. Предполагая, что плотность энергии магнитного поля составляет долю  $\kappa_m$  плотности кинетической энергии вещества на расстоянии  $R$ , движущемся со скоростями, близкими к шкале скорости свободного падения  $v \sim \sqrt{R_g/r}$ , можно найти

$$B = \left( \frac{8\pi\kappa_m n_0 R_g^{\gamma+1}}{r^{\gamma+1}} \right)^{1/2} \simeq 0.1 \left[ \frac{\kappa_m}{0.01} \right]^{1/2} \quad (7)$$

$$\left[ \frac{M}{10^8 M_\odot} \right]^{3/4} \left[ \frac{r}{1 \text{ пк}} \right]^{-3/4} \left[ \frac{n_0}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right]^{1/2} \text{ Г},$$

где мы снова использовали  $\gamma = 1/2$  для численной оценки.

Скорость потери энергии синхротроном определяется плотностью энергии магнитного поля

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} \simeq 3 \times 10^8 \left[ \frac{\kappa_m}{0.01} \right] \quad (8)$$

$$\left[ \frac{M}{10^8 M_\odot} \right]^{3/2} \left[ \frac{r}{1 \text{ пк}} \right]^{-3/2} \left[ \frac{n_0}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right] \text{ эВ/см}^3.$$

Относительная важность синхротронных и обратных комптоновских потерь в режиме Томсона определяется соотношением плотностей энергии магнитного и радиационного полей,  $U_B/U_{\text{rad}}$ .

На рисунке 1 показан спектр синхротронного излучения электронов распада пиона, рассчитанный для радиального профиля магнитного поля  $B = 0.05[r/1 \text{ пк}]^{-3/4}$  Г (панели 3С279, NRAO 530 и PKS 2145 + 067) или  $B = 0.025[r/1 \text{ пк}]^{-3/4}$  Г (панель OR 103), что соответствует  $\kappa_m \sim 0.005$  для центральной плотности  $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и радиального профиля с  $\gamma = 1/2$ .

Вторичные электроны от распадов пионов могут остыть из-за синхротрона и обратных комптоновских потерь (подробности расчета см. в [64]). Спектр инжекции электронов, образующихся при распадах пионов, точно соответствует спектрам фотонов и нейтрино. Он также имеет наклон, подобный наклону спектра родительских протонов, и обрезание высоких энергий, близкое к границам нейтрино и спектров  $\gamma$ . Подобно  $\gamma$  и спектру нейтрино, электронный спектр имеет низкоэнергетическое обрезание около порога образования пионов, несколько ниже 100 МэВ.

Синхротронные фотоны, произведенные электронами с энергией  $E_e$ , имеют энергию

$$\epsilon_s = \frac{eBE_e^2}{m_e^3} \simeq 5 \times 10^{-5} \left[ \frac{\kappa_m}{0.01} \right]^{1/2} \left[ \frac{M}{10^8 M_\odot} \right]^{3/4} \quad (9)$$

$$\left[ \frac{r}{1 \text{ пк}} \right]^{-3/4} \left[ \frac{n_0}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right]^{1/2} \left[ \frac{E_e}{10^8 \text{ эВ}} \right]^2 \text{ эВ}.$$

Если спектр электронов следует степенному закону на семь порядков по энергии от  $10^8$  до  $10^{15}$  эВ, ожидается, что спектр синхротрона будет распространяться на как минимум четырнадцать порядков по энергии до  $\epsilon_s \simeq 5[B/0.1 \text{ Г}] [E_e/10^{15} \text{ эВ}]^2$  ГэВ от радиодиапазона до диапазона  $\gamma$ .

Время остывания за счет синхротрона

$$t_s = \frac{3m_e^4}{4e^4 B^2 E_e} \simeq 2 \times 10^8 \left[ \frac{\kappa_m}{0.01} \right]^{-1} \left[ \frac{M}{10^8 M_\odot} \right]^{-3/2} \quad (10)$$

$$\left[ \frac{r}{1 \text{ пк}} \right]^{3/2} \left[ \frac{n_0}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right]^{-1} \left[ \frac{E_e}{10^8 \text{ эВ}} \right]^{-1} \text{ с}.$$

Сравнивая время охлаждения синхротрона с динамической шкалой времени  $t_{\text{esc}} = r/c \simeq 10^8 [r/1 \text{ пк}]$  с, мы находим, что электроны с энергией 100 МэВ, происходящие от распадов пионов, эффективно охлаждаются в диапазоне расстояний, где  $t_s < t_{\text{esc}}$ , т.е. в пределах расстояния

$$r_s = 1 \left[ \frac{\kappa_m}{0.01} \right]^{1/2} \left[ \frac{M}{10^8 M_\odot} \right]^{3/4} \quad (11)$$

$$\left[ \frac{r}{1 \text{ пк}} \right]^{-3/4} \left[ \frac{n_0}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right]^{1/2} \left[ \frac{E_e}{10^8 \text{ эВ}} \right]^{1/2} \text{ пк}$$

в случае профиля плотности  $\gamma = 1/2$  с центральной плотностью  $n_0 \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Спектр электронов от распадов пионов на расстоянии  $r \lesssim r_s$  смягчается эффектом синхротронного охлаждения. Это степенной закон

$$\frac{dn_s}{d\epsilon_s} \propto \epsilon_s^{-\gamma_s}, \quad \gamma_s = \frac{p_e + 1}{2} = \frac{p}{2} + 1. \quad (12)$$

Если спектр протонов в пучке имеет наклон  $p = 2$ , спектр синхротронного излучения также имеет наклон  $\gamma_s \simeq 2$  в широком диапазоне энергий от радио до  $\gamma$ .

Моделирование, показанное на рис. 1, демонстрирует, что, как и ожидалось, составляющая синхротронного излучения распространяется в широком диапазоне энергий. Радиосинхротронное излучение генерируется электронами с энергией, близкой к порогу рождения пионов  $E_e \sim 100$  МэВ. Он эффективно образуется вместе с потоком нейтрино на расстояниях  $R \gtrsim 10^{17}$  см, где магнитное поле достаточно низкое и энергия синхротронного излучения уменьшается в радиодиапазоне. Это шкала расстояний, на которой радиоструи от АЯГ могут быть разрешены методом интерферометрии со сверхдлинной базой (VLBI). И радиосинхротронный, и нейтринный потоки прямо пропорциональны мощности протонного пучка. Этим легко объясняется корреляция мощности радиоизлучения и нейтринного излучения, о которой сообщалось в [13].

Помимо синхротронного и обратного комптоновского излучения, электроны, распространяющиеся через среду, неизбежно теряют энергию на тормозное излучение. Время потери тормозной энергии тормозного излучения может быть сравнимо с временем потери синхротрона для электронов с энергией 100 МэВ, близкой к порогу образования пионов. Энергия тормозных фотонов сравнима с энергией электронов. Спектр тормозного излучения практически повторяет спектр родительских электронов (поскольку время охлаждения не зависит от энергии). Это объясняет присутствие существенной компоненты тормозного излучения в спектрах, показанных на рис. 1 в диапазоне 100 МэВ.

Модельные расчеты на рис. 1 выполнены для профиля плотности  $\gamma = 1/2$ . В этом случае основная часть нейтринного и электромагнитного потока от  $pp$ -взаимодействий генерируется на расстояниях пк-масштаба. На таких расстояниях образование пар  $\gamma\gamma$  не изменяет электромагнитный спектр. Напротив, образование пар  $\gamma\gamma$  инициирует развитие электромагнитного каскада и модификацию спектра источника в случае  $\gamma > 1$ . В этом случае основная часть нейтринного потока создается вблизи черной дыры, а не на расстояниях в ПК. Электромагнитный каскад удаляет мощность из самого высокого энергетического диапазона и может передавать его в энергетический диапазон чуть ниже порога образования пар. Это происходит, если электроны и позитроны, генерируемые в процессе образования пар, не теряют энергию преимущественно из-за синхро-

тронного излучения. Как обсуждалось выше, относительная важность обратного комптоновского рассеяния по сравнению с синхротроном регулируется плотностями энергии магнитного и радиационного полей. Неопределенности деталей развития электромагнитного каскада сильно снижают надежность расчетов ожидаемой мощности источника в диапазоне  $\gamma$ . Это усложняет анализ возможной корреляции между нейтрино и  $\gamma$  потоками.

Существенная неопределенность корреляций как потока радио-нейтрино, так и потока  $\gamma$  – нейтрино заключается в относительной важности “лептонной” составляющей  $\gamma$  и потока радиоизлучения. Традиционные модели высокоэнергетической активности АЯГ предполагают, что как радиосинхротрон, так и обратная комптоновская эмиссия создаются электронами, непосредственно ускоренными в струях АЯГ, а не образуются при распадах пионов. Излучение электронов распада пиона и индуцированного каскада распада пиона  $\gamma$  образует “адронную” составляющую потока. В общем, обе компоненты сосуществуют, и их относительные вклады необходимо определять на основе моделирования спектрального распределения энергии источника. Рисунок 1 показывает, что в любом случае только часть электромагнитного потока от АЯГ, вносящего вклад в радионейтринную корреляцию, рассматриваемую в [13], может быть отнесена к излучению, непосредственно возникающему при распаде пионов. Остальное следует отнести либо к электромагнитному каскаду, вызванному распадом пиона, либо к “лептонному” излучению непосредственно ускоренных первичных электронов (а не вторичных электронов от распадов пионов).

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации при поддержке контракт # 075-15-2020-778 в рамках Программы крупных научных проектов в рамках национального проекта “Наука”.

1. IceCube Collaboration, Science **342**, 1242856 (2013); <http://dx.doi.org/10.1126/science.1242856>.
2. M. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al. (IceCube Collaboration), Phys. Rev. Lett. **125**, 121104 (2020); <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.121104>.
3. A. Neronov and D. Semikoz, Astropart. Phys. **72**, 32 (2016); <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2015.06.004>.
4. A. Neronov and D. V. Semikoz, Astropart. Phys. **75**, 60 (2016); 1509.03522.
5. L. Nellen, K. Mannheim, and P.L. Biermann, Phys. Rev. D **47**, 5270 (1993); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.47.5270>.

6. A. Y. Neronov and D. V. Semikoz, *Phys. Rev. D* **66**, (2002); <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.66.123003>.
7. A. Neronov, D. Semikoz, and S. Sibiryakov, *MNRAS* **391**, 949 (2008); 0806.2545.
8. A. Neronov and M. Ribordy, *Phys. Rev. D* **80**, 083008 (2009); 0905.0509.
9. M. G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al. (IceCube Collaboration), *Science* **361**, 147 (2018); 1807.08794.
10. K. Mannheim, *A&A* **269**, 67 (1993); astro-ph/9302006.
11. A. Neronov, D. V. Semikoz, and K. Ptitsyna, *A&A* **603**, A135 (2017); <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201630098>.
12. M. G. Aartsen, K. Abraham, M. Ackermann et al. (IceCube Collaboration), *Astrophys. J.* **835**, 45 (2017); 1611.03874.
13. A. Plavin, Y. Y. Kovalev, Y. A. Kovalev, and S. Troitsky, *Astrophys. J.* **894**, 101 (2020); 2001.00930.
14. A. Plavin, Y. Kovalev, Y. Kovalev, and S. Troitsky, (2020); 2009.08914.
15. I. V. Igumenshchev, *Astrophys.* **677**, 317 (2008); 0711.4391.
16. R. Narayan and I. Yi, *ApJ. Lett.* **428**, L13 (1994); astro-ph/9403052.
17. H. Bondi, *MNRAS* **112**, 195 (1952).
18. K. Fukumura, D. Kazanas, C. Shrader, E. Behar, F. Tombesi, and I. Contopoulos, *Nat. Astron.* **1**, 0062 (2017); 1702.02197.
19. S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov, *Phys. Rev. D* **74**, 034018 (2006); astro-ph/0606058.
20. T. Kamae, N. Karlsson, T. Mizuno, T. Abe, and T. Koi, *Astrophys. J.* **647**, 692 (2006); astro-ph/0605581.
21. E. Kafexhiu, F. Aharonian, A. M. Taylor, and G. S. Vila, *Phys. Rev. D* **90**, 123014 (2014); 1406.7369.
22. M. Kachelrieß, I. Moskalenko, and S. Ostapchenko, *Comput. Phys. Commun.* **245**, 106846 (2019); <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2019.08.001>.
23. R. C. Hartman, D. L. Bertsch, S. D. Bloom et al. (Collaboration), *ApJ. Supp.* **123**, 79 (1999).
24. F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello et al. (Collaboration), *ApJ. Supp.* **218**, 23 (2015); 1501.02003.
25. P. L. Nolan, A. A. Abdo, M. Ackermann et al. (Collaboration), *ApJ. Supp.* **199**, 31 (2012); 1108.1435.
26. A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. (Collaboration), *ApJ. Supp.* **188**, 405 (2010); 1002.2280.
27. T. Boller, M. J. Freyberg, J. Trümper, F. Haberl, W. Voges, and K. Nandra, *A&A* **588**, A103 (2016).
28. W. Voges, B. Aschenbach, T. Boller et al. (Collaboration), *A&A* **349**, 389 (1999); astro-ph/9909315.
29. P. A. Evans, J. P. Osborne, A. P. Beardmore, K. L. Page, R. Willingale, C. J. Mountford, C. Pagani, D. N. Burrows, J. A. Kennea, M. Perri, G. Tagliaferri, and N. Gehrels, *ApJ Suppl.* **210**, 8 (2014); <http://stacks.iop.org/0067-0049/210/i=1/a=8>.
30. V. D'Elia, M. Perri, S. Puccetti et al. (Collaboration), *A&A* **551**, A142 (2013); 1302.7113.
31. E. L. Wright, P. R. M. Eisenhardt, A. K. Mainzer et al. (Collaboration), *AJ* **140**, 1868 (2010); 1008.0031.
32. P. A. R. Ade, N. Aghanim, F. Argüeso et al. (Planck Collaboration), *ArXiv e-prints* (2015), 1507.02058.
33. P. A. R. Ade, N. Aghanim, F. Argüeso et al. (Planck Collaboration), *A&A* **571**, A28 (2014); 1303.5088.
34. P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud et al. (Planck Collaboration), *A&A* **536**, A7 (2011); 1101.2041.
35. A. E. Wright, M. R. Griffith, B. F. Burke, and R. D. Ekers, *ApJ Supp.* **91**, 111 (1994).
36. A. Wright and R. Otrupcek, in *PKS Catalog (1990)* (1990).
37. J. J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen, Q. F. Yin, R. A. Perley, G. B. Taylor, and J. J. Broderick, *AJ* **115**, 1693 (1998).
38. R. S. Dixon, *ApJ Supp.* **20**, 1 (1970).
39. S. E. Healey, R. W. Romani, G. B. Taylor, E. M. Sadler, R. Ricci, T. Murphy, J. S. Ulvestad, and J. N. Winn, *ApJ Supp.* **171**, 61 (2007); astro-ph/0702346.
40. B. Bartoli, P. Bernardini, X. J. Bi et al. (The ARGO-YBJ Collaboration), *Astrophys. J.* **779**, 27 (2013); <http://stacks.iop.org/0004-637X/779/i=1/a=27>.
41. P. Giommi, G. Polenta, A. Lähteenmäki et al. (Collaboration), *A&A* **541**, A160 (2012); 1108.1114.
42. L. Bianchi, B. Efremova, J. Herald, L. Girardi, A. Zobot, P. Marigo, and C. Martin, *MNRAS* **411**, 2770 (2011); 1011.1733.
43. E. L. Wright, X. Chen, N. Odegard et al. (Collaboration), *ApJ Supp.* **180**, 283 (2009); 0803.0577.
44. R. L. White and R. H. Becker, *ApJ Supp.* **79**, 331 (1992).
45. P. C. Gregory, W. K. Scott, K. Douglas, and J. J. Condon, *ApJ Supp.* **103**, 427 (1996).
46. H. Kuehr, A. Witzel, I. I. K. Pauliny-Toth, and U. Nauber, *Astrophys. Space Sci.* **45**, 367 (1981).
47. N. Jackson, R. A. Battye, I. W. A. Browne, S. Joshi, T. W. B. Muxlow, and P. N. Wilkinson, *MNRAS* **376**, 371 (2007); astro-ph/0703273.
48. S. T. Myers, N. J. Jackson, I. W. A. Browne et al. (Collaboration), *MNRAS* **341**, 1 (2003); astro-ph/0211073.
49. W. H. Baumgartner, J. Tueller, C. B. Markwardt, G. K. Skinner, S. Barthelmy, R. F. Mushotzky, P. A. Evans, and N. Gehrels, *ApJ Supp.* **207**, 19 (2013); 1212.3336.
50. G. Cusumano, V. La Parola, A. Segreto, C. Ferrigno, A. Maselli, B. Sbarufatti, P. Romano, G. Chincarini, P. Giommi, N. Masetti, A. Moretti, P. Parisi, and G. Tagliaferri, *A&A* **524**, A64 (2010); 1009.0522.
51. G. Cusumano, V. La Parola, A. Segreto, V. Mangano, C. Ferrigno, A. Maselli, P. Romano, T. Mineo, B. Sbarufatti, S. Campana, G. Chincarini, P. Giommi, N. Masetti, A. Moretti, and G. Tagliaferri, *A & A* **510**, A48 (2010); 0906.4788.

52. C. Pittori, F. Verrecchia, A.W. Chen et al. (Collaboration), *A&A* **506**, (2009); 0902.2959.
53. A. J. Bird, A. Bazzano, L. Bassani et al. (Collaboration), *ApJ Supp.* **186**, 1 (2010); 0910.1704.
54. M. Ajello, D. M. Alexander, J. Greiner, G. M. Madejski, N. Gehrels, and D. Burlon, *Astrophys. J.* **749**, 21 (2012); 1202.3137.
55. S.R. Rosen, N.A. Webb, M.G. Watson et al. (Collaboration), *ArXiv e-prints* (2015); 1504.07051.
56. R.D. Saxton, A.M. Read, P. Esquej, M.J. Freyberg, B. Altieri, and D. Bermejo, *A&A* **480**, 611 (2008); 0801.3732.
57. M. Elvis, D. Plummer, J. Schachter, and G. Fabbiano, *ApJ Supp.* **80**, 257 (1992).
58. T. Murphy, E.M. Sadler, R.D. Ekers et al. (Collaboration), *MNRAS* **402**, 2403 (2010); 0911.0002.
59. M. Moshir, G. Kopan, T. Conrow, H. McCallon, P. Hacking, D. Gregorovich, G. Rohrbach, M. Melnyk, W. Rice, L. Fullmer, J. White, and T. Chester, in *IRAS Faint Source Catalogue, version 2.0 (1990)* (1990).
60. R.L. White, R.H. Becker, D.J. Helfand, and M.D. Gregg, *Astrophys. J.* **475**, 479 (1997).
61. P. Giommi, M. Capalbi, M. Fiocchi, E. Memola, M. Perri, S. Piranomonte, S. Rebecchi, and E. Massaro, in *Blazar Astrophysics with BeppoSAX and Other Observatories*, ed. by P. Giommi, E. Massaro, and G. Palumbo (2002), p. 63; astro-ph/0209596.
62. A. Neronov and D. Semikoz, *JETP* **131**, 265 (2020); 1811.06356.
63. A. Franceschini, G. Rodighiero, and M. Vaccari, *A&A* **487**, 837 (2008); 0805.1841.
64. A.A. Zdziarski, A. Neronov, and M. Chernyakova, *MNRAS* **403**, 1873 (2010); 0802.1174.

# Дифракция на микропузырьке и морфология поверхности кремния после облучения через глицерин парой фемтосекундных лазерных импульсов

Н. А. Иногамов<sup>+\*×1)</sup>, С. А. Ромашевский<sup>\*</sup>, А. И. Игнатов<sup>+°</sup>, В. В. Жаховский<sup>+\*</sup>, В. А. Хохлов<sup>×</sup>,  
Е. М. Еганова<sup>∇</sup>, Е. А. Першина<sup>∇</sup>, С. И. Ашитков<sup>\*</sup>

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

<sup>\*</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

<sup>×</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

<sup>°</sup>Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет (НИУ МГСУ),  
129337 Москва, Россия

<sup>∇</sup>Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2020 г.

После переработки 3 декабря 2020 г.

Принята к публикации 3 декабря 2020 г.

Воздействие двух последовательных лазерных импульсов на кремний, помещенный в глицерин, исследовано экспериментально и численно с помощью программ электромагнитного, гидродинамического и атомистического моделирования. Показано, что после первого импульса на поверхности образуется микропузырек в жидкости, на котором затем происходит дифракция второго импульса, ширина светового пучка которого сравнима с диаметром микропузырька. Мы рассчитали дифракционную картину и распределение интенсивности света на поверхности кремния, и оказалось, что максимальная интенсивность в дифракционных пиках может заметно превышать интенсивность на оси падающего гауссова пучка. В результате усиления интенсивности, сконцентрированной в одном ярком узком кольце вокруг микропузырька, на кремнии образуется характерная канавка, окруженная валиками. Мы продемонстрировали в молекулярно-динамическом расчете, что интенсивный нагрев в дифракционном пике вызывает плавление и вытеснение расплава от центра прогрева. Это приводит к формированию канавок с валиками, имеющими профиль, подобный измеренному в эксперименте.

DOI: 10.31857/S1234567821020026

**1. Введение.** Фундаментальные проблемы физики взаимодействия излучения с веществом имеют непосредственное отношение к современным технологиям электроники, оптоэлектроники, фотоники, плазмоники и т.п. (фотоны, как инструмент обработки, созидания на уровне нанометров). Разумеется, решение фундаментальной проблемы далее повышает уровень технологического развития. По тематике наша работа (оптическая нанолитография в жидкости) относится к таким разделам, как лазерная абляция в жидкости [1–4], с одной стороны, и наноструктурирование поверхности при ее острогофокусированном облучении [5–11], с другой стороны. Результаты работы представлены на рис. 1 и 2. Методика позволяет вести обработку поверхности на масштабах, которые существенно меньше длины вол-

ны в вакууме. Детали расчетов, приведших к этим рисункам, даны после вводного раздела.

В работе рассматриваются особенности взаимодействия двух фемтосекундных лазерных импульсов (ФЛИ) с поверхностью материала (кремния), погруженного в вязкую жидкость (глицерин). В отличие от облучения в газовой среде или вакууме, в жидкости при воздействии одного импульса, помимо нагрева самого приповерхностного слоя материала, происходит нагрев тонкого прилегающего слоя жидкости, что в конечном счете ведет к образованию пузырька. Данное явление хорошо известно исследователям лазерной абляции в жидкости, которую (абляцию) активно используют для выработки химически чистых наночастиц [1–4]. С одной стороны, горячий слой жидкости (диффузно перемешанный с веществом мишени) является своего рода “реактором”, в котором происходит формирование наноча-

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

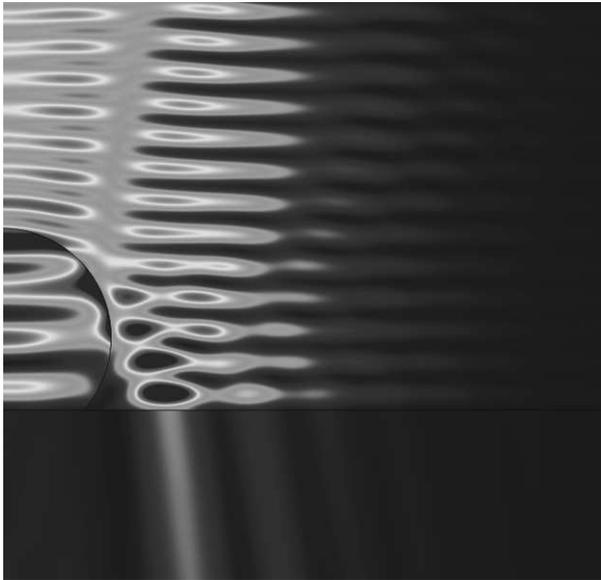


Рис. 1. (Цветной онлайн) Распределение интенсивности  $I(x, z)$  электрического поля (в относительных единицах) при дифракции линейно поляризованного Гауссова пучка на пузырьке радиуса 1.2 мкм в глицерине. Пузырек в форме сферического сегмента лежит на плоской поверхности кремния, причем расстояние от центра сферы до поверхности 0.8 мкм. Гауссов пучок падает сверху (из глицерина), радиус пучка по уровню интенсивности  $1/e$  составляет 3 мкм. Длина волны света в глицерине 704 нм. Поле  $I(x, z)$  дается в плоскости, проходящей через центр сферы по нормали к поверхности кремния и параллельно поляризации пучка

стиц [12, 13]; пузырь образуется из горячего слоя. С другой стороны, данный пузырь является негативным фактором (по отношению к наработке наночастиц), поскольку экранирует поверхность материала от воздействия последующих импульсов.

В данной работе, напротив, анализируется явление пространственной модуляции распределения интенсивности 2-го ФЛИ на препятствии – микронном пузырьке (см. рис. 1 и 2). Таким образом, у нас пузырек – это положительный фактор. Пузырек создается в жидкости вблизи облучаемой поверхности материала 1-м импульсом [14, 15]. В результате модуляции на поверхности материала формируются круговые структуры. Они являются проекцией (отпечатком в мишени) кольцевой дифракционной картины, возникшей в результате рассеяния 2-го ФЛИ на пузырьке. Только самое яркое кольцо вносит сильные изменения в профиль поверхности, см. рис. 2.

Важно, что облучение проходит через жидкость (иначе не было бы микропузырька). Таким образом, наша задача имеет отношение к абляции в жидкости

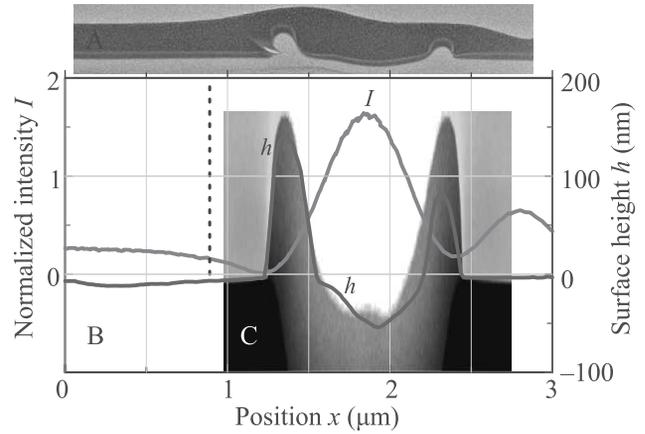


Рис. 2. (Цветной онлайн) А: Просвечивающий электронный микроскоп (ПЭМ, см. раздел 2). Изображение поперечного сечения циркулярной канавки, окруженной асимметричными внутренним и внешним валиками. Структура формируется после воздействия 2-ого ФЛИ, дифрагированного на микропузырьке. В: Распределение нормированной интенсивности  $I(x, z = -20 \text{ нм})$  на глубине 20 нм под поверхностью кремния (красная кривая). Поле  $I(x, z)$  в глицерине и кремнии показано на рис. 1. Максимум красной кривой относится к яркой дифракционной полосе, идущей в кремнии на рис. 1. Мы нормируем  $I$  на значение  $I_G(x = 0, z = -20 \text{ нм})$ , соответствующее гауссову пучку  $I_G$  в случае без пузырька. Профиль поверхности, показанной на рис. 2А (ПЭМ), представлен здесь синей кривой (это измерение с помощью атомного силового микроскопа – АСМ). Максимальная глубина циркулярной канавки составляет 50 нм, высота валиков 80–140 нм. С: МД вставка показывает распределение плотности в серых полутонах в плоскости, пересекающей канавку поперек (кривизна канавки не учитывается) – поэтому валики симметричны в МД расчете (раздел 5). Штриховая вертикаль указывает крайнюю правую точку контакта пузырька (усеченной сферы) с кремнием, см. рис. 1.

с неустранимым формированием пузырька. Но параметры задачи, представленной на рис. 1 и 2, резко отличаются от обычных параметров абляции в жидкости [1–4]. Отличия следующие: во-первых, острая фокусировка, радиус пятна фокусировки гауссовым пучком 3 мкм; обычно пятна от сотни микрометров до миллиметра. Во-вторых, сверхмалый и долгоживущий пузырек – радиус пузырька при самом слабом нашем воздействии на порядок меньше радиуса фокального пятна.

Впервые предположения о существовании пузырька и дифракции на нем были высказаны в экспериментальной работе [14], см. также раздел 2. Данная статья подводит теоретико-доказательную базу под это предположение. Выяснено, почему возникает

пузырек, почему он так мал – раздел 3. Проанализировано, как происходит дифракция падающей электромагнитной (ЭМ) волны гауссова пучка на микропузырьке – раздел 4. Промоделировано, каким образом яркое дифракционное кольцо отпечатывается на поверхности мишени – раздел 5.

## 2. Постановка и результаты эксперимента.

Источником излучения являлся волоконный иттербиевый лазер, генерирующий линейно поляризованные импульсы длительностью  $\tau_L = 270$  фс на длине волны 1028 нм с частотой следования до 5 кГц. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка соответствует гауссову. С помощью микрообъектива ( $\times 20/0.5$ ) лазерный пучок фокусировался по нормали на поверхность образца в пятно диаметром 6 мкм по уровню  $1/e$ . В качестве мишени использовалась полированная пластина кремния  $n$ -типа с кристаллографической ориентацией [111], с шероховатостью  $R_a = 0.1$  нм (среднее арифметическое отклонение профиля). Образец размещался в чашке Петри, заполненной глицерином. Толщина слоя глицерина, через которую проходит лазерное излучение, составляет 0.9 мм. Экспериментальная схема представлена в работе [14].

Поверхность кремния, погруженного в глицерин, облучалась двумя идентичными импульсами с задержкой между ними 200 мкс. Энергия в обоих импульсах изменялась с помощью полуволновой пластинки и поляризатора. Плотность энергии (флюенс  $F$ ) на поверхности образца в гауссовом пятне варьировалась от  $F_0 = 0.6$  до  $1.7F_a$ ; здесь  $F_0$  – падающая плотность энергии в центре пятна,  $F_a$  – порог абляции кремния для однократного воздействия в глицерине на длине волны  $\lambda = 1028$  нм (это  $\lambda$  в вакууме), составивший  $0.44$  Дж/см<sup>2</sup>. Порог абляции определен по методике [16].

Для исследования топографии модифицированной поверхности мы использовали атомно-силовой микроскоп (АСМ) в полуконтактном режиме с радиусом сканирующего зонда  $< 10$  нм. Вертикальное разрешение составляет 0.05 нм. Пример применения АСМ показан на рис. 2В (синяя кривая). Для анализа приповерхностных слоев и подповерхностных структурных изменений применили просвечивающую электронную микроскопию (ПЭМ), см. рис. 2А. Для этого методом фокусированного ионного пучка (ФИП) вырезалась ламель толщиной около 100 нм.

На рисунке 2 представлена структура, полученная в результате воздействия двух ФЛИ с  $F_0 = 1.02F_a$ . После воздействия 1-го ФЛИ на поверхности формируется параболическая микроямка диаметром 4 мкм [15]. Глубина ямки (6 нм) и высота ва-

лика вокруг нее (7 нм) очень малы по сравнению с ее диаметром. Поэтому при электродинамическом расчете мы пренебрегали существованием этого слабого рельефа. Как говорилось выше, 1-й ФЛИ формирует пузырек. В результате воздействия в ту же область 2-го ФЛИ на поверхности за счет дифракции на пузырьке формируется гораздо более глубокая (по сравнению с рельефом после 1-го ФЛИ) циркулярная ямка, окруженная высокими валиками (рис. 2). Резкое углубление рельефа при относительно небольшом увеличении флюенса по сравнению с  $F_0$  (в 1.6 раза, красная кривая на рис. 2В) вызвано в основном изменением геометрии и сокращением размера – вместо фокального пятна диаметром 6 мкм имеем дифракционное кольцо шириной 0.6 мкм (ширина пика красной кривой на полувысоте от максимума).

## 3. О размерах микропузырька.

При облучении 1-м ФЛИ пузырька нет, и задача о взаимодействии ФЛИ с веществом является стандартной. Глубина  $D$  поглощения излучения в кремнии при комнатной температуре велика (микроны). Темп ионизации валентных электронов через щель в зону проводимости и соответственно темп роста  $dn/dt$  концентрации  $n$  электрон-дырочной плазмы растет с увеличением интенсивности лазерного импульса. Глубина  $D(t)$  с течением времени уменьшается. Показатель преломления меняется с изменением концентрации плазмы  $n(z, t)$ , которая зависит от времени и глубины  $z$ ;  $z = 0$  на границе с глицерином. Максимум концентрации располагается на границе  $z = 0$ . Концентрация  $n(z = 0, t)$  возрастает во время действия импульса.

При наших интенсивностях величина  $n(z = 0, t)$  начинает превышать критическую плотность в момент  $t_h$  во время действия импульса:  $t_h < \tau_L$ . Критической является концентрация  $n_{cr}$ , при которой плазменная частота  $\sqrt{4\pi n_{cr}(z = 0, t)e^2/m}$  начинает превосходить частоту лазерного излучения. При этом толщина  $D$  сокращается от значений в тысячи нм до значений в десятки нм, и ситуация становится аналогичной ситуации в металлах с поглощением излучения в скин-слое.

Нами выполнены серии гидродинамических (ГД) и молекулярно-динамических (МД) расчетов, в которых мы опустили стадию роста концентрации  $n$  до критического значения  $n_{cr}$ . Данная стадия несущественна для описания нагрева и последующего гидродинамического движения, поскольку разогрев тонкого (десятки нм) приповерхностного слоя происходит на временах  $t > t_h$  во время действия ФЛИ. При этом гидродинамическое движение начинается значительно позже окончания ФЛИ:  $t \sim t_s \gg \tau_L$ ,

$t_s \sim 10$  пс,  $\tau_L = 0.27$  пс. Наши ГД и МД расчеты описывают ситуацию после металлизации приповерхностного слоя кремния:  $t > t_h$ ,  $n > n_{cr}$ . Для моделирования использована изученная нами ранее для других приложений пара алюминий-вода, которая имеет примерно такое же отношение акустических импедансов  $Z_{Al}/Z_{H_2O} = 9.5$ , как кремний-глицерин  $Z_{Si}/Z_{Gl} = 6.3$ . Закономерности движения будут аналогичными для этих двух пар.

Основной вопрос, который мы задаем себе – как получить столь малый пузырек с радиусом от нескольких сот нм? Нетривиальный новый эффект, обнаруженный нами, заключается в том, что при поглощенных флюенсах  $F_{abs}$  ниже порога абляции  $F_{abs} < F_a$  происходит механический отрыв жидкости от мишени. Это связано с тем, что за счет когезии в конденсированном веществе мишени при  $F_{abs} < F_{nucl}$  (или за счет комбинированного действия когезии и поверхностного натяжения при  $F_{nucl} < F_{abs} < F_a$ ) граница мишени останавливается и поворачивает назад, тогда как жидкость продолжает движение по инерции;  $F_{nucl}$  – порог нуклеации, выше которого в расплаве появляются жизнеспособные зародыши паровой фазы. Причем указанный разрыв контакта имеет место на временах порядка нескольких акустических масштабов времени в мишени  $t_s = d_T/c_s$ , здесь  $d_T$  – толщина прогретого слоя (20–40 нм),  $c_s$  – скорость звука в мишени. Величина  $t_s \sim 10$  пс, т.е. отрыв (разрыв контакта жидкость–мишень) происходит на ранней стадии. В результате резко снижается тепловой поток, идущий от горячей мишени в жидкость. Соответственно уменьшается толщина прогретого слоя жидкости  $z_T$ . А значит, сокращается и радиус пузырька  $R$ , который позже формируется из вещества жидкости этого слоя.

Такого рода ухудшение теплопередачи невозможно при обычных условиях фемтосекундной абляции в жидкость [13], поскольку облучение идет существенно выше порога абляции  $F_a$ . При  $F_{abs} > F_a$  потери теплового контакта нет, нагрев продолжается долго, поэтому значения радиуса пузырька  $R$  больше. При наносекундной абляции в жидкость давления всегда положительные (нет зон отрицательных или нулевых давлений, лагранжевы частицы в цепочке всегда прижаты друг к другу) и механических разрывов (откола) нет. Сказанное о сепарации  $H_2O$  от  $Al$  проиллюстрировано на рис. 3 и 4. Скорость  $\Delta u$  движения налево края воды равна 30 м/с. Грубая оценка времени формирования пузырька  $R/\Delta u$  размером  $R \sim 1$  мкм равна 30 пс.

Расчеты (рис. 3, 4) выполнены с помощью гидрокода, см. [13]. Детали выходят за рамки письма и тре-

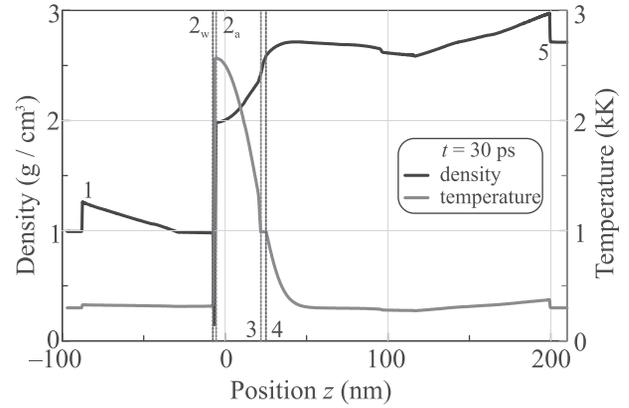


Рис. 3. (Цветной онлайн) Профили плотности (черная кривая) и температуры (красная кривая) после отделения жидкости от мишени, полученные в ГД расчете. Метки 1–5 суть: 1 – ударная волна (УВ) в воде; 2 – контакт  $H_2O$ – $Al$  с начальным положением  $z = 0$ ; 3–4 – зона плавления  $Al$ , слева жидкая фаза, справа – твердая; 5 – УВ в мишени. Контакт расщепился и образовались два берега – со стороны воды  $2_w$ , со стороны алюминия  $2_a$ . Появился слой однодородного течения в воде, который прилегает к границе  $2_w$  и расширяется вслед за УВ в воде со скоростью звука

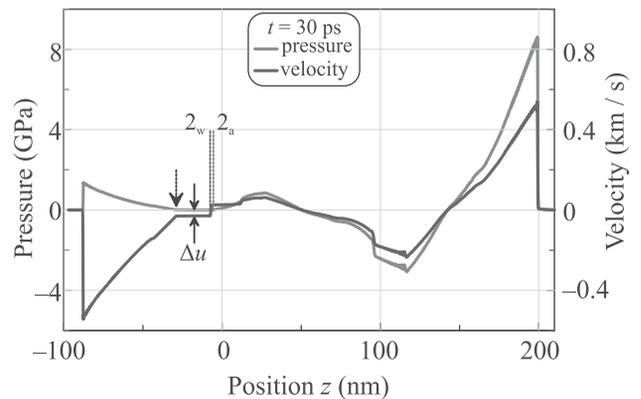


Рис. 4. (Цветной онлайн) Профили давления (красная кривая) и скорости (синяя кривая) после формирования зазора  $2_w$ – $2_a$  между  $H_2O$  и  $Al$  в ГД расчете. Давление в пустом зазоре (испарение мало) и в прилегающих к зазору участках воды и алюминия равно нулю. Участок нулевого давления в воде находится между левой стрелкой и точкой  $2_w$ . Двойной стрелкой показана скорость  $\Delta u$  смещения влево границы воды  $2_w$ , см. текст

буют дополнительного изложения. Параметры задачи описаны в разделе 2. Представление алюминия основано на широкодиапазонном уравнении состояния [17–21]. Вода моделируется с помощью уравнения типа Ми–Грюнайзена, см. [22, 13]. Это уравнение хорошо аппроксимирует механические свойства воды.

В нашей постановке в гидрокде не учитывается теплопроводность воды (хотя температура поверхности мишени высокая, см. рис. 3). Поэтому нагрев воды обязан только диссипации в ударной волне (УВ). При нашей амплитуде УВ этот нагрев мал. Соответственно разрыв  $2_w-2_a$  на рис. 3 и 4 не заполняется парами воды – давление в результате сепарации падает до нуля.

Другая серия расчетов выполнена с помощью МД кода, см. раздел 5. Здесь присутствует атомная теплопроводность жидкости. Отметим, что параметры воды и глицерина близки – скорость звука различается на треть, плотность отличается на четверть, поверхностное натяжение примерно одинаковое, критические параметры глицерин/вода:  $T_c$  850/647 К,  $p_c$  75/220 атм. Вязкость отличается сильно, но это становится существенным только после формирования пузырька. В МД применяется описание воды [23, 24], которое дает близкие к реальности значения механических характеристик (плотность, скорость звука), температура плавления и  $T_c$  немного ниже, чем в природной воде. Теплопроводность в широком диапазоне плотностей и температур по порядку величины такая же, как у воды.

Из-за конечной теплопроводности в МД имеется нагрев жидкости от горячей мишени. Типичная ситуация показана на рис. 5–7. Ультракраткий нагрев

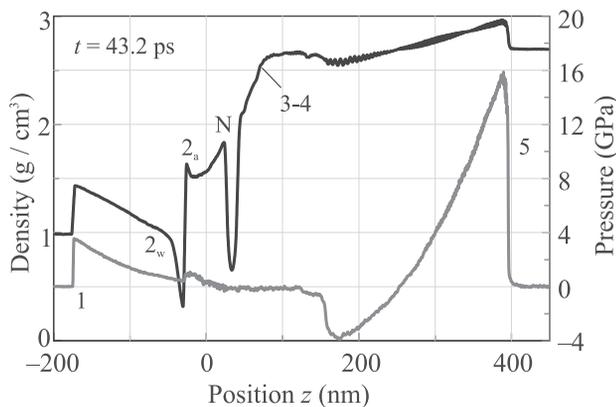


Рис. 5. (Цветной онлайн) Профили плотности и давления в МД моделировании. Смысл меток 1–5 такой же, как на рис. 3. N – зона нуклеации.  $2_a-N$  – откольная пластина, которая оторвалась бы при  $F_{abs} > F_a$ . В этом расчете  $F_{nucl} < F_{abs} < F_a$ , т.е. нуклеация есть, но отрыва пластины не происходит

порождает две УВ (ср. с рис. 3, 4). Нас интересуют явления в приконтактной зоне 2. На момент, показанный на рис. 5–7, давление в ней 4 кбар – на порядок выше критического давления  $p_c$ . Малый подъем давления на левом краю пластины 2–N связан с бега-

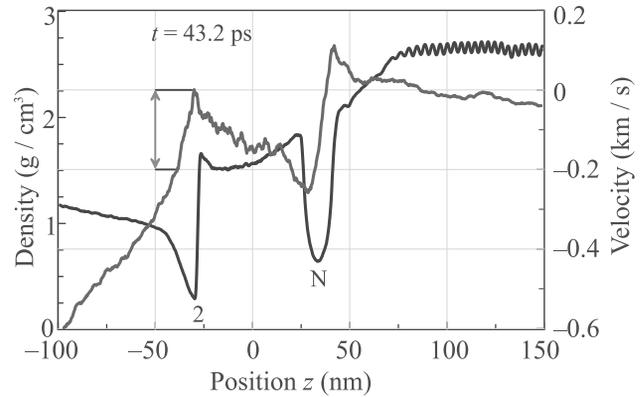


Рис. 6. (Цветной онлайн) Давление нагретой воды в зоне 2 способствует расширению этой зоны в МД расчете. Красная двойная стрелка дает скорость расширения 200 м/с

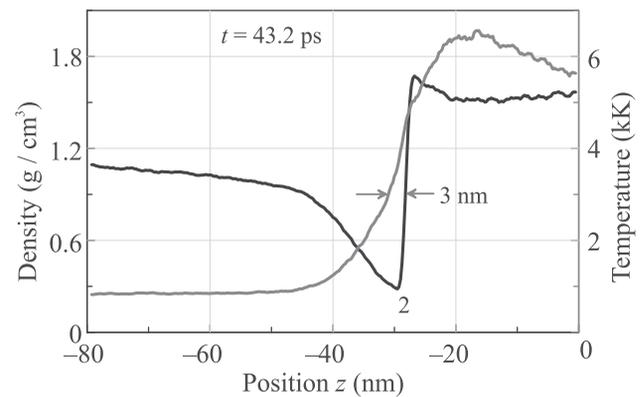


Рис. 7. (Цветной онлайн) МД распределение температуры в горячем приконтактном слое 2, также см. рис. 6. Ширина зоны разложения 3 нм указана для  $T > 3$  kK

ющей внутри пластины акустической волной [25–28]. Пространственные биения профиля в кристаллической фазе (правее зоны плавления 3–4 на рис. 5, 6) возникают из-за малости сеточного шага, который соизмерим с периодом решетки кристалла.

Из-за нагрева воды теплопроводностью нет ситуации с разрывом контакта, как в гидрокде (ср. рис. 3, 4). Соответственно в зоне 2 нет снижения давления до нуля, но плотность в ней существенно уменьшается, см. рис. 5–7. Снижение плотности связано с двумя факторами. Во-первых, расширение зазора 2 из-за механического растяжения, обусловленного инерцией воды и торможением границы вещества мишени (как в гидрокде). Во-вторых, под действием собственного давления горячей воды в зоне 2. Причем, видимо, 1-й фактор важнее, поскольку градиент давления на рис. 5 направлен в сторону, обратную расширению.

Из баланса масс можно составить оценку размера микропузырька (основная цель данного раздела). Запишем  $\rho_{hw}\pi R_L^2 z_T = \rho_g(4/3)\pi R^3$ . Слева стоит масса диска с радиусом  $R_L = 3$  мкм (радиус гауссова пучка) и толщиной  $z_T$ . Эта толщина выделена на рис. 7 красными стрелками на уровне температуры 4 кК. Диск наполнен горячей водой с плотностью  $\rho_{hw} \approx 0.3$  г/см<sup>3</sup>, см. рис. 7. Справа в балансе масса пузырька:  $\rho_g$  – плотность газа,  $R$  – радиус пузырька. Отсюда

$$R/R_L = 0.9(A/\Gamma)^{1/3}, \quad A = \rho_{hw}/\rho_g, \quad \Gamma = R_L/z_T.$$

Видим, что отношение радиусов  $R/R_L$  определяется делением двух больших чисел (оба порядка  $10^3$ ): отношением плотностей  $A$  (плотность порядка плотности конденсированной фазы отнесена к плотности газа при давлении порядка 1 атм) и геометрическим фактором  $\Gamma$ . Давление в пузырьке радиусом 500 нм в глицерине равно 3.4 атм (1 атм – внешнее давление, 2.4 атм – это  $2\sigma/R$ ).

В пузырьках миллиметровых размеров, при их 1-й осцилляции [29, 30], содержится в основном испаренная жидкость. Объем вычисляется с помощью адиабат жидкости, продолженных до давления в 1 атм, см. рис. 11 в [13]. В нашей ситуации с микропузырьками  $R \sim 1$  мкм длина свободного пробега молекулы пара порядка  $R$  – кнудсеновский режим: время пролета пузырька молекулой  $\sim 10$  нс. Понятно, что паровой пузырек не может существовать 200 мкс, поскольку за это время и жидкость, и мишень остынут до комнатной температуры и пар сконденсируется. Таким образом, наш пузырек должен быть наполнен газообразными продуктами разложения глицерина.

Видимо, в нанометровом слое у горячей стенки (см. красные стрелки на рис. 7) происходит разложение глицерина. Об образовании газовых (не паровых) пузырьков при абляции в жидкость см. статью [31]. На сегодня неясно, какая массовая доля этого горячего слоя останется в газовом состоянии на временах в сотни микросекунд в наших опытах. Понятно, что падение этой доли меньше единицы в приведенном выше балансе масс (левая сторона уравнения) уменьшает радиус пузырька  $R$ .

**4. Электродинамическое моделирование.** Моделирование производилось методом конечных элементов с помощью Comsol Multiphysics. Задача о падении гауссова пучка с радиусом пучка  $R_L = 3$  мкм на кремний решалась в осесимметричной постановке, для циркулярно поляризованного по часовой стрелке и циркулярно поляризованного против часовой стрелки гауссова пучка. Затем на основе двух решений для циркулярно поляризованных

гауссовых пучков строилось решение для линейно-поляризованного гауссова пучка (реализованного в эксперименте).

Численное моделирование производилось для двух случаев. Первый случай соответствовал облучению поверхности кремния 1-м ФЛИ. При этом над поверхностью кремния со стороны падающего светового импульса располагался однородный глицерин. Второй случай соответствовал облучению поверхности кремния 2-м ФЛИ. При этом над поверхностью кремния располагался газовый пузырек (с центром на оси падения импульса) в виде сферы или усеченной сферы с радиусом  $R$  и с расстоянием  $d$  от поверхности кремния до центра сферы, см. пример на рис. 1. Коэффициенты преломления кремния, глицерина и газа равны  $3.566 + 2.6 \cdot 10^{-4}i$ , 1.46 и 1 при  $\lambda = 1028$  нм.

В задаче о 1-м ФЛИ было рассчитано пространственное распределение поглощаемой в кремнии мощности. Была найдена максимальная (на оси пучка) интенсивность  $I_G$  электрического поля в кремнии на глубине 20 нм при заданной энергии импульса. В дальнейшем эта величина использовалась для нормировки пространственного перераспределения интенсивности 2-го импульса в кремнии.

В результате моделирования падения второго импульса на поверхность кремния при наличии в глицерине газового пузырька было найдено трехмерное распределение интенсивности  $I(r, z)$  электрического поля 2-го импульса в кремнии, где  $r$  – цилиндрический радиус, отсчитанный от оси,  $z$  – расстояние до поверхности кремния по нормали к ней. Таким образом, в пренебрежении нелинейными оптическими эффектами нормированное распределение  $I(r, z)/I_G$  оказывается не зависящим от энергии импульса (энергии 1-го и 2-го импульса равны). Пример расчета показан на рис. 1 и 2 (красная кривая).

**5. Молекулярная динамика.** Прямое атомистическое моделирование глицерина и кремния сильно затруднено сложностью межатомного взаимодействия в этих веществах, а также между атомом Si и молекулой глицерина. Поэтому МД моделирование было проведено для пары веществ с близкими механическими параметрами, а именно, плотностью и скоростью звука. Глицерин представляла атомарная модель воды (молекула как точечная частица) с потенциалом [24], а кремний – модель алюминия с ЕАМ потенциалом [32]. Межатомное взаимодействие “атома” воды и кремния описывалось Леннард-Джонсовским потенциалом с положением минимума, равном сумме ван-дер-Ваальсовых радиусов атомов кремния (0.21 нм) и кислорода (0.152 нм), и ма-

лой глубиной потенциальной ямы  $\varepsilon/k_B = 113$  К, как между молекулами кислорода.

По вертикали (ось  $z$ ) слой воды толщиной 200 нм покрывал слой алюминия в 200 нм. Вертикальный размер расчетной области  $L_z = 500$  нм, причем верхняя граница воды и нижняя граница кремния были свободными, при незначительной плотности паров воды над ними. По горизонтальной оси расчетная область была  $L_x = 400$  нм, и вещества полностью заполняли ее. Так как рассматривалась плоская задача, то размер области по оси  $y$  был небольшой,  $L_y = 10$  нм. По всем трем осям накладывались периодические граничные условия. Всего в системе было примерно  $48 \times 10^6$  атомов алюминия и  $26 \times 10^6$  “атомов” воды.

Перед тем как произвести лазерный нагрев алюминия, система приводилась в механическое и термодинамическое равновесие при  $p \approx 0$  и  $T = 300$  К при помощи термостата Ланжевена. Затем с помощью этого термостата производился быстрый нагрев центрального пятна на поверхности алюминия с шириной полосы в  $l_x = 160$  нм, что примерно в  $M = 6.4$  раза меньше, чем в экспериментальном случае, показанном на рис. 2. Для установления подобия между моделированием и экспериментом масштабный фактор  $M$  используется для определения глубины прогрева в МД расчете, а также для сравнения расчетных и экспериментальных профилей поверхности алюминия/кремния, см. рис. 2.

Распределение целевой температуры по глубине было выбрано гауссовым, а по ширине – приближенным по форме к гауссову распределению  $T(x) = T_0 \cos^2(\pi x/l_x) + 300$  К, что дает температурное поле  $T(x, z) = T_0 \cos^2(\pi x/l_x) \exp[-(z/h)^2] + 300$  К, где глубина прогрева  $h = 20$  нм,  $|x| < l_x/2$ . Нагрев атомов алюминия велся в течение 1 пс, что типично для времени передачи энергии от электронной к ионной подсистеме в алюминии. Для исключения торможения термостатом разгона вещества в плоскости  $xz$ , нагрев велся только по  $y$ -компоненте скорости. Передача тепловой энергии в другие поступательные степени свободы происходила в результате межатомных столкновений.

**Заключение.** В работе экспериментально и теоретически исследованы особенности воздействия на поверхность кремния, погруженного в жидкость, двух фемтосекундных лазерных импульсов, следующих с субмиллисекундной временной задержкой. Специфика такого воздействия заключается в образовании микронного газового пузырька после воздействия 1-го импульса и рассеяния на нем 2-го импульса с образованием кольцевой дифракционной карти-

ны, приводящей к необычно глубокой модуляции поверхностного рельефа.

Высота структур на кремнии, формируемых по данной методике, составляет сотни нанометров. И это при низкой и умеренной энергетике воздействия, которая не сопровождается существенной потерей массы мишени. Без пузырька рельефы гораздо менее выражены, их высота на 1–2 порядка ниже. Имея в виду приложения, отметим, что технически более сложной альтернативой для создания субмикронных структур является применение УФ излучения на дифракционном пределе.

С помощью развитой теоретико-численной модели объяснены и получены количественные данные об особенностях образования и размерах газового пузырька, механизме “слабой теплопроводности”, дифракции излучения, формировании нанорельефа. Для решения проблемы разработан гибридный вычислительный подход, опирающийся на физическую специфику проблемы лазерного воздействия в жидкости. Подход состоит в применении дополняющих друг друга численных кодов: гидродинамика с реальными уравнениями состояния и учетом фазовых переходов, электродинамика, и молекулярная динамика модельной системы.

Авторы (В. В. Жаховский, С. А. Ромашевский, С. И. Ашитков, Н. А. Иногамов) – выполнившие эксперимент, МД моделирование и разработку физической модели – благодарят Российский научный фонд (грант #19-19-00697) за поддержку. В. А. Хохлов, выполнивший ГД расчет, благодарит Министерство науки и высшего образования РФ за финансовую поддержку (соглашение с ОИВТ РАН # 075-15-2020-785).

1. E. Stratakis, M. Barberoglou, C. Fotakis, G. Viau, C. Garcia, and G. A. Shafeev, *Optics Express* **17**(15), 12650 (2009).
2. D. Zhang, B. Gokce, and S. Barcikowski, *Chem. Rev.* **117**(5), 3990 (2017).
3. A. V. Kabashin, A. Singh, M. T. Swihart, I. N. Zavestovskaya, and P. N. Prasad, *ACS Nano* **13**(9), 9841 (2019).
4. S. I. Kudryashov, A. A. Samokhvalov, A. A. Nastulyavichus, I. N. Saraeva, V. Y. Mikhailovskii, A. A. Ionin, and V. P. Veiko, *Materials* **12**(4), 562 (2019).
5. C. Unger, J. Koch, L. Overmeyer, and B. N. Chichkov, *Opt. Express* **20**(22), 24864 (2012).
6. Y. Nakata, N. Miyanaga, K. Momoo, and T. Hiromoto, *Appl. Surf. Sci.* **274**, 27 (2013).
7. D. S. Ivanov, A. I. Kuznetsov, V. P. Lipp, B. Rethfeld, B. N. Chichkov, M. E. Garcia, and W. Schulz, *Appl. Phys. A* **111**, 675 (2013).

8. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, and V. A. Khokhlov, *JETP* **120**(1), 15 (2015).
9. S. V. Starikov and V. V. Pisarev, *J. Appl. Phys.* **117**, 135901 (2015).
10. A. A. Kuchmizhak, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, A. A. Rudenko, Yu. N. Kulchin, O. B. Vitrik, and T. V. Efimov, *Opt. Lett.* **40**(8), 1687 (2015).
11. A. Kuchmizhak, O. Vitrik, Yu. Kulchin, D. Storozhenko, A. Mayor, A. Mirochnik, S. Makarov, V. Milichko, S. Kudryashov, V. Zhakhovsky, and N. Inogamov, *Nanoscale* **8**, 12352 (2016).
12. Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, V. V. Zhakhovsky, and N. A. Inogamov, *Appl. Surf. Sci.* **492**, 285 (2019).
13. N. A. Inogamov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov, and V. V. Zhakhovsky, *Optical and Quantum Electronics* **52**, 63 (2020).
14. S. A. Romashevskiy, S. I. Ashitkov, and M. B. Agranat, *Opt. Lett.* **45**(4), 1005 (2020).
15. S. A. Romashevskiy, S. I. Ashitkov, and M. B. Agranat, *Appl. Phys. Lett.* **109**(26), 261601 (2016).
16. J. M. Liu, *Opt. Lett.* **7**(5), 196 (1982).
17. A. V. Bushman, G. I. Kanel', A. L. Ni, and V. E. Fortov, *Intense dynamic loading of condensed matter*, Taylor & Francis, Washington, DC (1993).
18. K. V. Khishchenko, *High Temp.* **35**(6), 991 (1997).
19. I. V. Lomonosov, *Laser and Particle Beams* **25**, 567 (2007).
20. И. В. Ломоносов, В. Е. Фортов, Я. Б. Зельдович, *УФН* **184**, 231 (2014) [*Phys. Usp.* **57**, 219 (2014)].
21. K. V. Khichshenko, *Math. Montis.* **40**, 140 (2017).
22. R. I. Nigmatulin and R. Kh. Bolotnova, *High Temp.* **49**(2), 303 (2011).
23. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, and V. A. Khokhlov, *JETP* **127**(1), 79 (2018).
24. V. V. Zhakhovsky, Tabulated EAM potential for water can be downloaded from [www.researchgate.net/project/Development-of-interatomic-EAM-potentials](http://www.researchgate.net/project/Development-of-interatomic-EAM-potentials).
25. T. Antoun, L. Seaman, D. R. Curran, G. I. Kanel, S. V. Razorenov, and A. V. Utkin, *Spall Fracture (Shock Wave and High Pressure Phenomena)*, Springer, N.Y., Berlin, Heidelberg (2003).
26. G. I. Kanel, S. V. Razorenov, and V. E. Fortov, *Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter*, Springer, N.Y., Berlin, Heidelberg (2004).
27. G. I. Kanel', V. E. Fortov, and S. V. Razorenov, *Phys. Usp.* **50**, 771 (2007).
28. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, *Phys. Rev. B* **82**, 064113 (2010).
29. J. Lam, J. Lombard, Ch. Dujardin, G. Ledoux, S. Merabia, and D. Amans, *Appl. Phys. Lett.* **108**(7), 074104 (2016).
30. K. Sasaki and N. Takada, *Pure Appl. Chem.* **82**(6), 1317 (2010).
31. M.-R. Kalus, N. Bäsch, R. Streubel, E. Gökce, S. Barcikowski, and B. Gökce, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19**, 7112 (2017).
32. V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, S. I. Ashitkov, and K. Nishihara, *Appl. Surf. Sci.* **255**(24), 9592 (2009).

# Диагностика разреженной ультрахолодной плазмы на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов $^{40}\text{Ca}$

Б. Б. Зеленер<sup>+\*×1)</sup>, Е. В. Вильшанская<sup>+×</sup>, С. А. Саакян<sup>+</sup>, В. А. Саутенков<sup>+</sup>, Б. В. Зеленер<sup>+</sup>, В. Е. Фортгов<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

\*Национальный исследовательский ядерный университет Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

<sup>×</sup>Национальный исследовательский университет Московский энергетический институт, 111250 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2020 г.

После переработки 7 декабря 2020 г.

Принята к публикации 7 декабря 2020 г.

В настоящей работе продемонстрирован чувствительный метод детектирования разреженной ультрахолодной плазмы на основе автоионизационных резонансов ридберговских атомов  $^{40}\text{Ca}$  в непрерывно работающей магнитооптической ловушке. Показана возможность детектирования плазмы с плотностью ионов и электронов менее  $10^9 \text{ м}^{-3}$ . Проведены экспериментальные исследования резонансов на двухфотонном ридберговском переходе  $4s3d^1D_2-90^1D_2$  с использованием резонансных лазерных пучков 672 и 798 нм. Была получена зависимость амплитуды автоионизационного резонанса, зарегистрированного по флюоресценции однозарядных ионов  $^{40}\text{Ca}$  на длине волны 397 нм, от концентрации ионов непрерывно создаваемой ультрахолодной плазмы.

DOI: 10.31857/S1234567821020038

В настоящее время в нескольких научных центрах получают ультрахолодную плазму (УХП) с помощью фотоионизации атомов щелочноземельных металлов Ca и Sr [1]. В этих экспериментах исследуют нестационарную плазму в импульсном режиме. В плазме щелочноземельных металлов можно наблюдать за движением ионов в оптическом диапазоне, что существенным образом расширяет возможности диагностики УХП [2]. Еще одной интересной особенностью атомов щелочноземельных металлов является возможность возбуждения одновременно двух электронов на вышележащие орбиты при помощи оптического излучения, поскольку на внешней орбите находятся два валентных электрона. Такой атом имеет очень короткое время жизни за счет возникновения автоионизационного состояния [3]. За пикосекундные времена внешний электрон из высоколежащего ридберговского состояния переходит за порог ионизации, а нижний электрон возвращается в основное состояние. Увеличение жизни таких атомов можно достичь за счет увеличения главного квантового числа  $n$  или орбитального квантового числа  $l$  внешнего валентного электрона [4]. Кроме того, вероятность автоионизации атомов очень чувствительна к внешнему электрическому полю [5], что делает автоионизационные состояния щелочноземельных ме-

таллов перспективным детектором малых электрических полей с хорошим пространственным разрешением [6]. Такие детекторы важны при оценке паразитных полей на установках по созданию высокоточных атомных часов.

УХП [1] создается при помощи ионизации лазером холодных атомов, полученных в магнитооптической ловушке (МОЛ). Радиус Дебая в такой плазме меньше характерного размера облака УХП. Ионизирующий лазер легко контролируется по частоте и может ионизировать атомы с заданной начальной энергией электронов  $\Delta E$ , превышающей порог ионизации  $E_i$ . Эта энергия соответствует температуре электронов  $2\Delta E/3k_B$  ( $k_B$  – постоянная Больцмана) от 0 до 100 К и более при начальной температуре ионов около 1 мК. От величины начальной энергии электронов зависит электронейтральность создаваемой УХП. После формирования облака УХП самые быстрые электроны улетают. Глубина потенциала, создаваемого ионами, становится равной начальной кинетической энергии электронов. Из этого соотношения можно рассчитать количество положительно заряженных ионов, превышающих количество оставшихся в плазме электронов:

$$N^+ = (2\pi)^{3/2} \sigma \varepsilon_0 \Delta E / e^2, \quad (1)$$

где  $\sigma$  – среднеквадратичный радиус нормального пространственного распределения положитель-

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

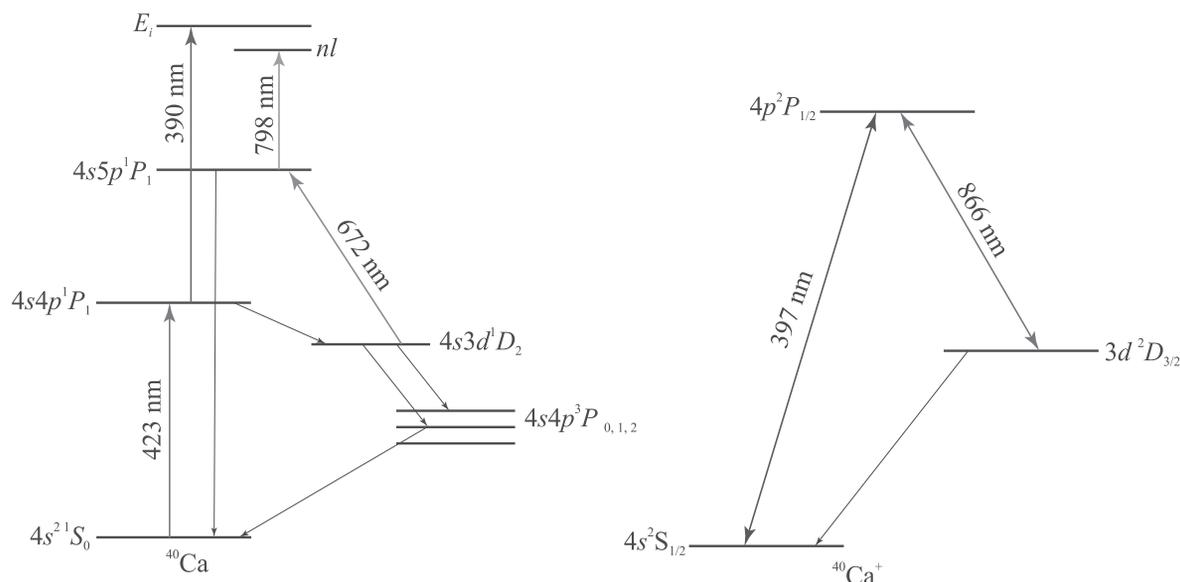


Рис. 1. (Цветной онлайн) Энергетические схемы уровней для атома  $^{40}\text{Ca}$  и иона  $^{40}\text{Ca}^+$

ных ионов,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $e$  – заряд электрона.

Зная общее количество находящихся в объеме ионов, мы можем вычислить дисбаланс заряда в образовавшейся плазме. Оценки по формуле (1), а также результаты эксперимента [7] показывают, что дисбаланс заряда при малой начальной энергии электронов (в зависимости от плотности ионов) может быть меньше 1%. Это позволяет считать такую УХП электронейтральной.

В УХП можно определить температуру ионов, исходя из их начальной плотности. Как было показано в [8], за времена, существенно меньше времени жизни плазмы за счет преобразования потенциальной кулоновской энергии в кинетическую энергию, происходит быстрый разогрев ионов плазмы до температуры:

$$T_D \approx e^2 / (12\pi a \epsilon_0 k_B), \quad (2)$$

где  $a = (3/(4\pi n_i))^{1/3}$  – среднее расстояние между ионами,  $n_i$  – концентрация ионов. Например, в случае концентрации ионов  $10^9 \text{ м}^{-3}$ , температура ионов УХП будет составлять около 0.01 К. Параметр неидеальности ионов такой плазмы:

$$\Gamma = e^2 / (4\pi a \epsilon_0 k_B T), \quad (3)$$

составляет около 2.7. Так что УХП при таких параметрах является неидеальной. Однако существование быстрого разогрева ионов плазмы препятствует увеличению этого параметра.

В настоящей работе мы описываем чувствительный метод детектирования разреженной УХП с за-

данными свойствами на основе наблюдения автоионизации атомов  $^{40}\text{Ca}$  в непрерывно работающей МОЛ. Проблема возникновения сдвига ридберговских уровней под воздействием образовавшейся УХП обсуждается в работе [7]. В ней предложен метод определения наличия УХП по смещению ридберговских резонансов, полученных при помощи микроволнового излучения. Надо отметить, что УХП получена в импульсном режиме, время жизни плазмы составляет десятки микросекунд. Однако чувствительность этого метода позволяет зарегистрировать ионное микрополе нейтральной УХП при плотности выше  $10^{14} \text{ м}^{-3}$ .

В нашем эксперименте мы исследуем плазму в стационарном режиме. В эксперименте используется 6 непрерывных лазеров: 423 нм – лазер, формирующий МОЛ; 672 нм – лазер оптической накачки; 390 нм – лазер, создающий УХП; 798 нм – лазер, создающий ридберговские атомы; 397 нм и 866 нм лазеры, используемые для регистрации ионов с помощью лазерно-индуцированной флюоресценции (LIF – *laser-induced fluorescence*). Схема уровней нейтральных атомов кальция, задействованных в эксперименте, приведена на рис. 1. Непрерывно охлаждаемые и захватываемые в МОЛ атомы  $^{40}\text{Ca}$  [9] переводятся непрерывным лазерным излучением 390 нм (радиус пучка около  $10^{-3} \text{ м}$ ) в УХП [10] при максимальной плотности ионов порядка  $10^{10} \text{ м}^{-3}$ . Создаваемая УХП постоянно разлетается, однако из-за существования непрерывного источника новых ультрахолодных ионов и электронов возникает

стационарный режим при определенной плотности и температуре УХП. Начальное превышение энергии электронов над порогом ионизации  $E_i$  мы можем сделать достаточно малым, поскольку ширина непрерывного лазера 390 нм составляет около 0.5 МГц ( $10^{-4}$  К). Это позволяет, как было показано выше, получать электронейтральную стационарную УХП, а изменение мощности лазера на длине волны 390 нм позволяет менять концентрацию УХП.

Схема уровней иона  $^{40}\text{Ca}^+$  представлена на рис. 1. В эксперименте мы регистрируем на фотоприемнике флюоресценцию ионов  $^{40}\text{Ca}^+$ . Поскольку ионы УХП имеют очень малую концентрацию, для увеличения интенсивности сигнала флюоресценции необходимо постоянно переводить ионы в возбужденное состояние при помощи лазера на длине волны 397 нм интенсивностью  $1.5 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup> и лазера на длине волны 866 нм интенсивностью  $0.4 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup> (радиус обоих пучков около  $10^{-3}$  м).

МОЛ работает на переходах, соответствующих длинам волн 423 нм (основной охлаждающий переход) и 672 нм (оптическая накачка) [9]. Такая схема уровней позволяет через уровень  $4s5p^1P_1$  с использованием ридберговского лазера (*Rydberg laser*) на длине волны 798 нм реализовать двухфотонный переход в высоколежащее ридберговское состояние  $90^1D_2$ .

При сканировании лазера 798 нм вблизи ридберговского перехода наблюдается увеличение флюоресценции ионов на длине волны 397 нм (кривая 1, рис. 2), а также увеличение вероятности процесса автоионизации за счет добавления УХП (кривая 2, рис. 2).

Одновременное возбуждение атома кальция в ридберговское состояние и возбуждение второго валентного электрона в состояние  $4p^2P_{1/2}$ , как было показано в [5], мгновенно переводит внешний валентный электрон за порог ионизации (кривая 1 на рис. 2). Наличие внешних полей, в том числе добавление УХП, приводит к увеличению вероятности автоионизационного процесса [9] (кривая 2 на рис. 2).

В нашем эксперименте мы работаем в режиме, когда мощность лазера на длине волны 390 нм уменьшает флюоресценцию облака ультрахолодных атомов не более чем на 11%, а лазер, возбуждающий ридберговские атомы на длине волны 798 нм, не более чем на 5%. На рисунке 3 приведена зависимость амплитуды резонансов, показанных на рис. 2, от мощности лазера на длине волны 390 нм (т.е. от разной концентрации УХП).

Эксперименту на рис. 3 соответствуют следующие начальные условия:  $n_a = 10^{15}$  м<sup>-3</sup> – пиковая

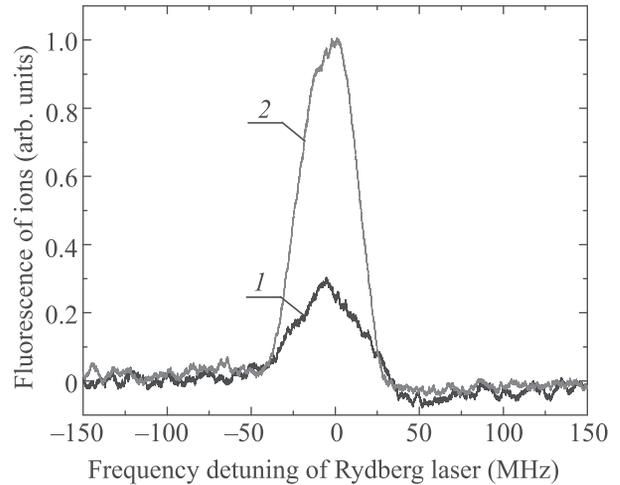


Рис. 2. (Цветной онлайн) Резонанс флюоресценции ионов на длине волны 397 нм при сканировании частоты излучения ридберговского лазера в окрестности уровня  $90^1D_2$ . Кривая 1 – резонанс в отсутствии УХП. Кривая 2 – резонанс при мощности  $P_{390} = 4$  мВт лазерного излучения, создающего УХП

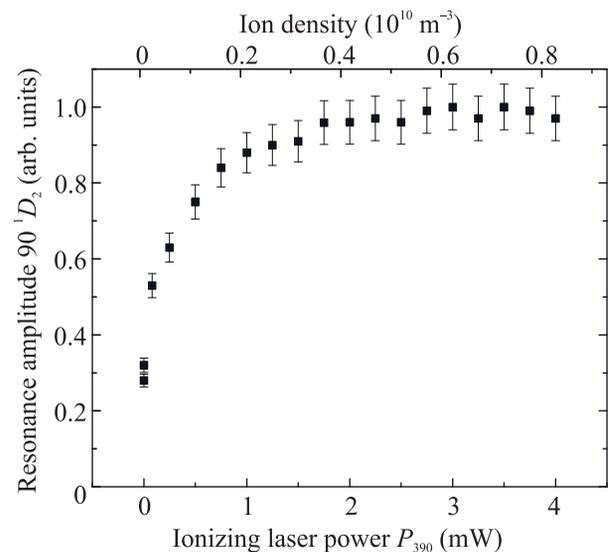


Рис. 3. Зависимость амплитуды резонанса на ридберговском переходе от мощности ионизирующего лазера  $P_{390}$  и концентрации ионов в УХП

концентрация нейтральных атомов,  $\eta$  – доля изменения стационарной концентрации нейтральных атомов при включении лазера 390 нм, которая варьировалась от 0.01 до 0.11,  $\tau_a = 0.18$  с – эффективное время загрузки МОЛ,  $\tau_i = 15 \cdot 10^{-6}$  с – время разлета ионов УХП. Погрешность определения стационарной концентрации ионов составляет 10%.

На основании стационарных кинетических уравнений можно получить концентрацию ионов в создаваемой УХП:

$$n_i = \eta n_a \tau_i / \tau_a. \quad (4)$$

Из верхней шкалы зависимости на рис. 3 следует, что минимально возможная чувствительность метода соответствует концентрации ионов УХП около  $10^9 \text{ м}^{-3}$ . Исходя из электронейтральности создаваемой плазмы, мы можем определить среднее микрополе в центре облака УХП по распределению Хольцмарка:

$$E_H = (2/225)^{1/3} e n_i^{2/3} / \epsilon_0. \quad (5)$$

В нашей работе [11] было показано отличие микрополя в УХП от микрополя, полученного из распределения Хольцмарка, в случае увеличения параметра неидеальности. Для плазмы с параметром неидеальности  $\Gamma = 2.7$ , максимальное электрическое поле, создаваемое УХП, составляет  $E \approx 1.3 E_H$ . Для концентрации ионов УХП порядка  $10^9 \text{ м}^{-3}$ , с учетом поправок на неидеальность, поле составляет менее  $10^{-2} \text{ В/м}$ . Такая высокая чувствительность связана с сильным влиянием УХП на эффективность автоионизации [2]. Кроме того, высокая чувствительность процесса автоионизации к внешним полям показана в работах [4, 6].

Таким образом, в настоящей работе представлен чувствительный метод детектирования электрических полей при помощи наблюдения автоионизационных состояний атома  $^{40}\text{Ca}$ . Теоретический расчет представленной на рис. 3 зависимости следует в дальнейшем провести при помощи мультисканальной теории квантового дефекта [3]. Возможность создавать УХП с хорошо контролируруемыми параметрами позволяет использовать ее для калибровки автоионизационных резонансов. Данный метод позволяет детектировать малые поля с использованием ридберговских атомов  $^{40}\text{Ca}$ . Это открывает возможность использования предложенного метода для детекти-

рования малых полей в экспериментальных работах по созданию сверхточных атомных часов на основе щелочноземельных металлов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 18-12-00424). Работа также поддержана грантом Президента РФ по поддержке молодых ученых и ведущих научных школ, проект МД-2189.2019.2 в части создания оптической схемы возбуждения ридберговских атомов с использованием лазера на длине волны 798 нм.

1. M. Lyon and S. L. Rolston, Rep. Prog. Phys. **80**, 017001 (2016).
2. P. McQuillen, X. Zhang, T. Strickler, F. B. Dunning, and T. C. Killian, Phys. Rev. A **87**, 013407 (2013).
3. T. F. Gallagher, *Rydberg atoms*, Cambridge, Cambridge University Press (2005).
4. G. Fields, X. Zhang, F. B. Dunning, S. Yoshida, and J. Burgörfer, Phys. Rev. A **97**, 013429 (2018).
5. D. Wehrli, M. Genevriez, and F. Merkt, Phys. Rev. A **100**, 012515 (2019).
6. G. Lochead, D. Boddy, D. P. Sadler, C. S. Adams, and M. P. A. Jones, Phys. Rev. A **87**, 053409 (2013).
7. H. Park, R. Ali, and T. F. Gallagher, Phys. Rev. A **82**, 023421 (2010).
8. T. K. Langin, G. M. Gorman, and T. C. Killian, Science **363**, 61 (2019).
9. Б. Б. Зеленер, И. Д. Аршинова, А. А. Бобров, Е. В. Вильшанская, С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Б. В. Зеленер, В. Е. Фортов, Письма в ЖЭТФ **108**, 829 (2018).
10. B. B. Zelener, S. A. Saakyan, K. P. Galstyan, E. V. Vilshanskaya, and V. A. Sautenkov, in *Proceedings of the 3d International Conference on Optics, Photonics and Lasers (OPAL-2020)*, Tenerife, Spain, 21-22 October 2020, p. 16.
11. A. A. Bobrov, S. Ya. Bronin, A. B. Klyarfeld, D. S. Korchagin, B. B. Zelener, and B. V. Zelener, Phys. Plasmas **27**, 122103 (2020).

## Широкополосная неустойчивость свистового диапазона в каверне плотности замагниченной плазмы с продольным током

И. Ю. Зудин<sup>1)</sup>, М. Е. Гуцин, Н. А. Айдакина, С. В. Коробков, А. В. Стриковский

Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 10 ноября 2020 г.

После переработки 9 декабря 2020 г.

Принята к публикации 10 декабря 2020 г.

В токнесущей каверне плотности замагниченной лабораторной плазмы, формируемой электродом с высоким положительным потенциалом, обнаружена широкополосная электромагнитная неустойчивость. Интенсивные шумы с непрерывным частотным спектром возбуждаются в свистовом диапазоне, на частотах ниже электронной гирочастоты. Неустойчивость – токовая, так как шумы существуют только при протекании по плазме электрического тока; при его прерывании шумы исчезают. Широкополосные сигналы, наблюдаемые в лаборатории, по ряду свойств близки к электромагнитным шумам, регистрируемым в естественных кавернах плотности высокоширотной ионосферы и магнитосферы Земли.

DOI: 10.31857/S123456782102004X

Понимание механизмов генерации электромагнитного излучения в околосферной плазме важно для фундаментальной физики и необходимо для решения прикладных задач, связанных с мониторингом геофизической обстановки, защитой космических аппаратов от волновой и корпускулярной радиации. Излучения в диапазонах крайне низких и очень низких частот (КНЧ-ОНЧ), распространяющиеся в замагниченной плазме в форме свистовых волн с частотами, меньшими электронной циклотронной частоты,  $f < f_{ce}$ , являются одной из наиболее интенсивных компонент естественного электромагнитного фона Земли [1]. По сложившемуся представлению, они возбуждаются неравновесными (надтепловыми) электронами околосферной плазмы за счет различных особенностей их функции распределения, включая анизотропию по энергиям и наличие направленных потоков [2].

Разрабатываемые на протяжении 50 лет модели генерации КНЧ-ОНЧ излучений еще далеки от совершенства и нуждаются в верификации. Одним из перспективных подходов признано экспериментальное моделирование на лабораторных плазменных установках с использованием критериев подобия [3]. Лабораторные эксперименты позволяют частично воспроизводить физические процессы в неравновесной плазме, приводящие к генерации электромагнитного излучения, а также целенаправленно варьировать внешние параметры для определения физической картины изучаемых эффектов. Явления лазер-

ной генерации излучения, подобные магнитосферным наблюдаются, например, в компактных магнитных ловушках, заполняемых горячей неравновесной плазмой [4, 5]. Для получения подробных данных, включая прямые (контактные) измерения непосредственно в области генерации электромагнитного излучения, предпочтительно использовать специализированные крупномасштабные стенды, позволяющие, с одной стороны, получать квазиоднородную замагниченную плазму размерами порядка 1 м и более по всем измерениям, с другой стороны – создавать популяцию неравновесных заряженных частиц, например, посредством инжекции электронных пучков [6].

На сегодняшний день, благодаря лабораторным экспериментам, установлено, что тонкие (в масштабе инерционной длины  $\delta_e = c/\omega_{pe}$ , где  $\omega_{pe}$  – плазменная частота) электронные потоки достаточно устойчивы и возбуждают свистовые волны только при условии наличия их начальной модуляции [7, 8]. В широких по сравнению с  $\delta_e$  электронных потоках, инжектируемых в замагниченную фоновую плазму, наблюдаются свистовые неустойчивости, ассоциируемые с различными видами магнитосферных КНЧ-ОНЧ излучений, включая авроральные шипения [9] и хоровые эмиссии [10]. В данной работе представлены результаты экспериментов, в которых неравновесная область замагниченной плазмы представляет собой вытянутую вдоль магнитного поля каверну плотности с продольным током. Формирование каверны плотности и генерация тока производятся электродом, находящимся под высоким (уровня нескольких киловольт) положительным потенциалом. Направленный

<sup>1)</sup>e-mail: zudiniy@apf.sci-nnov.ru

поток электронов формируется не сторонним источником – электронной пушкой, а непосредственно из частиц фоновой плазмы. При этом в камере наблюдается неустойчивость, сопровождаемая возбуждением интенсивных электромагнитных шумов во всем свистовом диапазоне. Исследования были проведены на стенде “Крот” [11], крупнейшей отечественной установке для моделирования физических явлений в космической плазме.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Эксперименты выполнялись в большом

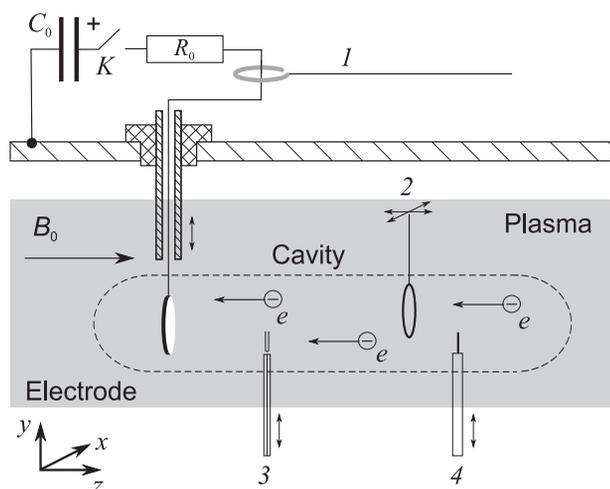


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – пояс Роговского; 2 – рамочная антенна на подвижной платформе; 3 – зонд с СВЧ резонатором на отрезке двухпроводной линии; 4 – зонд Ленгмюра

столбе квазиоднородной плазмы длиной около 5 м и диаметром более 1 м, замагниченной аксиальным полем с индукцией  $B_0 = 45\text{--}270$  Гс. Плазма создавалась импульсным высокочастотным (ВЧ) разрядом в аргоне при давлении  $p = 3 \cdot 10^{-4}$  Торр, и распадалась с характерным временем порядка нескольких миллисекунд. Максимальная концентрация плазмы достигала  $N_e \simeq 3 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ , невозмущенные значения температуры электронов и ионов составляли, соответственно,  $T_e = 0.5\text{--}2$  эВ,  $T_i \leq 0.5$  эВ. В этих условиях электроны сильно замагничены: длина свободного пробега  $l_{ei} > 1$  см значительно превосходит их гирорадиусы при всех значениях индукции внешнего магнитного поля,  $\rho_e \simeq 0.15\text{--}0.9$  мм. Ионы замагничены слабо, либо совсем не замагничены: при гирорадиусе  $\rho_i \simeq 3\text{--}16$  см длина свободного пробега иона  $l_{ia} \simeq 10$  см.

Измерения проводились в распадающейся плазме, после выключения ВЧ генераторов. Генерация тока и формирование каверны плотности осуществ-

лялись с помощью устанавливаемых в центре плазменного столба дисковых медных электродов диаметром  $D = 1\text{--}2$  см, двусторонних либо односторонних, к которым прикладывался импульс высокого напряжения относительно заземленной стенки камеры. В качестве источника энергии использовалась конденсаторная батарея емкостью  $C_0 = 50$  мкФ, заряжаемая до 0.1–7 кВ (типичное напряжение 2.5–3 кВ) и коммутируемая на электрод с помощью тиристорного ключа. В цепь разряда включался резистор номиналом  $R_0 = 1\text{--}68$  Ом, позволяющий ограничивать максимальный ток и регулировать время разряда  $\tau \sim (R_0 + R_{pl})C_0$  (где  $R_{pl} \sim 1\text{--}10$  Ом – сопротивление плазмы) в пределах от 100 мкс до нескольких миллисекунд. Измерения тока в разрядной цепи производились поясом Роговского.

Для диагностики параметров плазмы использовались одиночный зонд Ленгмюра и зонды с СВЧ резонатором на отрезке двухпроводной линии с резонансной частотой 8 ГГц [11]. Измерения шумов производились электростатически экранированными одновитковыми магнитными зондами диаметром 2 см, сигналы с которых по коаксиальным линиям подавались на согласованный вход цифрового осциллографа. Волновые формы сигналов регистрировались осциллографом Tektronix MDO4054-3 с номинальной полосой пропускания усилительного тракта в 500 МГц по уровню –3 дБ (–10 дБ на частоте 800 МГц) и частотой дискретизации 2.5 ГГц. Спектральный анализ сигналов осуществлялся радиоканалом осциллографа в полосе до 3 ГГц с временными окнами различной длительности. Диагностики размещались на подвижных в радиальном ( $y$ ) направлении штангах, установленных в разных сечениях камеры, а также на двухкоординатном ( $x, z$ ) электро-механическом приводе непосредственно в камере.

На рисунке 2 приводятся вольтамперные характеристики (ВАХ) ленгмюровского зонда и поперечный профиль концентрации электронов в возмущенной области плазмы. Сбор электронов при подаче потенциала на электрод приводит к “эрозии” плазмы, сопровождаемой формированием глубокой, вытянутой вдоль магнитного поля каверны плотности, концентрация плазмы внутри которой примерно в 3 раза меньше фонового значения. Диаметр каверны зависит от величины магнитного поля, при типичных условиях он составляет около 10 см, длина каверны – не менее 100 см, время формирования каверны – порядка 100 мкс. В условиях эксперимента поперечный размер каверны оказывается сравним с ионным гирорадиусом ( $\rho_i \sim 5$  см) и на порядок пре-

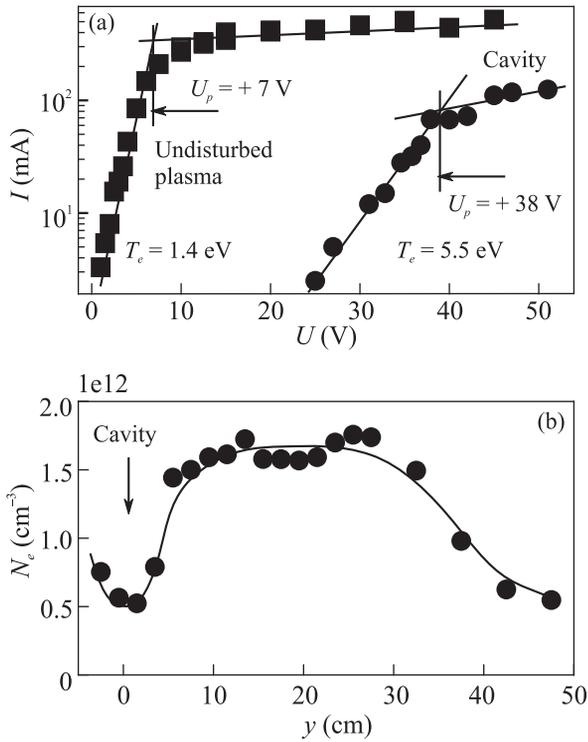


Рис. 2. (а) – ВАХ ленгмюровского зонда в невозмущенной плазме (квадраты) и внутри каверны (круги),  $U_p$  – потенциал плазмы относительно стенки камеры. (б) – Поперечный профиль концентрации. Индукция магнитного поля  $B_0 = 135$  Гс, измерения выполнены через 160 мкс после начала импульса тока; напряжение на накопителе  $U_0 = 3$  кВ, балластное сопротивление  $R_0 = 13$  Ом

вышает инерционную длину  $\delta_e \approx 0.5$  см. В области каверны электроны разогреваются протекающим по плазме током до  $T_e \approx 5$  эВ. Длина свободного пробега нагретых электронов в каверне  $l_e \gtrsim 60$  см, при этом определяющую роль играют столкновения электронов с нейтральными атомами. На длине каверны движение электронов можно считать слабостолкновительным. Как внутри, так и снаружи каверны плазменная частота  $f_{pe} \approx 6.4\text{--}12.7$  ГГц значительно превосходит циклотронную частоту  $f_{ce} \approx 125\text{--}750$  МГц.

В каверне возбуждаются интенсивные электромагнитные шумы. Типичные динамический спектр (спектрограмма) и осциллограмма шумов приведены на рис. 3 вместе с временной зависимостью тока, собираемого из плазмы. Амплитуда шума достигает 10 мГс, его среднеквадратичный уровень составляет 0.1–1 мГс; интенсивность шума приблизительно одинакова у продольной ( $B_z$ ) и поперечной ( $B_x$ ) компонент переменного магнитного поля. Эти значения на два-три порядка выше уровня равновесного теплового шума, возбуждаемого в свистовом диапазоне при

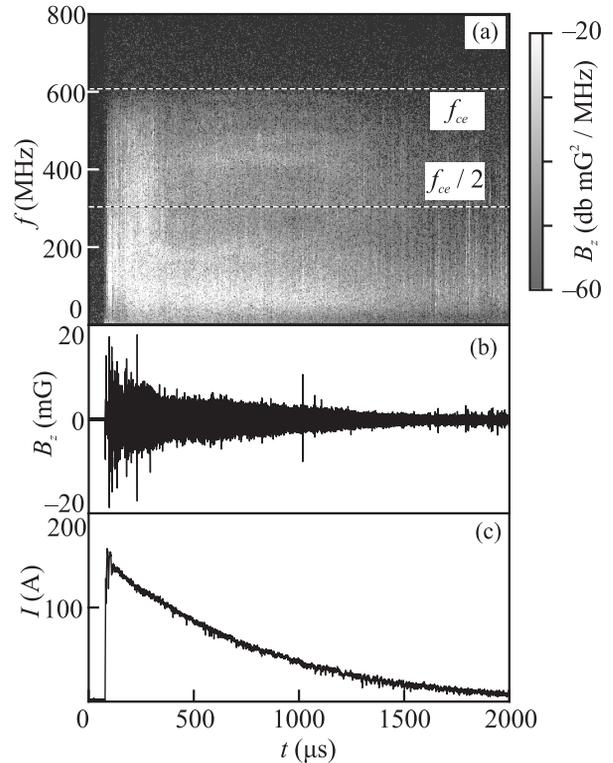


Рис. 3. (а) – Динамический спектр шумов в продольной ( $B_z$ ) компоненте магнитного поля, измеренной в центре каверны плотности на расстоянии  $z = 45$  см от электрода. (б) – Соответствующая осциллограмма шумов. (с) – Осциллограмма тока, собираемого электродом из плазмы. Концентрация невозмущенной плазмы  $N_e \approx 1.8 \cdot 10^{12}$ , индукция магнитного поля  $B_0 = 215$  Гс, электронная циклотронная частота  $f_{ce} \approx 610$  МГц

температуре электронов  $T_e = 5$  эВ, оцениваемого согласно [12]. Эффект генерации шума характеризуется ярко выраженным порогом по току, который при типичных параметрах составляет около 10 А (рис. 4). Эти обстоятельства указывают на то, что в эксперименте наблюдается развитие неустойчивости.

Шумовые электромагнитные поля локализованы в пределах каверны плотности (рис. 5). Частотный спектр неустойчивости имеет резкую верхнюю границу,  $f^* = f_{ce}$  (рис. 3, бс), во всем объеме каверны, за исключением области вблизи электрода. При  $z < 15$  см спектр простирается до более высоких частот, соответствующих полосе непрозрачности плотной замагниченной плазмы (рис. 6а, б).

Обсудим полученные результаты. В первую очередь, чтобы говорить о наблюдаемых шумовых сигналах как о проявлении плазменной неустойчивости в каверне, необходимо исключить другие возможные источники шума. В данном случае это – комплекс приэлектродных явлений, связанных с ускорением

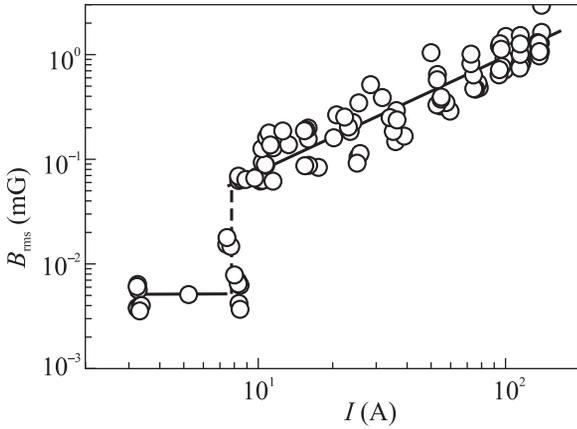


Рис. 4. Среднеквадратичное значение амплитуды шумов в центре каверны плотности ( $B_z$  компонента) в зависимости от силы тока, собираемого из плазмы. Усреднение выполнено на интервале времени от 0 до 100 мкс после начала импульса тока, концентрация невозмущенной плазмы:  $N_e \approx 1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , электронная температура  $T_e \approx 1.5 \text{ эВ}$ , магнитное поле  $B_0 = 225 \text{ Гс}$

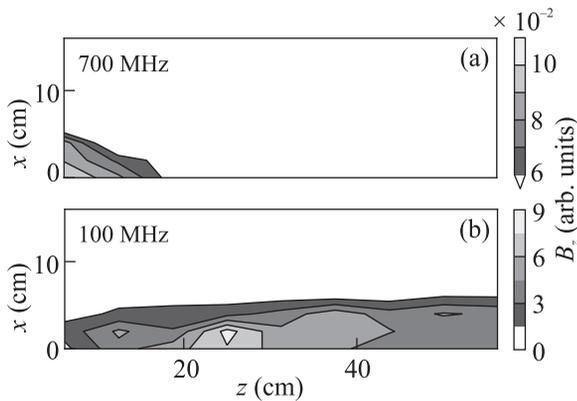


Рис. 5. Пространственное распределение амплитуды шумов на различных частотах ( $B_z$  компонента) в области каверны плотности. (a) – В полосе непрозрачности плазмы  $f = 700 \text{ МГц} > f_{ce} \approx 630 \text{ МГц}$ . (b) – В свистовом диапазоне  $f = 100 \text{ МГц} < f_{ce}$ . Концентрация невозмущенной плазмы  $N_e \approx 1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , электронная температура  $T_e \approx 1.5 \text{ эВ}$ , магнитное поле  $B_0 = 225 \text{ Гс}$

электронов в области слоя пространственного заряда, и их взаимодействием с поверхностью металла и изоляторов. С высокой вероятностью, именно такие эффекты вносят определяющий вклад в генерацию шумов с частотами  $f > f_{ce}$  вблизи электрода. Ниже показано, что приэлектродная область не является источником свистовых шумов в каверне плотности.

Во-первых, области генерации шумов свистового диапазона ( $f < f_{ce}$ ) и шумов в полосе непрозрачности плазмы ( $f > f_{ce}$ ) разделены в простран-

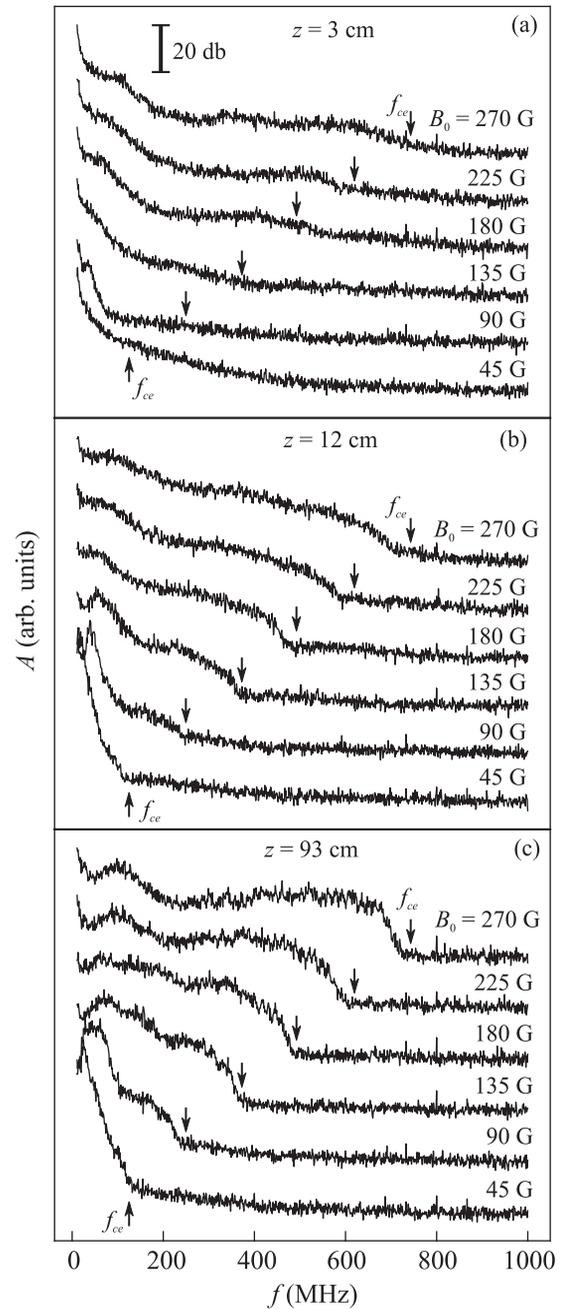


Рис. 6. Спектры шумов в каверне в зависимости от индукции внешнего магнитного поля  $B_0$  на разных расстояниях от электрода: (a) – 3 см; (b) – 12 см; (c) – 93 см. Частота циклотронного резонанса в условиях измерения каждой из кривых отмечена стрелкой

стве. Из рисунка 5 видно, что максимальная амплитуда шумов с  $f > f_{ce}$  соответствует позиции электрода  $z = 0 \text{ см}$ . По мере удаления от электрода амплитуда этих спектральных компонент быстро падает; при  $z \sim 20 \text{ см}$  сигналы с  $f > f_{ce}$  отсутствуют. В свистовом диапазоне пространственная структура шумов отличается: по мере удаления от

электрода вдоль оси  $z$  их интенсивность нарастает (рис. 5). В целом, шумы свистового диапазона с  $f < f_{ce}$  достаточно равномерно заполняют каверну плотности и, соответственно, область протекания тока. При использовании дискового электрода, покрытого с одной стороны изолятором, шумы регистрируются только в полупространстве со стороны собирающей поверхности, непосредственно в области каверны.

Во-вторых, шумы наблюдаются в каверне плотности только во время протекания по плазме продольного тока, превышающего указанное выше пороговое значение. В частности, при напряжении, повышенном до 5–7 кВ, во время разряда накопителя иногда возникали пробой продолжительностью порядка 100 мкс между электродом и металлической штангой его держателя, находящейся под потенциалом стенки камеры. При пробое ток на электрод замыкался не по длинному пути, вдоль магнитного поля через плазму на стенку камеры, а накоротко, вдоль поверхности изолятора между электродом и штангой. Полный ток в цепи не испытывал заметной вариации и характер приэлектродных процессов при пробое не изменялся, однако амплитуда шумов в каверне скачкообразно уменьшалась до нуля. После окончания пробоя шумы в каверне возникали снова. Эти результаты, а также дополнительные эксперименты, в которых ток, собираемый из плазмы, принудительно прерывался с помощью тиристорного коммутатора, показывают, что характерное время затухания или раскочки шумов в каверне плотности определяется временем коммутации тока и не превышает нескольких микросекунд.

Отметим, наконец, что проведенные на стенде “Крот” эксперименты по моделированию динамики разлета плотных плазменных облаков [13] также связаны с установкой в фоновую плазму высоковольтных электродов, входящих в состав импульсных плазменных пушек. Магнитное поле  $B_0$  и параметры фоновой плазмы в этих исследованиях близки к описываемому в данной работе эксперименту, а генерация плазменных струй при сравнимых импульсных напряжениях ( $U_0 = 1 - 7$  кВ) сопровождается сильным взаимодействием заряженных частиц с поверхностью электродов и изолятора: плотность тока в рабочем пространстве пушки достигает величин уровня 10 кА/см<sup>2</sup>. Однако в этих экспериментах в фоновой плазме отсутствует крупномасштабная токовая система, и генерация шумов с частотами до  $f \sim f_{ce}$  не наблюдается.

Таким образом, широкополосные шумы возбуждаются протяженным источником непосредственно

в каверне плотности. Наблюдаемая неустойчивость может быть охарактеризована как токовая.

Анализ ВАХ ленгмюровского зонда в каверне плотности не показывает значимых особенностей распределения электронов по энергиям типа наличия двух фракций с различными температурами или появления высокоэнергичного хвоста функции распределения [14]. Скорость направленного движения электронов к собирающему электроду можно оценить как  $v_e \simeq I/eN_eS$ , где  $I$  – полный ток, собираемый электродом,  $e$  – заряд электрона,  $N_e$  – концентрация плазмы в каверне,  $S$  – площадь поперечного сечения протекания тока, которое для оценок можно принять равным площади поперечного сечения каверны. Для условий рис. 2, 3  $S = 75$  см<sup>2</sup>,  $N_e \sim 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $I \sim 100$  А, направленная скорость электронов в каверне  $v_e \sim 1.7 \cdot 10^7$  см/с приблизительно в 10 раз меньше их тепловой скорости ( $v_{Te} \simeq 1.6 \cdot 10^8$  см/с). Пороговое значение тока, при котором начинается развитие неустойчивости (порядка 10 А), при соответствующих параметрах плазмы в каверне дает скорость направленного движения  $v_e \sim 10^6$  см/с, близкую к скорости ионного звука,  $v_s = \sqrt{(T_e + T_i)/M} \simeq 8 \cdot 10^5$  см/с, где  $M$  – масса иона. При превышении порога среднеквадратичный уровень шумов увеличивается пропорционально току, протекающему по каверне (рис. 4). Эти обстоятельства в дальнейшем могут быть использованы при построении теоретической модели.

Полученные результаты интересно сопоставить с данными других научных групп. По постановке проводимые эксперименты близки к описанным в работе [15], посвященной переходным процессам и неустойчивостям при импульсном сборе тока электродом, помещенным в квазиоднородную замагниченную плазму большого объема. В этом эксперименте происходило формирование каверны плотности, однако интенсивных широкополосных шумов с частотами до  $f \sim f_{ce}$  не наблюдалось. Во-первых, эксперименты выполнялись с меньшими значениями напряжения и среднего тока, как правило, не превышавшего 10 А: при тех же параметрах фоновой плазмы глубина и длина каверны были заметно меньше. Кроме того, индукция внешнего магнитного поля (и, соответственно, циклотронная частота  $f_{ce}$ ) в нашем эксперименте в несколько (до 10) раз выше, чем в эксперименте [15], что позволяет уверенно выделять высокочастотные электромагнитные процессы свистового диапазона на фоне низкочастотных неустойчивостей ионно-звукового типа, представлявших основной интерес для авторов цитируемой работы.

Наблюдаемые в нашем эксперименте шумы по своим амплитудным и спектральным характеристикам близки к широкополосным сигналам, обнаруженным при инжекции в замагниченную плазму широкоапертурного моноэнергетического пучка электронов с энергией в несколько кэВ [10]. Интересно, что в этом эксперименте также наблюдается провал спектральной плотности шумов в области частот  $f \sim f_{ce}/2$  (см. рис. 3, 6с). Описанный в цитируемой работе эксперимент нацелен на моделирование резонансного взаимодействия потока энергичных электронов со свистовыми волнами на черенковском и циклотронном резонансах. В нашем же эксперименте электромагнитный шум возникает в условиях, в которых такое резонансное взаимодействие, скорее всего, не может реализоваться: у функции распределения электронов не регистрируются особенности, соответствующие пучку или высокоэнергичному “хвосту”, а скорость направленного движения электронов, как минимум, на порядок меньше скорости их теплового движения. Уточнение модели генерации электромагнитных сигналов с шумовым частотным спектром в экспериментах, подобных описанному в [10], является предметом дальнейших исследований.

Локализация возбуждаемых электромагнитных шумов в каверне плотности, с одной стороны, обусловлена пространственной структурой источника – электронного потока, с другой стороны – может быть связана со свойствами области пониженной концентрации как направляющей структуры, удерживающей свистовые волны в режиме волноводного распространения. Известно, что на частотах  $f_{ce}/2 < f < f_{ce}$  область с пониженной плотностью плазмы является волноводом для свистовых волн практически при любых углах волнового вектора, на частотах  $f < f_{ce}/2$  – для косых свистовых волн, или волн конической рефракции [16, 17]. Удержание свистовых волн в режиме каналированного распространения может способствовать повышению эффективности их генерации электронным потоком.

В заключение отметим, что неустойчивости, напоминающие по свойствам описанную в данной работе, наблюдаются в областях околоземной плазмы с продольными электрическими полями и токами, в первую очередь – в высокоширотной ионосфере. В частности, ракетные эксперименты показывают, что широкополосные электромагнитные сигналы свистового диапазона могут возбуждаться в кавернах плотности ионосферной плазмы, развивающихся в условиях суббури, на стадии генерации возвратного тока, т.е. восходящего потока тепловых электронов ионосферы, компенсирующего поток высыпавшихся

из магнитосферной силовой трубки энергичных частиц [18].

Авторы выражают признательность М. В. Стародубцеву за обсуждение полученных в статье результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 19-19-00501.

1. R. A. Helliwell, *Whistlers and Related Ionospheric Phenomena*, Stanford University Press, Stanford, USA (1965).
2. В. Ю. Трахтенгерц, М. Дж. Райкрофт, *Свистовые и альфвеновские циклотронные лазеры в космосе*, Физматлит, М. (2011).
3. Х. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар, *Космическая электродинамика: Основные принципы*, Мир, М. (1967).
4. А. Г. Шалашов, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Демехов, В. Г. Зорин, Д. А. Мансфельд, С. В. Разин, Письма в ЖЭТФ **84**, 375 (2006) [JETP Lett. **84**, 314 (2006)].
5. М. Е. Viktorov, A. G. Shalashov, E. D. Gospodchikov, N. Yu. Semin, and S. V. Golubev, *Phys. Plasmas* **26**, 062104 (2020).
6. W. Gekelman, P. Pribyl, Z. Lucky, M. Drandell, D. Leneman, J. Maggs, S. Vincena, B. van Compernelle, S. K. P. Tripathi, G. Morales, T. A. Carter, Y. Wang, and T. DeHaas, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 025105 (2016).
7. М. Starodubtsev, C. Krafft, B. Lundin, and P. Thevenet, *Phys. Plasmas* **6**, 2862 (1999).
8. М. Starodubtsev and C. Krafft, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1335 (1999).
9. R. L. Stenzel, *J. Geophys. Res.* **82**, 4805 (1977).
10. B. van Compernelle, X. An, J. Bortnik, and R. M. Thorne, *Plasma Phys. Control. Fusion.* **59**, 014016 (2017).
11. N. Aidakina, M. Gushchin, I. Zudin, S. Korobkov, and A. Strikovskiy, *Phys. Plasmas* **25**, 122104 (2018).
12. G. Golubyatnikov and R. L. Stenzel, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 940 (1993).
13. М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, В. А. Терехин, А. В. Стриковский, В. И. Гундорин, И. Ю. Зудин, Н. А. Айдакина, А. С. Николенко, Письма в ЖЭТФ **108**, 416 (2018) [JETP Lett. **108**, 391 (2018)].
14. Р. Хаддлстоун, С. Леонард (ред.), *Диагностика плазмы*, Мир, М. (1967).
15. J. M. Urrutia and R. L. Stenzel, *Phys. Plasmas* **4**, 36 (1997).
16. П. В. Бахарев, Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, К. Крафт, *Физика плазмы* **36**, 979 (2010) [*Plasma Physics Reports* **36**, 919 (2010)].
17. М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, А. В. Костров, А. В. Стриковский, Письма в ЖЭТФ **88**, 752 (2008) [JETP Lett. **88**, 720 (2008)].
18. D. J. Knudsen, R. Kabirzadeh, J. K. Burchill, R. F. Pfaff, D. D. Wallis, S. R. Bounds, J. H. Clemmons, and J.-L. Pin'on, *J. Geophys. Res.* **117**, A02217 (2012).

# Электромагнитный эффект близости и ЛОФФ неустойчивость в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик (Миниобзор)

С. В. Миронов<sup>+</sup>, А. В. Самохвалов<sup>+</sup>, А. И. Буздин<sup>+\*</sup>, А. С. Мельников<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup>Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

<sup>\*</sup>University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France

Поступила в редакцию 17 ноября 2020 г.

После переработки 17 ноября 2020 г.

Принята к публикации 23 ноября 2020 г.

В работе представлен обзор недавних теоретических идей, посвященных механизму электромагнитного эффекта близости в гибридных сверхпроводящих структурах с ферромагнитными слоями, а также проблеме неустойчивости типа Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) с модуляцией сверхпроводящего параметра порядка в плоскости слоев структуры. Показано, что вблизи перехода в фазу ЛОФФ электромагнитный эффект близости может быть усилен: соответствующий спонтанный ток, текущий по сверхпроводящему слою гибридной структуры сверхпроводник–ферромагнетик, резко возрастает при приближении к линии ЛОФФ перехода на фазовой диаграмме структуры. Переход в фазу ЛОФФ, таким образом, может быть обнаружен экспериментально методами, диагностирующими генерацию спонтанных токов.

DOI: 10.31857/S1234567821020051

**1. Введение.** Нетривиальная физика эффекта близости в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик (СФ), связанная в значительной мере с влиянием обменного поля на спины электронов в куперовских парах, приводит к ряду необычных и интересных явлений, которые принято объединять термином “сверхпроводящая спинтроника” [1, 2]. Среди работ, посвященных этим эффектам, можно упомянуть теоретические предсказания джозефсоновских  $\pi$ -контактов [3–5], их первую экспериментальную реализацию [6] и дальнейшие исследования в [7–9], работы по изучению немонотонной зависимости критической температуры СФ структур от толщины ферромагнитного слоя [10, 11], локального увеличения плотности электронных состояний на уровне Ферми [12–15], эффекта сверхпроводящего спинового вентиля [16–30] и др. Подробные обзоры этих вопросов можно найти в работах [31–36]. В данной небольшой статье мы не можем претендовать на полное освещение этой обширной и бурно развивающейся области физики конденсированных сред. Вместо этого мы сосредоточимся на обзоре сравнительно недавних работ, имеющих прямое отношение к исследованиям электродинамического отклика таких структур, которые являются одним из эффек-

тивных методов изучения различных фазовых переходов, вызванных взаимодействием двух конкурирующих параметров порядка в СФ системах с эффектом близости.

Электродинамика СФ структур имеет ряд важных отличий от классической электродинамики обычных сверхпроводников, в основе которой лежит лондоновская материальная связь

$$\mathbf{j}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\mathbf{A} \quad (1)$$

между сверхпроводящим током  $\mathbf{j}_s$  и векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ . Здесь  $\lambda$  – лондоновская глубина проникновения магнитного поля. Основной особенностью эффекта близости (проникновения куперовских пар из сверхпроводника в ферромагнетик) в СФ системах является конверсия синглетных сверхпроводящих корреляций в триплетные, происходящая вследствие воздействия обменного поля ферромагнетика на спины электронов в куперовской паре [31–33]. При этом в СФ структурах с неоднородным распределением обменного поля триплетные корреляции могут быть дальнедействующими, т.е. проникать вглубь ферромагнетика на масштабы, существенно превышающие масштабы проникновения обычных синглетных корреляций [37, 38]. Одним из удивительных свойств триплетных корреляций является

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

их необычный вклад в сверхпроводящий ток, который является парамагнитным в отличие от диамагнитного вклада от синглетных куперовских пар. В результате упомянутое выше соотношение  $\mathbf{j}_s(\mathbf{A})$  изменяется за счет присутствия неоднородных диамагнитных и парамагнитных вкладов в величину  $\lambda^{-2}$ , которая теперь становится зависящей от координат. Заметим, что в грязном пределе материальная связь  $\mathbf{j}_s(\mathbf{A})$  остается локальной.

Большинство экспериментальных методов позволяет провести измерение лишь интегрального магнитного отклика структуры. Данный отклик определяется эффективной глубиной проникновения магнитного поля  $\Lambda$ , которая получается усреднением локального отклика по толщине слоистой структуры:  $\Lambda^{-1} = \int \lambda^{-2} dx$  ( $x$  – координата поперек структуры) [39–42]. При температуре  $T$ , близкой к критической температуре  $T_c$ , эффективная глубина проникновения магнитного поля  $\Lambda$  определяется средней плотностью синглетных  $\langle n_s \rangle$  и триплетных  $\langle n_t \rangle$  пар:  $\Lambda^{-1} \propto \langle n_s \rangle - \langle n_t \rangle$ . Здесь угловые скобки означают усреднение по толщине слоистой СФ структуры. Поскольку поведение синглетных и триплетных сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике существенно отличается, локальная плотность сверхтока может стать локально парамагнитной в тех местах, где триплетные корреляции преобладают ( $\langle n_s \rangle < \langle n_t \rangle$ ) [37, 43, 44]. При этом локальная смена знака электродинамического отклика с диамагнитного на парамагнитный очевидным образом приводит к подавлению диамагнетизма в интегральном отклике. Важно отметить, что при этом потеря устойчивости сверхпроводящего состояния, однородного в плоскости слоев, не позволяет изменить знак полного интегрального отклика: вместо такой смены знака происходит образование неоднородной сверхпроводящей фазы, аналогичной состоянию Ларкина–Овчинникова–Фюльде–Феррелла (ЛОФФ) с модуляцией сверхпроводящего параметра порядка в плоскости слоев структуры [45–47]. Подобная продольная ЛОФФ неустойчивость в гибридных СФ структурах с неодносвязной геометрией (например, полый сверхпроводящий цилиндр с ферромагнитной сердцевинной) приводит к формированию в них неоднородных вихревых состояний с различным значением орбитального момента и к фазовым переходам между такими состояниями [48–51]. Также ЛОФФ неустойчивость может возникать в планарных гибридных структурах сверхпроводник–нормальный металл с неравновесным распределением квазичастиц [52, 53], которое, как известно, может приводить и к формированию  $\pi$ -контактов [54].

Описанные выше электромагнитные явления являются следствиями прямого эффекта близости в СФ структурах, который связан с проникновением куперовских пар из сверхпроводника в ферромагнетик. Вместе с тем эффект близости вызывает и обратное явление – проникновение магнитного момента из ферромагнетика в сверхпроводник. Существуют два основных механизма возникновения магнетизма в сверхпроводнике. Первый связан со спиновой поляризацией электронов, образующих куперовскую пару вблизи СФ границы (так называемый обратный эффект близости) [55–60]. Результирующая намагниченность индуцируется в поверхностном слое сверхпроводника шириной порядка размера куперовской пары, то есть корреляционной длины  $\xi_0 \sim 1$ –10 нм. Второй механизм является чисто электромагнитным: прямой эффект близости возбуждает сверхпроводящий ток, текущий внутри ферромагнитного слоя, и, как следствие, компенсирующие мейснеровские токи внутри сверхпроводника (электромагнитный эффект близости) [61, 62]. Некоторые замечания, касающиеся возможности протекания подобных экранирующих токов вне ферромагнетика были высказаны также ранее в работах [63, 64]. Сверхпроводящие токи, индуцированные за счет электромагнитного эффекта близости, являются источником магнитного поля в сверхпроводнике, которое спадает на масштабе порядка лондоновской глубины  $\lambda$ . В сверхпроводниках второго рода этот масштаб существенно превышает  $\xi_0$ , что делает электромагнитный эффект близости дальнедействующим по сравнению с обратным эффектом близости. При этом соотношение между величинами магнитного поля, возникающего на СФ границе вследствие двух описанных механизмов, существенно зависит от природы магнетизма в  $\Phi$  слое. Так, если рассматривать модель, в которой магнитный момент ферромагнетика обусловлен лишь электронами проводимости, вклад от обратного эффекта близости может быть существенным [65], тогда как для типичных ферромагнетиков, в которых магнитный момент формируется преимущественно за счет взаимодействия спина электронов с локализованными моментами, электромагнитный эффект близости оказывается доминирующим [62].

Экспериментально пространственное распределение магнитного поля в СФ структурах может быть определено с помощью мюонной спиновой спектроскопии [66–70] или экспериментов по рассеянию нейтронов [71–75]. В ряде соответствующих работ было обнаружено, что магнитное поле в сверхпроводящем слое проникает на длину, существенно пре-

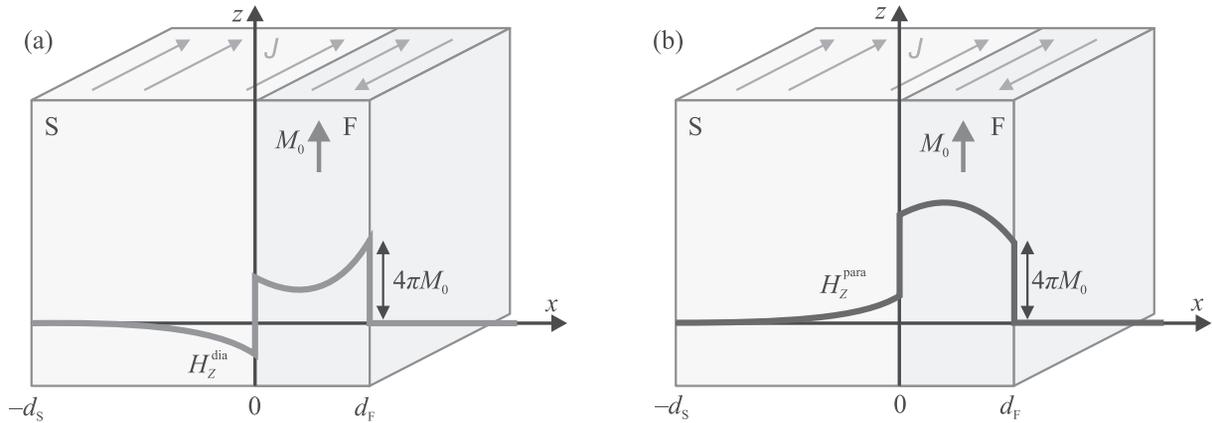


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение спонтанного магнитного поля, возникающего в бислое СФ из-за электромагнитного эффекта близости, в случаях, когда интегральный сверхпроводящий ток в ферромагнетике: (а) – диамагнитный; (б) – парамагнитный

вышающую все типичные сверхпроводящие корреляционные длины, что может быть следствием электромагнитного эффекта близости. Важно отметить, что электромагнитный эффект близости возникает даже в структурах, где в силу специального выбора формы ферромагнетика при температурах выше сверхпроводящего фазового перехода отсутствуют поля рассеяния (например, в слоистых СФ структурах с однородной намагниченностью в плоскости Ф слоя). Таким образом, электромагнитный эффект близости необходимо учитывать при проектировании устройств сверхпроводящей спинтроники, в которых возникающее магнитное поле может приводить к существенной модификации рабочих режимов.

Дальнейшее описание нетривиальной электродинамики СФ структур построено следующим образом. В разделе 2 мы обсудим основные характеристики электродинамического эффекта близости. Раздел 3 посвящен обсуждению проблемы парамагнитного отклика и возникающей в результате неустойчивости типа ЛОФФ с модуляцией сверхпроводящего параметра порядка в плоскости слоев структуры. Раздел 4 является в некотором смысле объединяющим для рассмотренных типов явлений: в нем мы анализируем поведение электродинамического эффекта близости вблизи порога ЛОФФ неустойчивости.

**2. Электромагнитный эффект близости в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик.** Простейшей физической системой, в которой возникает электромагнитный эффект близости, является СФ бислоем (см. рис. 1). Будем предполагать, что намагниченность  $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{e}_z$  в ферромагнетике направлена вдоль межслоевой границы (вдоль оси  $z$ ). При этом если эффект

близости подавлен (граница между С и Ф слоями не прозрачна для электронов), то магнитное поле вне ферромагнитного слоя отсутствует.

Рассмотрим теперь более подробно случай развитого эффекта близости (граница между С и Ф слоями прозрачна для электронов). Уравнение Максвелла для векторного потенциала внутри структуры может быть записано в следующем общем виде:

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_s + \mathbf{j}_m), \quad (2)$$

где  $\mathbf{j}_s$  – сверхпроводящий мейсснеровский ток, а  $\mathbf{j}_m = c \text{rot } \mathbf{M}$  – ток намагниченности, текущий по границам ферромагнетика. Будем предполагать, что толщина сверхпроводника существенно больше лондоновской длины  $\lambda$ , в то время как толщина ферромагнетика  $d_f \ll \lambda$ . Также для простоты ограничимся детальным рассмотрением лишь случая локальной связи  $\mathbf{j}_s(\mathbf{A})$ , характерной для систем в грязном пределе:

$$\mathbf{j}_s(x) = -\frac{c}{4\pi} \frac{1}{\lambda^2(x)} \mathbf{A}, \quad (3)$$

где лондоновская длина зависит от координаты  $x$  поперек слоев (будем считать, что граница между С и Ф слоями соответствует плоскости  $x = 0$ , причем Ф слой находится в области  $x > 0$ ). Отметим, что проникновение сверхпроводящих корреляций внутрь ферромагнетика приводит к тому, что в Ф слое  $\lambda^{-2}(x) \neq 0$ . Кроме того, из-за эффекта близости возникает небольшое локальное изменение величины  $\lambda^{-2}$  вблизи границы между слоями со стороны сверхпроводника. Пространственный масштаб такого изменения имеет порядок сверхпроводящей длины когерентности  $\xi$ , при этом поправка к  $\lambda^{-2}$  существенно подавляется при уменьшении проводимости фер-

ромагнетика по сравнению с проводимостью сверхпроводника. Данные обстоятельства позволяют пренебречь поправкой к  $\lambda^{-2}$  внутри сверхпроводника и считать лондоновскую длину в С слое константой  $\lambda_0$ . В этом случае уравнение Максвелла (2) имеет решение  $A_y(x) = A_0 \exp(x/\lambda_0)$  внутри сверхпроводника и  $A_y(x) = A_0 + 4\pi M_0 x$  внутри ферромагнетика (при записи решения внутри Ф слоя мы учли, что  $d_f \ll \lambda$ ). Константу  $A_0$  проще всего найти, проинтегрировав уравнение (2) по толщине ферромагнетика с учетом связи магнитного поля  $\mathbf{B}$  с векторным потенциалом:  $B_z = \partial A_y / \partial x$ . Предполагая, что внешнее магнитное поле отсутствует, так что  $B_z(d_f) = 0$ , получаем:

$$B_z(0) = -4\pi M_0 \int_0^{d_f} \frac{x' dx'}{\lambda^2(x')} - A_0 \int_0^{d_f} \frac{dx'}{\lambda^2(x')}. \quad (4)$$

При этом из решения уравнения Максвелла внутри С слоя следует, что  $A_0 = B_z(0)\lambda_0$ , поэтому второе слагаемое в правой части выражения (4) имеет порядок  $(d_f/\lambda_0)B_z(0) \ll B_z(0)$  и им можно пренебречь. Итоговое выражение для спонтанного магнитного поля, возникающего в сверхпроводнике, приобретает вид:

$$B_z(x) = -4\pi M_0 Q \exp(x/\lambda_0), \quad (5)$$

где  $Q = \int_0^{d_f} \lambda^{-2}(x')x' dx'$ . Аккуратный вывод выражения для  $Q$  может быть проделан в рамках микроскопической теории (например, теории Узаделя для систем в грязном пределе) [61].

Важной особенностью электромагнитного эффекта близости является осцилляторная зависимость величины  $Q$ , определяющей возникающее в сверхпроводнике магнитное поле, от толщины ферромагнитного слоя  $d_f$ . Данный эффект связан с пространственными осцилляциями синглетной и триплетной компонент сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике, которые приводят к знакопеременному профилю магнитного ядра  $\lambda^{-2}$  в соотношении  $\mathbf{j}_s(\mathbf{A})$ . В результате направление интегрального тока в ферромагнетике определяется отношением его толщины к корреляционной длине  $\xi_f = (\hbar D/\hbar)^{1/2}$  ( $D$  – коэффициент диффузии в ферромагнетике,  $\hbar$  – обменное поле) и может быть как диамагнитным, так и парамагнитным. Соответственно, индуцированное в сверхпроводнике магнитное поле может быть направлено как антипараллельно, так и параллельно магнитному моменту ферромагнетика (см. рис. 1).

Интересно отметить, что электромагнитный эффект близости существенно усиливается, если ферромагнетик состоит из двух слоев с неколлинеарны-

ми магнитными моментами. В этом случае проникновение куперовских пар в Ф слой сопровождается генерацией дальнедействующих триплетных корреляций, которые не чувствительны к обменному полю и могут проникать вглубь ферромагнетика на расстояния, существенно превышающие длину когерентности  $\xi_f$ . Для структур с толщиной внешнего ферромагнитного слоя, существенно превышающей  $\xi_f$ , возникновение дальнедействующих триплетных корреляций приводит к значительному усилению интегрального сверхпроводящего тока, текущего по Ф слою, что, в свою очередь, вызывает увеличение амплитуды спонтанного магнитного поля в сверхпроводящем слое. В результате, спонтанное магнитное поле максимально для перпендикулярной взаимной ориентации магнитных моментов в ферромагнитных слоях и минимально для параллельных. Микроскопические расчеты, выполненные в рамках теории Узаделя для грязных сверхпроводников и теории Эйленбергера для чистых, полностью подтверждают приведенные качественные соображения [62].

Остановимся теперь более подробно на способах экспериментального обнаружения электромагнитного эффекта близости. Одними из наиболее информативных методов изучения спонтанных магнитных полей в СФ структурах являются исследования рассеяния спин-поляризованных нейтронов и мюонов. Преимуществом данных методик является возможность реконструкции зависимости магнитного поля от координаты поперек СФ структуры. К настоящему моменту известно несколько экспериментальных работ (см., например, [67–69, 71–73]), в которых наблюдалось возникновение дальнедействующих магнитных полей в широком классе СФ структур: V/Fe, Au/Nb/ферромагнетик, Cu/Nb/Co, YBaCuO/LaCaMnO и др. Масштаб спадающего магнитного поля вглубь сверхпроводника до 5 раз превышает длину когерентности в используемых материалах, что может свидетельствовать о доминирующем электромагнитном эффекте близости в данных системах. Более того, в эксперименте [67] для СФ системы с композитным ферромагнетиком, состоящим из двух слоев с различным направлением магнитных моментов, было показано, что амплитуда возникающего в сверхпроводнике магнитного поля максимальна для перпендикулярной магнитной конфигурации Ф слоя, что согласуется с описанными выше теоретическими расчетами [62]. Дальнейшие более детальные эксперименты по изучению профилей проникновения внешнего магнитного поля в структуры Cu/Nb и Cu/Nb/Co продемонстрировали существенное усиление мейсснеровских токов

при наличии слоя  $\text{Co}$ , а также качественные различия профилей магнитного поля в  $\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}/\text{Nb}/\text{Co}$  структурах в случаях параллельного и антипараллельного направления магнитных моментов в слоях кобальта, характерные для электромагнитного эффекта близости [69, 70].

Электромагнитный эффект близости в СФ бислоях может также проявляться в транспортных измерениях, если толщина сверхпроводника меньше или сравнима с лондоновской длиной  $\lambda$ . В этом случае по внешней границе сверхпроводящего слоя течет спонтанный ток, который может детектироваться различными транспортными зондами. Так, при сканировании внешней поверхности сверхпроводника нормальным (несверхпроводящим) зондом сканирующего туннельного микроскопа может обнаружиться изменение локальной плотности состояний, связанное с доплеровским сдвигом в спектре квазичастиц из-за протекающего по поверхности структуры сверхпроводящего тока. В случае же использования сверхпроводящего зонда электромагнитный эффект близости может приводить к сдвигу фраунгоферовской зависимости критического тока джозефсоновского контакта, образованного С слоем и зондом микроскопа, от внешнего магнитного поля [61, 62]. Величина сдвига равна величине спонтанного магнитного поля на внешней границе сверхпроводника. При этом последовательно прикладывая внешнее магнитное поле, направленное вдоль двух перпендикулярных направлений в плоскости СФ системы, оказывается возможным определить как модуль, так и направление спонтанного поля.

Наконец, магнитное поле, возникающее в СФ структурах из-за электромагнитного эффекта близости, может приводить к дальнедействующему взаимодействию магнитных моментов двух ферромагнитных слоев, разделенных слоем сверхпроводника толщиной порядка лондоновской длины  $\lambda$ . Свободная энергия такой трехслойной  $\Phi_1/\text{C}/\Phi_2$  системы имеет вид

$$F = \int \left[ \frac{(\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M})^2}{8\pi} + \frac{\mathbf{A}^2}{8\pi\lambda^2} \right] dx, \quad (6)$$

где  $\mathbf{B}(x)$  – магнитное поле внутри структуры, а  $\mathbf{M}(x)$  – зависимость намагниченности от координаты поперек структуры:  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1$  внутри слоя  $\Phi_1$ ,  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_2$  внутри слоя  $\Phi_2$  и  $\mathbf{M} = 0$  в сверхпроводнике). Проникновение сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик  $\Phi_1$  приводит к возникновению магнитного поля внутри сверхпроводника, направленного параллельно или антипараллельно намагниченности  $\mathbf{M}_1$  в зависимости от соотношения между толщи-

ной слоя  $\Phi_1$  и корреляционной длиной  $\xi_f$ . В случае, если толщина сверхпроводящего слоя меньше или порядка  $\lambda$ , индуцированное магнитное поле проникает внутрь ферромагнетика  $\Phi_2$ . При этом из-за наличия слагаемого  $\propto \mathbf{B} \cdot \mathbf{M}$  в выражении (6) магнитная энергия системы начинает зависеть от взаимной ориентации намагниченности  $\mathbf{M}_2$  и поля, индуцированного ферромагнетиком  $\Phi_1$  в области слоя  $\Phi_2$ . В результате минимум энергии системы соответствует либо ферромагнитному, либо антиферромагнитному упорядочению магнитных моментов в двух ферромагнитных слоях. Конкретный тип упорядочения определяется толщинами  $\Phi$  слоев. Так, например, в случае диамагнитных сверхпроводящих токов, текущих внутри ферромагнитных слоев, выгодным оказывается антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов.

Таким образом, электромагнитный эффект близости в СФ структурах приводит к широкому набору магнитных и транспортных явлений, которые существенно модифицируют электродинамические свойства таких систем. При этом нужно учитывать, что возникновение магнитного поля внутри сверхпроводника на значительных расстояниях от границы с ферромагнетиком, будучи интересным фундаментальным явлением, может оказывать негативное влияние на работу ряда элементов сверхпроводящей электроники и спинтроники. Традиционно подобные элементы проектируются таким образом, чтобы минимизировать магнитные поля рассеяния, создаваемые ферромагнетиком в области сверхпроводника (например, путем создания планарной структуры с намагниченностью в плоскости слоев). Однако, в отличие от классического орбитального механизма влияния магнитного порядка на сверхпроводимость, дальнедействующие токи и поля, индуцированные за счет электромагнитного эффекта близости, не могут быть исключены простым выбором ориентации намагниченности в ферромагнетике. Кроме того, величина и направление таких полей оказывается предельно чувствительна к толщине ферромагнитных слоев, что усложняет задачу минимизации полей в области сверхпроводника.

**3. Парамагнитный вклад в электродинамический отклик и ЛОФФ неустойчивость в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик.** Эффект Мейсснера – выталкивание внешнего магнитного поля из объема образца – является одной из ключевых особенностей сверхпроводников. Физически данный эффект связан с необычным лондоновским соотношением (1), в котором обратный квадрат лондоновской глубины

проникновения магнитного поля  $\lambda^{-2} = 4\pi e^2 n_s / (mc^2)$  определяется плотностью сверхпроводящих электронов  $n_s$  ( $m$  и  $e$  – масса и заряд электрона). При этом положительность величин  $n_s$  и  $m$  фиксирует диамагнитный характер мейсснеровского отклика сверхпроводников. Вместе с тем в многослойных СФ структурах с эффектом близости возникающая спин-триплетная компонента сверхпроводящего конденсата, имеющая плотность  $n_t$ , вносит парамагнитный вклад в мейсснеровский отклик, и соотношение для лондоновской глубины модифицируется:

$$\lambda^{-2} = \frac{4\pi e^2 (n_s - n_t)}{mc^2}. \quad (7)$$

Для расчета величин  $n_s$  и  $n_t$  традиционно используются микроскопические подходы, основанные на теории Узаделя (Эйленбергер) для систем в грязном (чистом) пределе. Данные расчеты показывают, что при уменьшении толщины сверхпроводящего слоя полный диамагнитный отклик СФ структуры становится подавленным [37, 43, 44]. При этом в случае, когда проводимость ферромагнетика является достаточно большой, интегральный мейсснеровский ток, текущий вдоль слоев, может обратиться в нуль. Вопрос о свойствах сверхпроводящего состояния, возникающего при дальнейшем уменьшении толщины сверхпроводника, является нетривиальным. Формальный расчет показывает, что в этом случае  $\langle n_t \rangle > \langle n_s \rangle$ , что, на первый взгляд, должно было бы означать смену знака мейсснеровского отклика с диамагнитного на парамагнитный. Однако нетрудно убедиться, что для структур, толщина которых много меньше  $\lambda$ , подобная смена знака невозможна [45]. Действительно, рассмотрим планарную СФ систему площадью  $S$  (толщина структуры предполагается много меньше ее латеральных размеров). Пусть  $x$  – координата поперек слоев, а векторный потенциал направлен в плоскости слоев. Тогда, рассматривая локальную плотность сверхпроводящего тока (1) с лондоновской глубиной (7) как вариационную производную свободной энергии  $F_A$  по векторному потенциалу  $\mathbf{j}_s = -c \delta F_A / \delta \mathbf{A}$ , мы можем восстановить вид части функционала свободной энергии, зависящей от векторного потенциала. Вводя фазу  $\varphi$  сверхпроводящего параметра порядка, мы можем записать эту часть функционала в калибровочно-инвариантном виде:

$$F_A = S \int \frac{e^2 (n_s - n_t)}{2mc^2} \left( \mathbf{A} - \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \varphi \right)^2 dx, \quad (8)$$

где  $\Phi_0$  – квант магнитного потока. Для СФ структур с толщиной  $d_0$  много меньше  $\lambda$  неоднородностью век-

торного потенциала в направлении поперек структуры можно пренебречь, так что соответствующий множитель в (8) может быть вынесен за знак интеграла:

$$F_A = \left( \mathbf{A} - \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \varphi \right)^2 V \frac{e^2}{2mc^2} (\langle n_s \rangle - \langle n_t \rangle), \quad (9)$$

где  $V = Sd_0$  – объем системы. Из (9) видно, что в случае  $\langle n_s \rangle > \langle n_t \rangle$  минимум свободной энергии соответствует состоянию, в котором  $\varphi = \text{const}$  и  $\mathbf{A} = 0$ . В то же время, если  $\langle n_s \rangle < \langle n_t \rangle$ , то пространственно однородное сверхпроводящее состояние оказывается неустойчивым относительно возникновения модуляции фазы параметра порядка  $\varphi = \mathbf{k} \mathbf{r}_{\parallel}$  в плоскости СФ структуры (здесь  $\mathbf{r}_{\parallel}$  – радиус-вектор в плоскости слоев СФ системы): состояние с  $\mathbf{k} \neq 0$  в отсутствии магнитного поля обладает меньшей энергией по сравнению с состоянием с  $\mathbf{k} = 0$ . Результирующее неоднородное состояние аналогично состояниям ЛОФФ, предсказанным для тонких сверхпроводящих пленок во внешнем параллельном магнитном поле. В то время как классическое состояние ЛОФФ возникает из-за сильного зеемановского расщепления спиновых подзон в спектре электронов во внешнем магнитном поле, продольное состояние ЛОФФ в СФ бислоях формируется под действием обменного поля в ферромагнетике на спины электронов, образующих куперовскую пару и проникающих в  $\Phi$  слой вследствие эффекта близости.

Следует отметить, что продольные состояния ЛОФФ в СФ системах обладают рядом свойств, не характерных для классической фазы ЛОФФ в сверхпроводящих пленках [45, 46]. Во-первых, модуляционная неустойчивость в СФ системах может возникать в грязном пределе, тогда как классическая фаза ЛОФФ разрушается беспорядком. Во-вторых, формирование неоднородных состояний в СФ системах может происходить при температурах, близких к критической температуре  $T_{c0}$  сверхпроводящего фазового перехода изолированной пленки сверхпроводника. Для реализации подобного “высокотемпературного” перехода в состояние ЛОФФ может использоваться, например, СФ система, в которой слой ферромагнетика покрыт слоем нормального металла (Н), причем проводимость ферромагнетика в нормальном состоянии много меньше проводимости сверхпроводника, а у нормального металла – много больше. В этом случае подбором толщины  $\Phi$  слоя можно добиться доминирования триплетных корреляций на ФН границе, которое сохраняется также во всем объеме нормального металла, обеспечивая условие  $\langle n_s \rangle < \langle n_t \rangle$  и возникновение продольной фазы

ЛОФФ. При этом из-за малой проводимости ферромагнетика подавление критической температуры сверхпроводника из-за эффекта близости оказывается незначительным.

Другой существенной особенностью состояний ЛОФФ в СФ и СФН системах является возможность фазового перехода между однородным сверхпроводящим состоянием и состоянием ЛОФФ при понижении температуры. В результате, на фазовой диаграмме системы в плоскости параметров температура–обменное поле область, соответствующая фазе ЛОФФ, может оказаться изолированной от области, соответствующей нормальному состоянию. Подобная фазовая диаграмма не характерна для ранее изучаемых систем, где возможна ЛОФФ неустойчивость. Возможность перехода в фазу ЛОФФ из однородного сверхпроводящего состояния может быть проиллюстрирована следующим образом. Для простоты ограничимся интервалом температур  $T$ , близких к критической температуре сверхпроводящего перехода  $T_c$ , где параметр экранировки  $\Lambda^{-1} = \int \lambda^{-2} dx$  может быть разложен по степеням малого параметра  $\tau = (T_c - T)/T_c$ :  $\Lambda^{-1} = \chi\tau + \nu\tau^2$ , где коэффициенты  $\chi$  и  $\nu$  не зависят от температуры. Для изолированной сверхпроводящей пленки в модели Бардина–Купера–Шриффера  $\chi > 0$  и  $\nu < 0$ . Однако обменное поле в СФ структурах модифицирует эти коэффициенты, и для систем с высокой проводимостью ферромагнитного слоя и малой толщиной сверхпроводника коэффициент  $\chi$  оказывается сильно подавленным и может даже обратиться в нуль. В последнем случае состояние ЛОФФ возникает при  $T = T_c$  на фоне нормального состояния путем фазового перехода второго рода. При этом коэффициент  $\nu$  должен оставаться отрицательным, что отражает факт уменьшения числа квазичастиц с понижением температуры. В результате, если  $\chi > 0$  и  $|\nu| \gg \chi$ , то фазовый переход в состояние ЛОФФ происходит при температуре  $T_F/T_c = 1 - \chi/|\nu|$  ниже  $T_c$ . Типичный вид фазовой диаграммы системы схематично показан на рис. 2.

Неустойчивость однородного состояния в СФ системах открывает новые перспективы по обнаружению фазы ЛОФФ в твердотельных структурах. Несмотря на то, что впервые эти состояния были предсказаны больше 50 лет назад для тонких пленок сверхпроводников, помещенных в продольное магнитное поле, их экспериментальная реализация оказалась экстремально сложной задачей. Во-первых, для возникновения состояний ЛОФФ требуются пленки очень малой толщины или слоистые соединения, в которых орбитальное влияние маг-

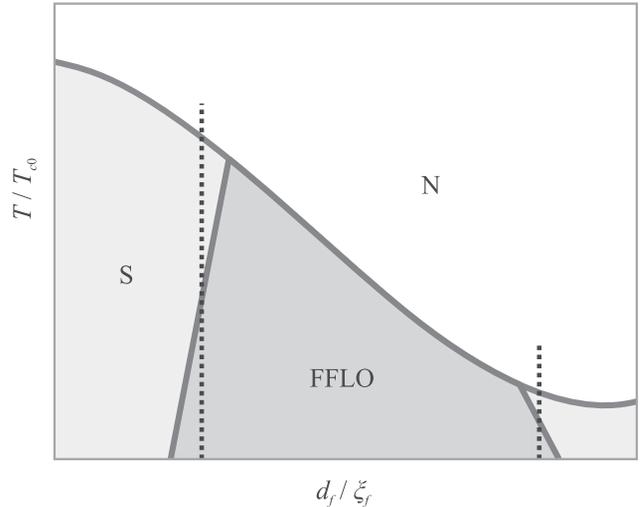


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схематическое изображение типичной фазовой диаграммы структуры сверхпроводник-ферромагнетик в области параметров, соответствующей возникновению фазы ЛОФФ. Пунктирные линии показывают пример толщин ферромагнетика, при которых изменение температуры приводит к фазовому переходу в состояние ЛОФФ

нитного поля незначительно. Во-вторых, эти состояния очень чувствительны к беспорядку, который, как правило, довольно сильный как в пленках, так и в слоистых сверхпроводниках. В результате возникновение фазы ЛОФФ было убедительно продемонстрировано лишь недавно для узкого класса квазидвумерных органических сверхпроводников. Вместе с тем, ожидается, что трехслойные гибридные системы СФН с параметрами, характерными для экспериментов по изучению эффекта близости, позволят реализовать неустойчивость ЛОФФ при температуре порядка нескольких кельвин. Толщина ферромагнитного слоя должна быть подобрана таким образом, чтобы на ФН границе спин-триплетные корреляции доминировали над спин-синглетными. При этом нормальный металл в таких структурах должен иметь большую проводимость по сравнению с проводимостью сверхпроводника в нормальном состоянии для усиления вклада триплетных корреляций в интегральный мейсснеровский отклик. В экспериментах переключения между однородными состояниями и состоянием ЛОФФ могут управляться изменением температуры, а наиболее простым критерием перехода является обращение в нуль интегрального мейсснеровского отклика структуры на внешнее магнитное поле, направленное вдоль слоев.

**4. Электромагнитный эффект близости вблизи ЛОФФ неустойчивости.** Электромагнит-

ный эффект близости в слоистых СФ структурах, рассмотренный выше, может быть существенно усилен вблизи фазового перехода в продольное состояние ЛОФФ с модуляцией сверхпроводящего параметра порядка в плоскости слоев. Чтобы продемонстрировать это усиление, запишем уравнение для компоненты векторного потенциала, которая параллельна плоскости слоев и перпендикулярна намагниченности (см. рис. 1):

$$-\frac{\partial^2}{\partial x^2}A_y = \frac{4\pi}{c}(j_s + j_M), \quad (10)$$

где  $j_s = -[n_s(x) - n_t(x)]e^2A_y(x)/(mc)$  –  $y$ -компонента сверхпроводящего тока,  $j_M = -c\partial M_z/\partial x$  –  $y$ -компонента тока намагниченности ( $M_z = M$  внутри  $\Phi$  слоя). Здесь мы выбираем материальную связь сверхтекучего тока и векторного потенциала в простейшем локальном виде, который может соответствовать, например, грязному пределу. Условие отсутствия приложенного магнитного поля дает нам граничные условия на внешних поверхностях – границах слоистой структуры:  $\partial A_y/\partial x(x = d_F) = 0$  и  $\partial A_y/\partial x(x = -d_s) = 0$ . Выполняя замену функции  $A_y = A + 4\pi Mh(x)$ , где  $h(x) = x$  внутри  $\Phi$  слоя,  $h(x) = d_F$  при  $x > d_F$  и  $h(x) = 0$  при  $x < 0$ , мы получаем уравнение, справедливое на всей оси  $x$ :

$$-\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{4\pi(n_s - n_t)e^2}{mc^2}A = -\frac{16\pi^2(n_s - n_t)e^2 Mh(x)}{mc^2}. \quad (11)$$

Полученное уравнение имеет вид неоднородного уравнения Шредингера с нулевой энергией и нулевыми граничными условиями на производную функции  $A(x)$  на внешних границах структуры. В отсутствие источника в правой части (11), который по сути отвечает за электромагнитный эффект близости, ненулевое решение уравнения (11) существует лишь в том случае, если оператор Гамильтона

$$\hat{H} = -\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{4\pi(n_s - n_t)e^2}{mc^2} \quad (12)$$

имеет нулевое собственное значение. Ясно, что такая ситуация может реализоваться лишь при достаточно большой концентрации триплетных пар  $n_t$ . Появление упомянутого нулевого собственного значения у оператора  $\hat{H}$  приведет к потере устойчивости основного состояния бислоя относительно появления спонтанных токов в плоскости слоев, то есть частному случаю развитию неустойчивости типа ЛОФФ. Наличие или отсутствие модуляции абсолютной величины параметра порядка в плоскости слоев будет определяться в этой ситуации величиной спонтанных

токов по сравнению с пороговыми токами входа вихрей в бислой. Выбор между вихревым и безвихревым решением в этом случае может быть сделан только путем рассмотрения нелинейной задачи, в рамках которой может быть установлена возможность существования безвихревых фаз Фульде–Феррелла [76–78], которые могут при смене калибровки характеризоваться лишь фазовой модуляцией параметра порядка. Наличие ненулевой правой части в уравнении (11) существенно меняет решение, поскольку делает возможным генерацию спонтанных токов и без достижения критерия ЛОФФ неустойчивости. Иными словами, наличие источника в приведенном выше уравнении Шредингера приводит к появлению ненулевого решения уравнения и без условия наличия нулевого собственного значения у гамильтониана  $\hat{H}$ . В простейшем варианте решение может быть найдено в рамках теории возмущений:  $A = a_0 + a_1$ , где решение нулевого приближения  $a_0$  может быть выбрано константой, не зависящей от  $x$ , а поправка первого порядка  $a_1$  удовлетворяет уравнению:

$$-\frac{\partial^2}{\partial x^2}a_1 + \frac{4\pi(n_s - n_t)e^2}{mc^2}a_0 = -\frac{16\pi^2(n_s - n_t)e^2 Mh(x)}{mc^2}. \quad (13)$$

Условие существования решения при упомянутых выше граничных условиях дает нам условие на  $a_0$ , которое получается просто интегрированием приведенного выше уравнения:

$$a_0 = -4\pi M \frac{\int (n_s - n_t)h(x)dx}{\int (n_s - n_t)dx}. \quad (14)$$

Здесь интеграл в числителе взят по области  $\Phi$  слоя, а в знаменателе – по всей структуре. Приближение к переходу в фазу ЛОФФ сопровождается уменьшением интеграла в знаменателе, что приводит нас к заключению о резком росте спонтанных токов вблизи этого перехода. Таким образом, наблюдение усиления электромагнитного эффекта близости может рассматриваться как еще один тест на приближение системы к состоянию ЛОФФ.

**5. Заключение.** В целом можно сказать, что эффект близости в гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик может весьма существенно повлиять на их электродинамические свойства. Соответствующие изменения в электродинамическом отклике необходимо принимать во внимание как при интерпретации экспериментальных данных, так и при разработке различных устройств сверхпроводящей спинтроники. Хорошим примером, иллюстрирующим важную роль новых электродинамических эффектов, стали экспериментальные работы по измерению распределения магнитного поля в СФ струк-

турах мюонным методом [69, 70]. На наш взгляд, эти работы уверенно продемонстрировали роль электромагнитного эффекта близости. Что касается перспектив обнаружения состояния ЛОФФ в гибридных структурах, мы надеемся, что полученные нами теоретические результаты стимулируют новые эксперименты в этом интересном направлении.

Работы нашего коллектива были поддержаны проектом Российского научного фонда # 15-12-10020 (разделы 2 и 3), а также проектом # 20-12-00053 (раздел 4). С. В. Миронов также благодарит за финансовую поддержку Фонд развития теоретической физики и математики БАЗИС (проект 18-1-3-58-1) и программу Стипендий Президента РФ (проект СП-3938.2018.5).

1. M. Eschrig, Rep. Prog. Phys. **78**, 104501 (2015).
2. J. Linder and J. W. A. Robinson, Nat. Phys. **11**, 307 (2015).
3. L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii, and A. A. Sobyenin, Pis'ma v ZhETF **25**, 314 (1977) [JETP Lett. **25**, 290 (1977)].
4. A. I. Buzdin, L. N. Bulaevskii, and S. V. Panyukov, Pis'ma v ZhETF **35**, 147 (1982) [JETP Lett. **35**, 178 (1982)].
5. А. И. Буздин, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **53**, 308 (1991).
6. V. V. Ryazanov, V. Oboznov, A. Rusanov, A. Veretennikov, A. Golubov, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
7. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, and A. Yu. Rusanov, Phys. Rev. B **65**, 020501(R) (2001).
8. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genêt, B. Stephanidis, and R. Boursier, Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
9. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, V. V. Ryazanov, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
10. J. S. Jiang, D. Davidović, D. H. Reich, and C. L. Chien, Phys. Rev. Lett. **74**, 314 (1995).
11. V. Zdravkov, A. Sidorenko, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **97**, 057004 (2006).
12. A. Buzdin, Phys. Rev. B **62**, 11377 (2000).
13. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, and X. Grison, Phys. Rev. Lett. **86**, 304 (2001).
14. V. Braude and Y. V. Nazarov, Phys. Rev. Lett. **98**, 077003 (2007).
15. A. Cottet, Phys. Rev. Lett. **107**, 177001 (2011).
16. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
17. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
18. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
19. R. J. Kinsey, G. Burnell, and M. G. Blamire, IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 904 (2001).
20. J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
21. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, JETP Lett. **77**, 510 (2003).
22. A. Buzdin and M. Daumens, Europhys. Lett. **64**, 510 (2003).
23. A. Potenza and C. H. Marrows, Phys. Rev. B **71**, 180503 (2005).
24. K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel, R. Brucas, B. Hjörvarsson, D. A. Tikhonov, and I. A. Garifullin, Phys. Rev. Lett. **95**, 097003 (2005).
25. S. Tollis, M. Daumens, and A. Buzdin, Phys. Rev. B **71**, 024510 (2005).
26. P. V. Leksin, R. I. Salikhov, I. A. Garifullin, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, L. R. Tagirov, and B. Büchner, JETP Lett. **90**, 59 (2009).
27. X. Montiel, D. Gusakova, M. Daumens, and A. Buzdin, Europhys. Lett. **86**, 67002 (2009).
28. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, JETP Lett. **91**, 308 (2010).
29. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, J. Schumann, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Büchner, Phys. Rev. B **85**, 024502 (2012).
30. V. I. Zdravkov, J. Kehrlé, G. Obermeier, D. Lenk, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov, Phys. Rev. B **87**, 144507 (2013).
31. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
32. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
33. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
34. В. В. Рязанов, В. А. Обознов, В. В. Больгинов, А. С. Прокофьев, А. К. Феофанов, УФН **174**, 795 (2004).
35. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Хусаинов, УФН **172**, 113 (2002).
36. I. A. Garifullin, Письма в ЖЭТФ **93**, 674 (2011).
37. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **64**, 134506 (2001).
38. A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, and M. Jonson, Europhys. Lett. **54**, 394 (2001).
39. S. J. Turneaure, E. R. Ulm, and T. R. Lemberger, J. Appl. Phys. **79**, 4221 (1996).
40. S. J. Turneaure, A. A. Pesetski, and T. R. Lemberger, J. Appl. Phys. **83**, 4334 (1998).
41. T. R. Lemberger, I. Hetel, A. J. Hauser, and F. Y. Yang, J. Appl. Phys. **103**, 07C701 (2008).
42. M. J. Hinton, S. Steers, B. Peters, F. Y. Yang, and T. R. Lemberger, Phys. Rev. B **94**, 014518 (2016).

43. Y. Asano, A. A. Golubov, Y. V. Fominov, and Y. Tanaka, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 087001 (2011).
44. T. Yokoyama, Y. Tanaka, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 246601 (2011).
45. S. Mironov, A. Mel'nikov, and A. Buzdin, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237002 (2012).
46. S. V. Mironov, D. Yu. Vodolazov, Y. Yerin, A. V. Samokhvalov, A. S. Mel'nikov, and A. Buzdin, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 077002 (2018).
47. A. B. Самохвалов, *Физика твердого тела* **59**, 2123 (2017).
48. A. V. Samokhvalov, A. S. Mel'nikov, and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **76**, 184519 (2007).
49. A. V. Samokhvalov, A. S. Mel'nikov, J.-P. Ader, and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **79**, 174502 (2009).
50. A. B. Самохвалов, *ЖЭТФ* **152**, 350 (2017).
51. A. V. Samokhvalov, J. W. A. Robinson, and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **100**, 014509 (2019).
52. A. Moor, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **80**, 054516 (2009).
53. I. V. Bobkova and A. M. Bobkov, *Phys. Rev. B* **88**, 174502 (2013).
54. J. J. A. Baselmans, A. F. Morpurgo, B. J. van Wees, and T. M. Klapwijk, *Nature* **397**, 43 (1999).
55. V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, *Phys. Rev. B* **66**, 014521 (2002).
56. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **69**, 174504 (2004).
57. F. S. Bergeret, A. Levy Yeyati, and A. Martín-Rodero, *Phys. Rev. B* **72**, 064524 (2005).
58. T. Löfwander, T. Champel, J. Durst, and M. Eschrig, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 187003 (2005).
59. M. Faure, A. Buzdin, and D. Gusakova, *Physica C* **454**, 61 (2007).
60. R. I. Salikhov, I. A. Garifullin, N. N. Garif'yanov, L. R. Tagirov, K. Theis-Bröhl, K. Westerholt, and H. Zabel, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 087003 (2009).
61. S. Mironov, A. S. Mel'nikov, and A. Buzdin, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 022601 (2018).
62. Zh. Devizorova, S. V. Mironov, A. S. Mel'nikov, and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **99**, 104519 (2019).
63. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Europhys. Lett.* **66**, 111 (2004).
64. M. Krawiec, B. L. Gyorffy, and J. F. Annett, *Phys. Rev. B* **66**, 172505 (2002).
65. A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **99**, 144506 (2019).
66. A. Di Bernardo, Z. Salman, X. L. Wang, M. Amado, M. Egilmez, M. G. Flokstra, A. Suter, S. L. Lee, J. H. Zhao, T. Prokscha, E. Morenzoni, M. G. Blamire, J. Linder, and J. W. A. Robinson, *Phys. Rev. X* **5**, 041021 (2015).
67. M. G. Flokstra, N. Satchell, J. Kim, G. Burnell et al. (Collaboration), *Nature Phys.* **12**, 57 (2016).
68. M. G. Flokstra, R. Stewart, N. Satchell, G. Burnell, H. Luetkens, T. Prokscha, A. Suter, E. Morenzoni, S. Langridge, and S. L. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 247001 (2018).
69. M. G. Flokstra, R. Stewart, N. Satchell, G. Burnell, H. Luetkens, T. Prokscha, A. Suter, E. Morenzoni, S. Langridge, and S. L. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 072602 (2019).
70. R. Stewart, M. G. Flokstra, M. Rogers, N. Satchell, G. Burnell, D. Miller, H. Luetkens, T. Prokscha, A. Suter, E. Morenzoni, and S. L. Lee, *Phys. Rev. B* **100**, 020505(R) (2019).
71. J. Stahn, J. Chakhalian, Ch. Niedermayer, J. Hoppler, T. Gutberlet, J. Voigt, F. Treubel, H.-U. Habermeier, G. Cristiani, B. Keimer, and C. Bernhard, *Phys. Rev. B* **71**, 140509(R) (2005).
72. Yu. N. Khaydukov, B. Nagy, J.-H. Kim, T. Keller, A. Rühm, Yu. V. Nikitenko, K. N. Zhernenkov, J. Stahn, L. F. Kiss, A. Csik, L. Bottyán, and V. L. Aksenov, *ZhETF* **98**, 107 (2013).
73. J. Hoppler, J. Stahn, Ch. Niedermayer, V. K. Malik, H. Bouyanfif, A. J. Drew, M. Rössle, A. Buzdin, G. Cristiani, H.-U. Habermeier, B. Keimer, and C. Bernhard, *Nature Mater.* **8**, 315 (2009).
74. B. Nagy, Yu. Khaydukov, D. Efremov, A. S. Vasenko, L. Mustafa, J.-H. Kim, T. Keller, K. Zhernenkov, A. Devishvili, R. Steitz, B. Keimer, and L. Bottyán, *Europhys. Lett.* **116**, 17005 (2016).
75. G. A. Ovsyannikov, V. V. Demidov, Yu. N. Khaydukov, L. Mustafa, K. Y. Constantinian, A. V. Kalabukhov, and D. Winkler, *JETP* **122**, 738 (2016).
76. K. V. Samokhin and B. P. Truong, *Phys. Rev. B* **96**, 214501 (2017).
77. P. M. Marychev and D. Yu. Vodolazov, *Phys. Rev. B* **98**, 214510 (2018).
78. V. D. Plastovets and D. Yu. Vodolazov, *Phys. Rev. B* **101**, 184513 (2020).

# Многочастичные эффекты в спектре коллективных возбуждений сильно взаимодействующих двумерных электронных систем (Миниобзор)

А. Б. Ваньков<sup>+\*1)</sup>, И. В. Кукушкин<sup>+\*</sup>

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

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2020 г.

После переработки 26 ноября 2020 г.

Принята к публикации 26 ноября 2020 г.

Дан обзор необычных многочастичных эффектов в квантующих магнитных полях, проявляющихся в сильно взаимодействующих двумерных электронных системах в гетероструктурах MgZnO/ZnO. Исследования проведены методом неупругого рассеяния света на двумерных системах с уникальными свойствами – сильным кулоновским взаимодействием, характеризующимся значениями параметра Вигнера–Зейтца  $r_s > 5$  и одновременно с высокой подвижностью. Исследования сосредоточены на свойствах коллективных возбуждений в сильных магнитных полях, соответствующих режиму целочисленного квантового эффекта Холла. Многие результаты, касающиеся как структуры основного состояния, так и многочастичных вкладов в энергию коллективных возбуждений, выходят далеко за рамки устоявшихся представлений о микроскопическом строении состояний квантового эффекта Холла в слабо-взаимодействующих системах. Несмотря на отсутствие строгой теории двумерных электронных систем при  $r_s \gg 1$ , экспериментальные результаты адекватно описываются и соотносятся с расчетами методом точной диагонализации и ферми-жидкостной моделью.

DOI: 10.31857/S1234567821020063

**Введение.** Теория ферми-жидкости Ландау [1] эффективна для описания свойств сильно взаимодействующих систем фермионов, даже когда неизвестен точный характер межчастичных корреляций. Хотя теория первоначально разрабатывалась для систем с непрерывным энергетическим спектром, а основные выводы применимы к квазичастицам вблизи поверхности Ферми, существует отдельный класс задач, где обязаны проявляться свойства всего коллектива как единого целого. Это двумерные электронные системы (ДЭС) в квантующих магнитных полях. Особенностью таких систем является вырождение энергетического спектра заряженных частиц – будь то электроны или ферми-жидкостные квазичастицы. Поэтому исследование двумерных ферми-жидкостей в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) открывает перспективы как зондирования параметров коллектива квазичастиц, так и метаморфоз сильно коррелированных квантовых фаз.

Физические основы состояний целочисленного КЭХ наилучшим образом изучены и описаны в ДЭС, в которых масштаб межчастичного кулонов-

ского взаимодействия значительно меньше средней кинетической энергии, т.е. параметр Вигнера–Зейтца или аналогичный ему параметр смешивания уровней Ландау  $r_c = (e^2/\epsilon\ell_b)/\hbar\omega_c \ll 1$ , где  $\ell_b$  – магнитная длина. Тогда основное состояние системы представимо в терминах полностью или частично заполненных уровней Ландау, разделенных щелями масштаба одночастичной зеэмановской или циклотронной энергий. Поэтому целочисленный КЭХ со времен его открытия считался сутью одночастичным явлением, имея схожие признаки в полупроводниковых гетероструктурах различного типа [2]. Коллективные эффекты проявлялись лишь как слабое возмущение к энергетическому спектру возбуждений. С появлением гетероструктур MgZnO/ZnO с высокоподвижными сильно взаимодействующими ДЭС [3] стало возможным зондировать физические аспекты КЭХ в противоположном пределе – когда кулоновское взаимодействие доминирует над кинетической энергией. Формально иерархия уровней Ландау для электронов теряет смысл из-за кулоновского смешивания, но топологические свойства несжимаемых состояний остаются инвариантными, энергетические щели не закрываются [4]. Таким образом,

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

представляет интерес, в какой мере многочастичное взаимодействие искажает свойства ДЭС, правомерно ли их описывать в терминах электронов либо ферми-жидкостных квазичастиц, модифицируется ли структура основного состояния и энергия остаточного взаимодействия между квазичастицами. Изучение этих аспектов весьма эффективно при зондировании свойств нейтральных возбуждений.

Любые нейтральные возбуждения ДЭС в квантовом магнитном поле вовлекают сразу весь коллектив частиц, и потому в их энергии напрямую проявляются многочастичные вклады. Коллективные возбуждения имеют сохраняющуюся величину импульса, задающего дисперсионную зависимость их энергии [5]. Многочастичный вклад в энергию возбуждений может иметь разную природу – плазменную, корреляционную или обменную – в зависимости от структуры основного состояния и квантовых чисел самого возбуждения [6]. Ограниченный набор возбуждений удавалось зондировать магнитотранспортными методиками, определяя транспортную энергетическую щель состояний [7, 8]. Однако более универсальным стал подход по исследованию спектра низколежащих коллективных возбуждений методом неупругого рассеяния света (НРС) с изменяемым импульсом передачи. Этот метод применим для зондирования возбуждений как зарядовой, так и спиновой плотности. Ввиду относительной малости световых импульсов методом НРС можно исследовать лишь длинноволновую область дисперсии возбуждений. Это дает и определенные преимущества – на коллективные возбуждения при малых импульсах практически не влияет остаточный беспорядок в системе, и также для некоторых типов возбуждений ДЭС остаются справедливыми определенные инварианты – одночастичная циклотронная энергия и зеэмановская энергия. Это позволяет в частных случаях явно выделить кулоновский вклад в энергию возбуждений на фоне одночастичного.

В следующих разделах будут разобраны результаты экспериментального и теоретического исследования свойств коллективных возбуждений в ДЭС на основе гетероструктур  $\text{MgZnO}/\text{ZnO}$ . Будут обсуждаться как простейшие возбуждения типа магнитоплазменных или спиновых, так и комбинированные циклотронные спин-флип возбуждения, в которых отчетливо проявляются многочастичные энергетические вклады. В подробностях описан энергетический спектр и спиновая конфигурация состояний КЭХ с факторами заполнения  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ . Описаны условия и механизм возникновения ферромагнитного фазового перехода при  $\nu = 2$ , а также пере-

нормированные параметры квазичастичных уровней Ландау. Также обсуждаются условия возникновения макрозаполненных состояний спин-флип возбуждений вблизи точки неустойчивости при  $\nu = 2$ .

**Теоретическое моделирование.** В двумерных электронных системах с относительно слабым кулоновским взаимодействием  $r_c \ll 1$  основное состояние в режиме КЭХ адекватно моделируется несколькими заполненными спиновыми подуровнями Ландау. Любые нейтральные возбуждения такой системы могут быть представлены как переходы электронов между заполненными и пустыми уровнями Ландау (УЛ). Такие процессы могут рассматриваться в терминах *магнитоэкситонов* – кулоновски связанных пар электрона на верхнем УЛ и дырки на нижнем [5]. Одночастичные энергетические вклады в магнитоэкситонах состоят из циклотронной и/или зеэмановской энергий, в соответствии с индексами вовлекаемых УЛ. Структуру многочастичного вклада и его поведение как функции импульса можно описать в рамках теории возмущений по параметру  $r_c$  первого, а в некоторых частных случаях – второго порядка малости. В первом порядке все поправки к энергии имеют масштаб  $E^{(1)} \sim \hbar\omega_c r_c \sim e^2/\epsilon\ell_b$ , а второго порядка –  $E^{(2)} \sim \hbar\omega_c r_c^2 \sim m^*e^4/\epsilon^2\hbar^2 \sim Ry^*$ . Ряд теории возмущений сходится при условии  $r_c \ll 1$ , а в практических случаях – для ДЭС в гетероструктурах – это требование даже несколько смягчается. Дело в том, что для электронов в двумерном слое конечной толщины расчет энергий многочастичного взаимодействия должен вестись с учетом эффекта геометрического ослабления кулоновского взаимодействия. Поэтому, например, многие эксперименты по зондированию коллективных возбуждений в высокоподвижных ДЭС в GaAs с параметром  $r_c \lesssim 2$ , прекрасно описывались в приближении Хартри-Фока – как в классификации этих возбуждений, так и в расчете энергетического спектра [9, 10].

Тот же подход к моделированию сильно взаимодействующих ДЭС не оправдан ввиду больших реальных значений параметра  $r_s \sim 5-15$  для практически реализуемых систем в ZnO. Значительное смешивание УЛ приводит к неопределенности как в характере корреляций, так и в самой структуре основного состояния ДЭС за счет виртуальных переходов электронов между УЛ. Тем не менее, перераспределение электронов между уровнями не отменяет существования несжимаемых состояний холловских изоляторов [4]. Строгое аналитическое решение задачи с сильным смешиванием УЛ до сих пор отсутствует, однако существует теоретический подход, учитывающий влияние виртуальных переходов

между УЛ через введение эффективной поляризуемости ДЭС. По сути, взаимодействие между электронами на УЛ рассматривается в экранированном виде через введение эффективной диэлектрической проницаемости в Фурье-компоненту двумерного кулоновского потенциала  $V(q) = 2\pi e^2 / \epsilon q \epsilon(q)$ . Для оценочных вычислений статическая проницаемость  $\epsilon(q)$  может быть взята в приближении хаотических фаз, а сами многочастичные вклады в энергии ДЭС могут считаться по формулам приближения Хартри-Фока для слабовзаимодействующих частиц. Плюсами этого так называемого *статически экранированного приближения Хартри-Фока* [11] являются сохранение классификации холловских состояний, коллективных возбуждений и возможность давать разумные оценки для энергии многочастичного взаимодействия. Очевидным минусом является то, что экранирующая диэлектрическая функция берется в весьма грубом приближении, не учитывает реальную структуру основного состояния, не проясняет характера корреляций, пользуется несжимаемостью системы, но не объясняет ее. Тем не менее, этот подход успешно использовался ранее в задачах о сильно взаимодействующих электронах в графене, ZnO [12, 13] и будет использован ниже для оценок многочастичных вкладов в энергии магнитоэкситонов в важных частных случаях – КЭХ с  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ .

Мощным методом расчета энергетического спектра сильно взаимодействующих систем даже в отсутствие малого параметра возмущения является точная диагонализация энергетического спектра конечного числа электронов в квантующем магнитном поле. В данной работе расчеты выполнялись для электронов в геометрии тора с периодическими граничными условиями с прямоугольной элементарной ячейкой. Для вычисления энергетически выгодного основного состояния системы и спектра низжайших коллективных возбуждений составлялись гамильтонеры матрицы в гильбертовом пространстве многочастичных состояний, соответствующих различным значениям полного спина и импульса системы. После этого вычислялось несколько минимальных собственных значений матриц и из них – структура основного состояния и дисперсия возбуждений. С одной стороны, расчет состояний целочисленного КЭХ методом точной диагонализации значительно менее требователен к вычислительным мощностям компьютера, чем для дробного КЭХ. С другой – в системах с сильным смешиванием УЛ должны быть учтены многочастичные состояния с электронами, распределенными по нескольким уровням. Это сильно увеличивает размерность пространства многоча-

стичных конфигураций. Для численного решения задач с максимально возможным числом электронов и УЛ был разработан и внедрен метод обрезания базиса состояний, за счет отбрасывания нереализуемых конфигураций при заданной конечной величине параметра  $r_c$ . В нижеприведенных результатах по энергии коллективных возбуждений в режиме целочисленного КЭХ количество электронов достигало  $N_e = 15-20$  при количестве учитываемых УЛ  $N_{LL} = 3-4$ . Это позволило получить результаты для модифицированного масштаба многочастичных энергий в режиме сильного смешивания УЛ. Ниже будет показано, что расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными, на качественном уровне это подтверждается и моделью экранированного приближения Хартри-Фока.

**Образцы и экспериментальная техника.** Экспериментальные исследования проводились на гетероструктурах MgZnO/ZnO, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Двумерная электронная система сформирована вблизи одиночного гетероперехода. Параметры ДЭС в различных образцах отображены в табл. 1.

**Таблица 1.** Параметры ДЭС в использованных гетероструктурах MgZnO/ZnO.  $n_s$  – электронная концентрация,  $r_s$  – параметр Вигнера-Зейтца,  $\mu_t$  – электронная подвижность

Образец #	$n_s$ ( $10^{11}$ см $^{-2}$ )	$r_s$	$\mu_t$ ( $10^3$ см $^2$ /В·с)
254	1.14	11.1	710
259	1.8	8.9	570
475	2.03	8.3	590
244	2.3	7.8	400
427	2.8	7.1	427
426	3.5	6.4	410
448	4.5	5.6	250
302	6.3	4.7	160

Оптические измерения проводились преимущественно при температуре 0.35 К в криостате испарения  $^3\text{He}$ . Образцы были установлены на вращательной подвижке для плавного изменения их ориентации по отношению к магнитному полю. Угол наклона контролировался с точностью порядка  $0.5^\circ$ . Приложенное магнитное поле регулировалось в диапазоне от 0 до 15 Т. Фотовозбуждение осуществлялось перестраиваемым лазерным источником – второй гармоникой от Ti-Sr-лазера – в спектральном диапазоне от 365 до 368 нм вблизи энергии прямых межзонных оптических переходов ZnO. Оптический доступ к образцам осуществлялся посредством двух кварцевых световодов, ориентированных под различными углами к нормали образца. Двухсветоводная оп-

тическая схема детектирования использовалась с целью фильтрации паразитного сигнала рамановского рассеяния от самой кварцевой жилы. Характерная плотность мощности возбуждения составляла  $< 0.5 \text{ мВт/см}^2$ , чтобы исключить оптический разогрев электронной системы. Схема детектирования состояла из одиночного спектрометра, сопряженного с охлаждаемой азотом ПЗС-камерой. Детально оптическая схема и методика измерения спектров двумерной фотолюминесценции и резонансного НРС в гетероструктурах MgZnO/ZnO рассмотрены в [14, 15]. Для *in situ* контроля концентрации ДЭС применялся метод магнитофотолюминесценции – по  $1/B$  – периодическим осцилляциям интенсивности и спектрального положения линий люминесценции [14]. Таким же образом определялись значения магнитного поля, соответствующие состояниям целочисленного КЭХ.

**Одночастичные инварианты для коллективных возбуждений.** Вне зависимости от силы кулоновского взаимодействия и степени искажения основного состояния двумерных ферми-жидкостей в квантующем магнитном поле остаются справедливыми определенные симметричные аргументы касательно энергии простейших коллективных возбуждений. Так, общеизвестна теорема Кона о нулевом многочастичном вкладе в энергию магнитоплазмона (MP) при малых импульсах  $q = 0$ . Отклонение энергии MP от циклотронной энергии возможно увидеть в длинноволновом пределе из-за плазменного вклада. Причем, теоретически предсказано, что, несмотря на большую величину параметра  $r_s$ , плазменный вклад все так же хорошо описывается в гидродинамическом приближении  $E_{mp} = \sqrt{(\hbar\omega_c)^2 + \omega_p^2(q)}$ . В ДЭС на основе ZnO это важное свойство ферми-жидкости оказалось возможным прозондировать двумя способами – (1) методом циклотронного резонанса в СВЧ-диапазоне [16] зондировалась сама величина циклотронной массы и (2) методом НРС зондировался длинноволновый участок дисперсии MP. На рисунке 1 показаны измеренные значения циклотронной массы в зоне проводимости ZnO. Слабая зависимость ее от концентрации в диапазоне  $0.28\text{--}0.35m_0$  связана с комбинированным влиянием непараболичности зоны проводимости и кулоновского взаимодействия [17]. Тем не менее, циклотронная масса определяется зонным параметром ZnO  $m^* = 0.28m_0$  и не содержит вклада от многочастичных корреляций, экситонного эффекта, как и утверждается теоремой Кона. В экспериментах по НРС была измерена длинноволновая корневая дисперсия двумерного плазмона (см. рис. 2а), и она ве-

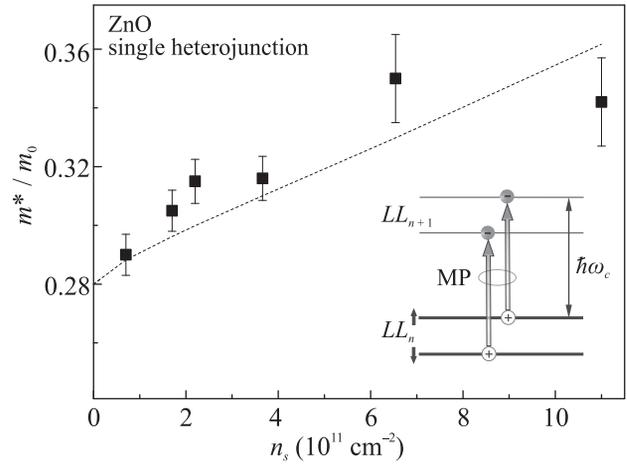


Рис. 1. Зависимость циклотронной массы ДЭС в ZnO от концентрации электронов, измеренная методом оптически детектируемого резонансного микроволнового поглощения [17]. Диаграмма иллюстрирует структуру магнитоплазменных возбуждений

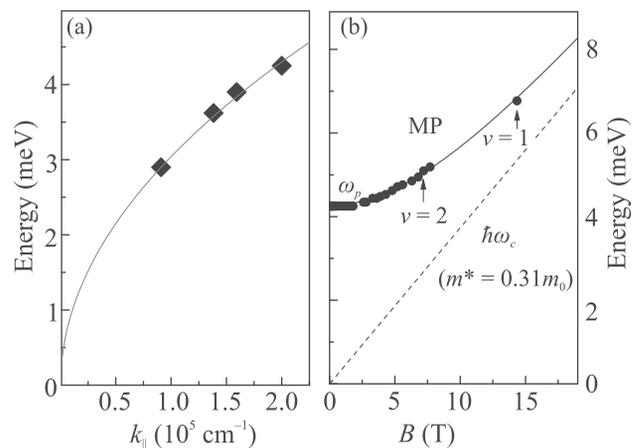


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Дисперсия свободного двумерного плазмона в ДЭС на основе ZnO, измеренная методом НРС для образца S426 с  $n_s = 3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Сплошная кривая – аналитическая кривая с параметром массы  $m^* = 0.31m_0$ , взятой из данных рис. 1. (б) – Магнитополевая эволюция энергии MP для того же образца, величина переданного двумерного импульса  $q_{||} = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$

ликоленно сочетается с классической формулой для плазмы  $\omega_p^2(q) = \frac{2\pi n_s e^2 q}{\epsilon m^*}$ . Вслед за ней магнитополевая эволюция магнитоплазмона при фиксированном импульсе (рис. 2б) также демонстрирует классическую зависимость, стартуя с  $\omega_p$  при  $B = 0$  и с асимптотикой на  $\hbar\omega_c$  в пределе больших полей [15, 18]. Эти простые наблюдения доказывают, что магнитоплазмон действительно подчиняется теореме Кона, ведет себя как классическое плазменное возбуждение и не

содержит в своей структуре энергии корреляционных и/или обменных вкладов, вообще говоря, доминирующих среди других масштабов энергии.

Второй важный симметричный аргумент (теорема Лармора) состоит в том, что энергия внутриуровневого спинового экситона (SE) при  $q = 0$  не содержит многочастичного вклада, а определяется одночастичной зеемановской энергией. Это обстоятельство с высочайшей точностью проявляется в экспериментах по электронному парамагнитному резонансу на самых различных гетероструктурах, что позволяет извлекать одночастичный  $g$ -фактор независимо от масштаба кулоновского взаимодействия. В экспериментах по НРС сигнал от SE дополнительно может быть использован как индикатор спинового упорядочения двумерной системы, степени поляризации. Неизменный зеемановский вклад в энергию спин-флип возбуждений оказывается исключительно важным для расшифровки энергетической структуры коллективных возбуждений, извлечения многочастичного вклада в его длинноволновой дисперсии. Эти вопросы обсуждаются в следующих разделах в состояниях КЭХ  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ . Например, неизменная величина зеемановской энергии входит также в энергетическое расщепление компонент спин-триплетного возбуждения в парамагнитном состоянии КЭХ с  $\nu = 2$ .

Указанные симметричные свойства в энергии простейших коллективных возбуждений важны как неотъемлемые свойства ДЭС, так и в плане упрощения идентификации множества соседствующих спектральных пиков НРС – при известных параметрах одночастичных энергий и волновых векторов, переданных 2D-возбуждениям, линии МР и SE идентифицируются сразу. Также важно подчеркнуть для следующих разделов, что кулоновское взаимодействие никоим образом не влияет на величину зеемановского расщепления электронных состояний.

**Измерение обменной энергии квантово-холловского ферромагнетика при  $\nu = 1$  по дисперсии спин-флип магнитоэкситонов.** Квантово-холловский ферромагнетик при  $\nu = 1$  является собой простейшее модельное состояние, имеющее минимальное число внутренних степеней свободы и полную спиновую поляризацию. Стабильность холловского ферромагнетика связана с величиной обменного взаимодействия электронов на УЛ, которое зависит от микроскопического устройства основного состояния системы и монотонно растет с электронной плотностью. Ниже будет показано, что характер возрастания драматически зависит от параметра взаимодействия  $r_s$ .

Простейшее элементарное возбуждение в состоянии  $\nu = 1$  представляет собой спиновой экситон. Вероятность возбуждения SE напрямую зависит от заполнения спиновых подуровней и достигает максимума при ферромагнитном упорядочении. Идентификация SE в спектрах неупругого рассеяния света не представляет проблемы, так как это коллективное возбуждение имеет энергию, близкую к одночастичному зеемановскому расщеплению, а также при всех факторах имеет малую спектральную ширину. В окрестности ферромагнитных состояний интенсивность SE может быть использована как инструмент измерения степени спиновой поляризации при вариации фактора заполнения [19]. На рисунке 3а показана последовательность рамановских спектров

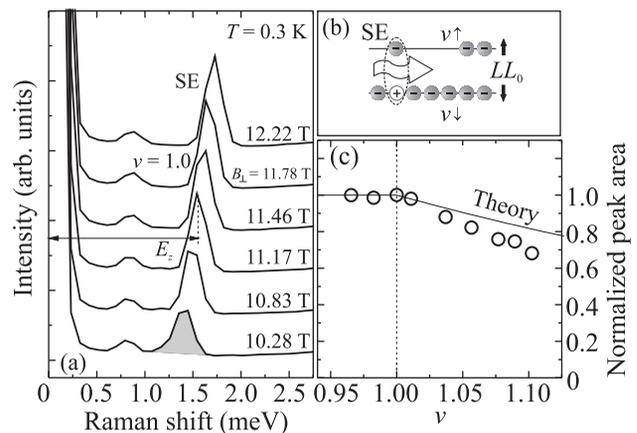


Рис. 3. (а) – Последовательность спектров НРС на спиновом экситоне при вариации магнитного поля в окрестности  $\nu = 1$ . Измерено на образце S427. Интегральная интенсивность рассеяния считалась как площадь под кривой. (б) – Схема переходов, соответствующих SE. (с) – Нормированная интенсивность линии SE как функция  $\nu$  отражает эволюцию спиновой поляризации ДЭС

SE при полях вблизи фактора заполнения  $\nu = 1$  на образце S427. Энергетический сдвиг растет с магнитным полем и соответствует величине зеемановской энергии. Показательно ведет себя при этом интегральная площадь пика в зависимости от фактора заполнения (рис. 3с). В диапазоне  $0.95 < \nu < 1$  интенсивность SE практически неизменна, указывая на сохранение полной спиновой поляризации при появлении вакантных мест на нижайшем спиновом подуровне. При  $\nu \sim 1$  в зависимости обнаруживается излом и при  $\nu > 1$  поведение спектральной интенсивности SE имеет монотонно спадающий характер ввиду постепенного заполнения конечного спинового подуровня (рис. 3б). Таким образом, поведение SE как

индикатора спиновой поляризации двумерной системы подтверждает спиновую конфигурацию холловского ферромагнетика  $\nu = 1$ . Правда, в контексте одностичной иллюстрации рис. 3b скорее следует говорить о заполнении квазичастичных уровней Ландау. Температурная стабильность данного ферромагнитного состояния была изучена в работах [19, 20] и сохраняется до  $T \sim E_z$ .

При номинально полной спиновой поляризации состояния КЭХ  $\nu = 1$  можно зондировать масштаб межчастичной обменной энергии методами, примененными ранее к слабо взаимодействующим ДЭС – по энергии коллективных спин-флип возбуждений [6, 9]. Для исследования оптически методами доступны лишь длинноволновые участки дисперсии магнитоэкситонов. Одним из простейших кандидатов является *циклотронное спин-флип возбуждение* (CSFE), которому соответствуют переходы электронов на следующий УЛ с одновременным переворотом спина (см. диаграмму переходов на рис. 4b). Для такого комбинированного

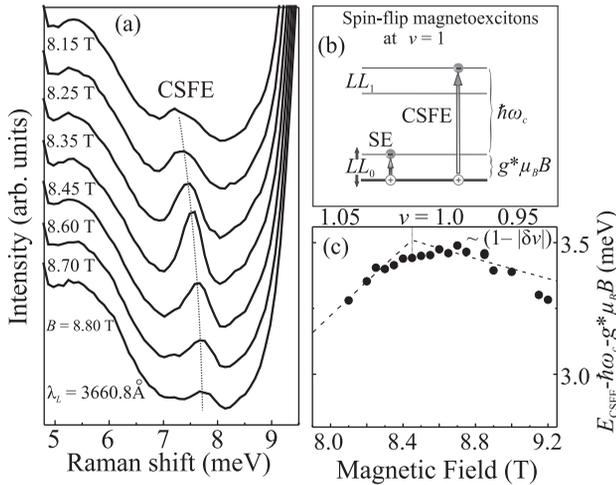


Рис. 4. (a) – Спектры CSFE как функция магнитного поля вблизи  $\nu = 1$ . Образец S475,  $n_s = 2.03 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Температура  $T = 0.35$  K. (b) – Диаграммы спин-флип переходов при  $\nu = 1$ . (c) – Обменный вклад в энергию CSFE как функция фактора заполнения. Штриховые линии соответствуют оценочной зависимости в приближении Хартри–Фока

возбуждения неактуальны симметричные аргументы, обсуждавшиеся выше для MP и SE, и имеется ненулевой многочастичный вклад в энергию при  $q = 0$ . А общая его энергия дается выражением:

$$E_{\text{CSFE}} = \hbar\omega_c + E_z + \Delta E(q). \quad (1)$$

Экспериментальные результаты исследования обменного вклада в энергию CSFE изложены в [21]. В

спектрах НРС вблизи  $\nu = 1$  линия CSFE проявляется при энергии, существенно превышающей сумму зеемановской и циклотронной энергий (см. рис. 4a). При отклонении от  $\nu = 1$  спектральное положение CSFE существенно меняется. Из величины рамановского сдвига может быть мгновенно получен многочастичный вклад  $\Delta E(q)$  как функция фактора заполнения. Согласно выражению (1), это делается просто вычитанием одностичных слагаемых  $\hbar\omega_c$  и  $E_z$ . Максимальная величина обменно-кулоновской энергии в CSFE наблюдается для чисто ферромагнитного состояния, а по обе стороны от  $\nu = 1$  энергия убывает (см. рис. 4c). Это качественно объясняется линейным падением обменного вклада  $\sim (1 - |\delta\nu|)$  и согласуется с ожидаемым поведением для однодогового представления CSFE (показано штриховыми кривыми). Одновременно увеличивается спектральная ширина линии, что свидетельствует о появлении канала диссоциации CSFE на более простые возбуждения – MP и SE, что также наблюдалось в аналогичных экспериментах на ДЭС в GaAs. Измерения энергии CSFE при  $\nu = 1$  были выполнены на пяти гетероструктурах для установления характера роста обменно-кулоновского вклада с электронной плотностью (рис. 5). Именно эти результаты вызывают

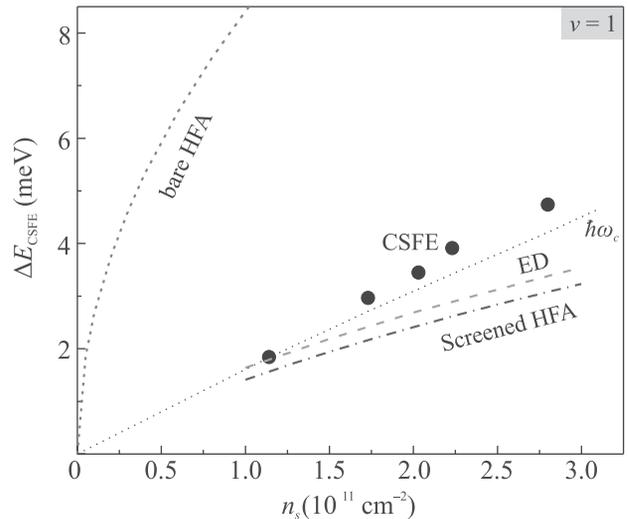


Рис. 5. (Цветной онлайн) Обменный вклад в энергию CSFE при  $\nu = 1$  как функция концентрации ДЭС. Символы – экспериментальные данные, пунктирная линия – аналитический ответ в теории возмущений по параметру  $r_c$ , зеленая штриховая – расчет методом точной диагонализации, синяя штрих-пунктирная – расчет методом экранированного приближения Хартри–Фока

главное удивление – зависимость пиковой величины энергии  $\Delta E$  от  $n_s$  имеет масштаб, несопоставимый

с привычным кулоновским  $e^2/\epsilon l_B$  (показан штриховой линией), а также имеет совершенно иной характер роста – близкий к линейному. Величина обменно-кулоновского вклада в энергии CSFE оказалась масштаба циклотронной энергии (показано пунктиром).

Полученное поведение обменной энергии весьма необычно для квантово-холловских систем, и требует разбирательства, каким образом характер взаимодействия  $e^2/\epsilon l_B$  мог быть преобразован в  $\hbar\omega_c$ . Для объяснения этого эффекта на качественном уровне были использованы оба вышеописанных подхода – метод экранированного приближения Хартри–Фока и расчет энергетического спектра методом точной диагонализации.

Для оценки многочастичных вкладов в энергию CSFE имеет смысл привести выражения, известные из приближения Хартри–Фока в пределе  $r_c \ll \ll 1$  и в них следует учесть экранировку потенциала межчастичного взаимодействия за счет рождения виртуальных электрон-дырочных пар. Это делается посредством модификации Фурье-компоненты кулоновского потенциала  $V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} \frac{1}{\epsilon_s(q)}$ , где  $\epsilon_s(q)$  – статическая диэлектрическая функция, рассчитанная в приближении случайных фаз. Этот подход позволяет адекватно оценить многочастичные энергии формально для произвольного значения параметра  $r_s$  [11].

Для модельного состояния, где все электроны заполняют нижайший УЛ, можно получить следующую диэлектрическую функцию [21]:

$$\epsilon_s(q) = 1 + \frac{e^2/\epsilon l_B}{\hbar\omega_c} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sqrt{2}}{m \cdot m!} \left( \frac{ql_B}{\sqrt{2}} \right)^{2m-1} e^{-q^2 l_B^2/2}, \quad (2)$$

где суммирование ведется по незаполненным УЛ, вовлекаемым в виртуальные переходы.

Такая упрощенная модель взята для оценок и не претендует на строгость, поскольку истинная конфигурация основного состояния  $\nu = 1$  неизвестна из-за сильного смешивания УЛ. Легко видеть, что в выражении (2) доминирует второе слагаемое, пропорциональное параметру смешивания УЛ  $r_c \gg 1$ , что обязано привести к радикальной перенормировке величины многочастичных энергий. Используя приближение Хартри–Фока, эти величины могут быть рассчитаны посредством кулоновских матричных элементов в импульсном представлении. Для энергии CSFE в пределе  $q = 0$  это дается выражением [9]:

$$\Delta E_{\text{CSFE}}^{q=0} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 p \frac{2\pi e^2}{\epsilon p} \frac{1}{\epsilon_s(p)} \frac{p^2 l_B^2}{2} e^{-p^2 l_B^2/2}. \quad (3)$$

Энергия CSFE, вычисленная таким образом, действительно оказывается порядка  $\hbar\omega_c$  при условии  $r_c \gg 1$ . Арифметически, это есть результат подавления кулоновского взаимодействия в подинтегральном выражении при  $pl_B \sim 1$ , когда экранирующий фактор достигает своей максимальной величины  $\epsilon_s \sim r_c$ . Результаты оценок для актуального диапазона электронных концентраций приведены штрих-пунктирной линией на рис. 5. В этих вычислениях также был принят во внимание геометрический форм-фактор для реальных гетероструктур. При всей грубости использованного подхода для оценки обменно-кулоновского вклада, результирующая кривая весьма близка к экспериментальному ответу, и сходимость улучшается при малых  $n_s$  (больших  $r_c$ ).

Для того, чтобы оценить влияние перераспределения электронов по УЛ на полученный характер зависимости, можно несколько уменьшить степень произвола выбора основного состояния системы и соответствующий вид экранирующей функции. Это было проделано в численном расчете энергии CSFE методом точной диагонализации  $N = 11$  электронов в базисе состояний на  $N_{LL} = 3$  нижайших УЛ. В этом подходе уже явно учтены корреляции в распределении электронов по трем уровням, поэтому экранирующий фактор для кулоновского потенциала следует вычислять с учетом виртуальных переходов лишь на следующие неучтенные УЛ. Таким образом, суммирование в выражении (2) начнется при  $m \geq 3$ . Вычисления энергии CSFE проводились с использованием матричных элементов кулоновского потенциала, явно приведенных в [13]. Получившаяся энергия CSFE (возбужденное состояние с  $\delta S_z = +1$  и  $\delta n = 1$ ) для набора актуальных концентраций построена на рис. 5 штриховой линией и находится в хорошем согласии с экспериментом. Расчет методом точной диагонализации с большим числом явных УЛ не проводился, так как это неизбежно потребовало бы уменьшения числа электронов и загубило бы результат. Таким образом, получившаяся качественная зависимость многочастичного вклада в энергии CSFE от концентрации близка к линейной и подтверждает факт радикальной перенормировки масштаба обменной энергии холловского ферромагнетика. Тем не менее, многочастичная часть энергии CSFE содержит в себе, помимо обменных, еще и корреляционные вклады [9]. Это связано с комбинированной структурой возбуждения, в которое вовлечены изменения как спинового, так и орбитального квантовых чисел.

Отдельно обменный вклад в состоянии КХФ проявляется только в дисперсии внутриуровневого SE. В

более ранних экспериментах на GaAs-структурах эта дисперсия явно измерялась [22], а спиновая жесткость имела масштаб  $\sim e^2/\epsilon l_B$  в полном согласии с аналитическим предсказанием по теории Хартри-Фока. Аналогичный эксперимент на сильно взаимодействующих ДЭС в ZnO проведен в работе [23]. Для реализации высокоточных измерений с большим разрешением по энергии и импульсу передачи потребовалось использовать экспериментальную схему с минимальным угловым размытием светового импульса в низкоапертурных кварцевых световодах и вместе с этим – увеличением разрешения спектрометра, работающего во втором порядке дифракции. В этой части эксперимента передаваемый импульс в безразмерных единицах достигал значений  $ql_B \sim 0.2$ , что уже позволяет приобрести заметный многочастичный вклад в энергию. Из-за малой числовой апертуры использованных световодов ( $NA = 0.11$ ) разброс передаваемых импульсов был минимален и составлял 5–10%. Также была достигнута высокая точность в определении положения пиков на уровне 3–4 мкэВ.

Как было отмечено выше, в длинноволновом пределе энергия SE равна одночастичной зеемановской, а при слабом отклонении демонстрирует слабую квадратичную дисперсию:  $E_{SE} = E_z + J/2 (ql_B)^2$ , где  $J$  – спиновая жесткость, а  $ql_B$  – безразмерный волновой вектор. Согласно теории, спиновая жесткость определяется величиной удельной обменной энергии в основном состоянии. Поэтому из крутизны квадратичной дисперсии  $J$  можно извлечь величину обменной энергии холловского ферромагнетика. Для извлечения параметра спиновой жесткости из данных о дисперсии SE удобно анализировать длинноволновый фрагмент дисперсии в координатах  $E$  vs.  $(ql_B)^2$ . Экспериментальные точки для дисперсии SE были получены для трех образцов с различными концентрациями и построены на рис. 6а. Видно, что параметр спиновой жесткости (наклон подгоночных прямых) растет при увеличении концентрации. Его величина построена на рис. 6б, где также для сравнения показана прямая для циклотронной энергии. Из графика видно, что спиновая жесткость растет от концентрации/магнитного поля окололинейным образом, по масштабу сопоставима с  $\hbar\omega_c$ , но в действительности идет заметно ниже.

Таким образом, снова проявилось существенное смягчение масштаба обменной энергии КХФ, но только на этот раз оно может быть количественно охарактеризовано отдельно от прочих многочастичных вкладов. Дисперсия SE при  $r_s \gg 1$  была ранее аналитически оценена в формализме экситонного представления [24] и независимо – в ферми-

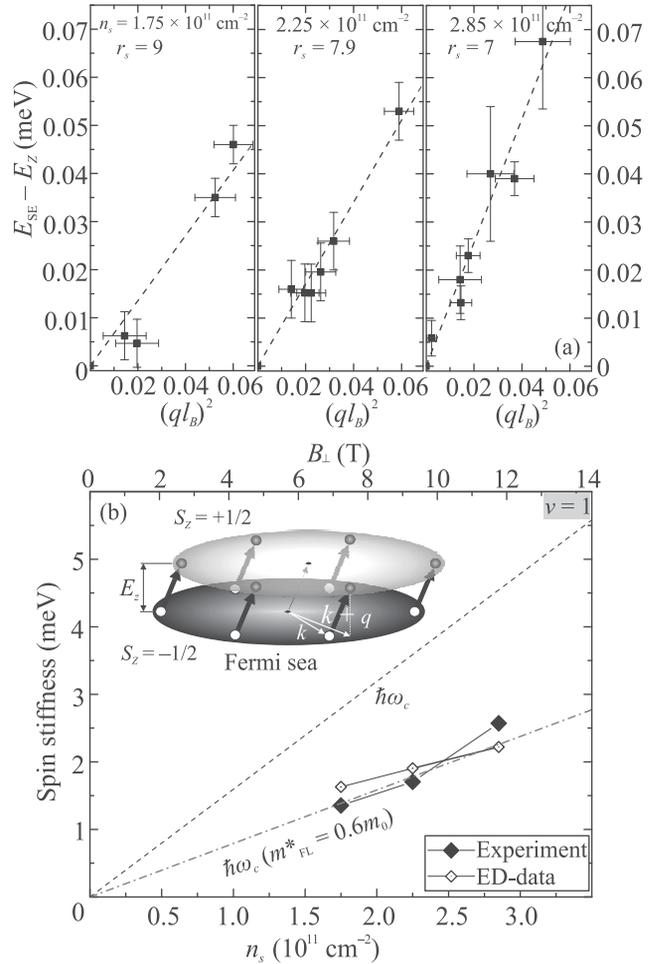


Рис. 6. (Цветной онлайн) (а) – Дисперсии SE в координатах  $E$  vs.  $(ql_B)^2$  при  $\nu = 1$  на трех образцах с разными  $n_s$ . Наклон подгоночных прямых характеризует параметр спиновой жесткости. (б) – Спиновая жесткость как функция концентрации ДЭС. Черные символы – эксперимент, пустые – расчет методом точной диагонализации, красная штрих-пунктирная прямая – спиновая жесткость как циклотронная энергия с увеличенной массой (см. в тексте)

жидкостном подходе [25]. Оба подхода, хотя и с некоторыми допущениями, предсказали обменную энергию и спиновую жесткость порядка  $\hbar\omega_c$ . Для получения количественного ответа пришлось снова использовать метод точной диагонализации [23]. Расчеты были проведены для  $N_e = 13$ ,  $N_{LL} = 3$  для концентраций  $n_s$ , соответствующих эксперименту. Спиновая жесткость была извлечена из расчетных дисперсий и приведена на графике рис. 6б пустыми символами. Близкое согласие расчета с экспериментом означает, что параметр наклона линейной зависимости действительно отличается от циклотронной энергии.

Эту же ситуацию можно рассматривать не в формализме электронов на УЛ (вообще говоря, плохо определенных), а в терминах двумерной ферми-жидкости в слабом (!) магнитном поле. Ферми-жидкостные квазичастицы могут иметь две противоположные проекции спина, а в основном состоянии холловского ферромагнетика заполнен только один из ферми-дисков с нижней проекцией спина (см. диаграмму на рис. 6b). Однотипные состояния, отличающиеся лишь проекцией спина, должны иметь зеемановское расщепление по энергии. Простейшее нейтральное возбуждение, которым является SE, можно представить как совокупность одночастичных переходов с заполненной ферми-сферы в вышележащую незаполненную сферу, но в состоянии с некоторым смещением по волновому вектору  $\mathbf{k} \Rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q}$ . Энергия такого одночастичного акта перехода составляет

$$E(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = E_{\uparrow}(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - E_{\downarrow}(\mathbf{k}) = E_z + \frac{\hbar^2(\mathbf{k} + \mathbf{q})^2}{2m_{FL}^*} - \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_{FL}^*}.$$

Тогда энергия коллективного возбуждения будет являться суперпозицией от таких одночастичных переходов в соответствии с функцией распределения по импульсу ферми-жидкостных квазичастиц в основном состоянии:

$$E_{SE}(q) = \langle 0 | \sum_{\mathbf{k}} E(\mathbf{k}, \mathbf{q}) f(\mathbf{k}) | 0 \rangle = E_z + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_{FL}^*}, \quad (4)$$

где  $f(\mathbf{k})$  – функция распределения, четная по импульсу. Из этой простой формулы следует, что SE в ферми-жидкости должен иметь дисперсию, зависящую от перенормированной массы квазичастиц. Эта же масса войдет и в параметр спиновой жесткости  $J = \hbar \frac{eB}{m_{FL}^* c}$ . Как известно из экспериментов по магнитофотолюминесценции в ДЭС в ZnO [17, 26], ферми-жидкостная масса квазичастиц при концентрациях, актуальных для рис. 6, имеет величину  $m_{FL}^* \sim 0.6m_0$ , т.е. примерно вдвое превышает циклотронную массу. Соответствующая расчетная спиновая жесткость как функция концентрации показана штрих-пунктирной прямой на рис. 6b и прекрасно согласуется с экспериментальным результатом.

**Ферромагнитный переход при факторе заполнения  $\nu = 2$ .** Порядок следования спиновых УЛ в ДЭС может претерпевать качественную трансформацию в зависимости от соотношения спинового и орбитального расщеплений. Так при целочисленных факторах заполнения спонтанное переключение между спиновыми конфигурациями возможно при пересечении спиновых подуровней с различными ор-

битальными индексами. Это достижимо в наклонном магнитном поле при условии:

$$E_z / (\hbar\omega_c) = (g^* m^*) / \cos \Theta = j, \quad (5)$$

где  $\Theta$  – угол наклона магнитного поля, а  $j$  – натуральное число. Энергетически эквивалентными оказываются основные состояния ДЭС с противоположными ориентациями спина верхнего заполненного подуровня. Преобразования системы могут описываться в терминах модели Изинга с “легкой осью”, в которой также можно описывать механизм формирования доменов, их термодинамику, магнитный гистерезис и другие эффекты. Это феноменологическое описание было успешно применено для фазовых переходов в многочисленных полупроводниковых гетероструктурах – GaInAs, AlAs, (Cd,Mn)Te, InSb, Si/SiGe и других. При этом в большинстве структур эффект основан на одночастичных свойствах энергетического спектра и реализован лишь вследствие большого наклона магнитного поля.

Физика изинговых холловских ферромагнетиков становится многочастичной в сильновзаимодействующих электронных системах. Так в гетероструктурах на основе MgZnO/ZnO с высокоподвижными ДЭС и значениями параметра  $r_s \sim 10$  имеет место доминирование характерной обменной энергии над кинетической, а ферромагнитная спиновая конфигурация может оказаться энергетически выгоднее парамагнитной. В терминах феноменологической модели Изинга происходит существенная Ферми-жидкостная перенормировка спинового и орбитального расщеплений квазичастичных УЛ [27, 28], а ферромагнитный переход может произойти из-за увеличения спиновой восприимчивости  $g^* m^*$  в отношении (5).

В работе [29] магнитооптическими методами было проведено изучение фазовой диаграммы состояния КЭХ с  $\nu = 2$ . Методическим инструментом исследования спиновой конфигурации холловских состояний служило скачкообразное изменение сигнала НРС на SE и одновременно преобразование спектра фотолюминесценции. Для серии образцов с концентрациями в диапазоне от  $1.14 \times$  до  $4.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  были экспериментально подобраны критические углы, при которых происходит фазовый переход при  $\nu = 2$ . Из полученной зависимости (рис. 7a) можно сделать вывод, что критический угол для достижения ферромагнитной неустойчивости есть функция концентрации, причем при ее уменьшении величина требуемого угла наклона уменьшается. При  $n_s \lesssim 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  корреляции в электронной системе приводят к спонтанной перестройке спиновой конфи-

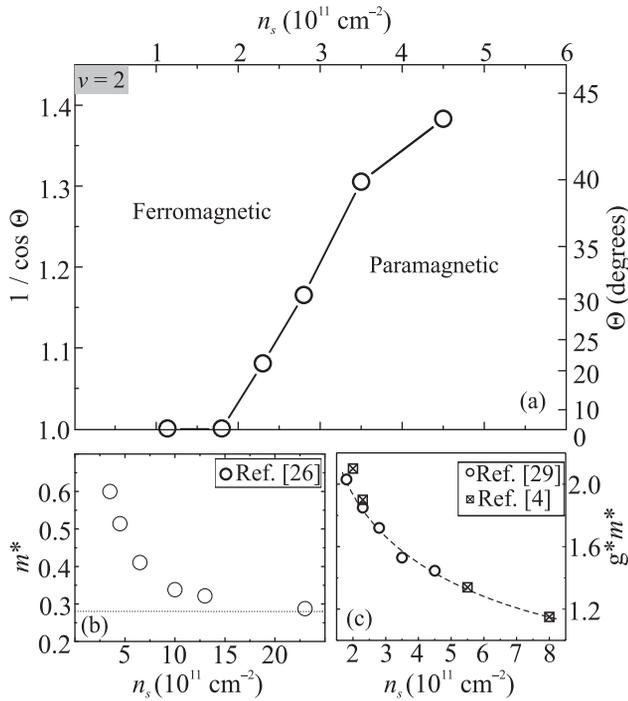


Рис. 7. (a) – Фазовая диаграмма перехода FM-PM при  $\nu = 2$ . (b) – Ферми-жидкостная перенормировка эффективной массы электронов в ZnO как функция концентрации. (c) – Перенормированная спиновая восприимчивость как функция концентрации

гурации уже без наклона. Чисто эмпирически можно трактовать возникновение ферромагнитной неустойчивости в терминах пересечения спиновых УЛ, но только с перенормированными параметрами спинового и орбитального расщеплений (см. рис. 7с, где также приведены данные магнитотранспортных исследований [4]). Следует отметить, что четырехкратно перенормированная спиновая восприимчивость  $g^*m^*$  имеет сопоставимый вклад как от перенормированной массы, так и от  $g$ -фактора. Для сравнения на рис. 7b показана зависимость ферми-жидкостной массы от концентрации, измеренная методом магнитофотолуминесценции [26]. Немаловажно, что перенормировка параметров квазичастичных уровней Ландау проявляются при тех же самых условиях и с теми же симптомами не только для фактора заполнения  $\nu = 2$ , но и для других четных факторов заполнения  $\nu = 4, \nu = 6$ , и также наблюдаются изинговые фазовые переходы при нечетных ( $\nu = 3, \nu = 5, \dots$ ) факторах заполнения, как описано в [29, 30].

Термодинамическая устойчивость ферромагнитной фазы при  $\nu = 2$  не столь выдающаяся, как для холловского ферромагнетика  $\nu = 1$ . Характерный масштаб температур, разрушающих спиновую по-

ляризацию данного изингового ферромагнетика составляет  $\sim 0.01e^2/\epsilon\ell_B$  и определяется энергией формирования доменных стенок [30].

Феноменология перехода, тем не менее, не объясняет его причин. Для изучения микроскопического механизма ферромагнитной неустойчивости необходимо знать, чем определяется величина энергетических щелей для FM- и PM-фаз. Далее приведены результаты исследований нижайших по энергии коллективных возбуждений при  $\nu = 2$  в сильно взаимодействующих ДЭС на основе ZnO. Методом НРС исследовано поведение низкоэнергетических спин-флип возбуждений в обеих фазах состояния КЭХ  $\nu = 2$  в зависимости от электронной концентрации. При уменьшении электронной концентрации эта щель обнаруживает тенденцию к смягчению, что приводит к неустойчивости парамагнитной фазы и лавинообразному спин-флип переходу.

Простейшие коллективные возбуждения в парамагнитной фазе  $\nu = 2$  связаны со спин-флип переходами электронов на следующий УЛ (см. диаграмму на рис. 8а). Такие возбуждения имеют три спиновых компоненты и называются циклотронными спин-флип магнитоэкситами (CSFM) [10]. Спиновая симметрия основного состояния гарантирует невозмущенный вклад от зеемановской энергии в расщепление CSFM (показаны разными символами на рис. 8а). Устойчивость парамагнитного состояния  $\nu = 2$  определяется энергией нижайшего коллективного возбуждения, поэтому была изучена эволюция энергии нижайшей спиновой компоненты CSFM от параметров системы. В энергии всех спиновых компонент CSFM, помимо одночастичных вкладов, есть значительный корреляционный вклад:

$$E_{\text{CSFM}}(k) = \hbar\omega_c + E_z \delta S_z - \Delta E_{\text{corr}}(k). \quad (6)$$

Корреляционный сдвиг  $\Delta E_{\text{corr}}(k)$  уменьшает энергию всех компонент триплета CSFM на величину, составляющую значительную долю циклотронной энергии – в эксперименте это видно как сдвиг центра триплета ниже  $\hbar\omega_c$ . Наиболее значимым наблюдением является зависимость энергии возбуждения CSFM ( $\delta S_z = -1$ ) при изменении концентрации электронов  $n_s$  при условии нормальной ориентации магнитного поля (рис. 8а). Видно, что она имеет тенденцию к смягчению. Ввиду экспериментального ограничения по минимальному детектируемому рамановскому сдвигу, оказалось невозможно точно дойти до точки, соответствующей ферромагнитному переходу. Однако из наклона графика можно оценить критическую концентрацию как  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Качественно понятно, что смягчение возбуждения

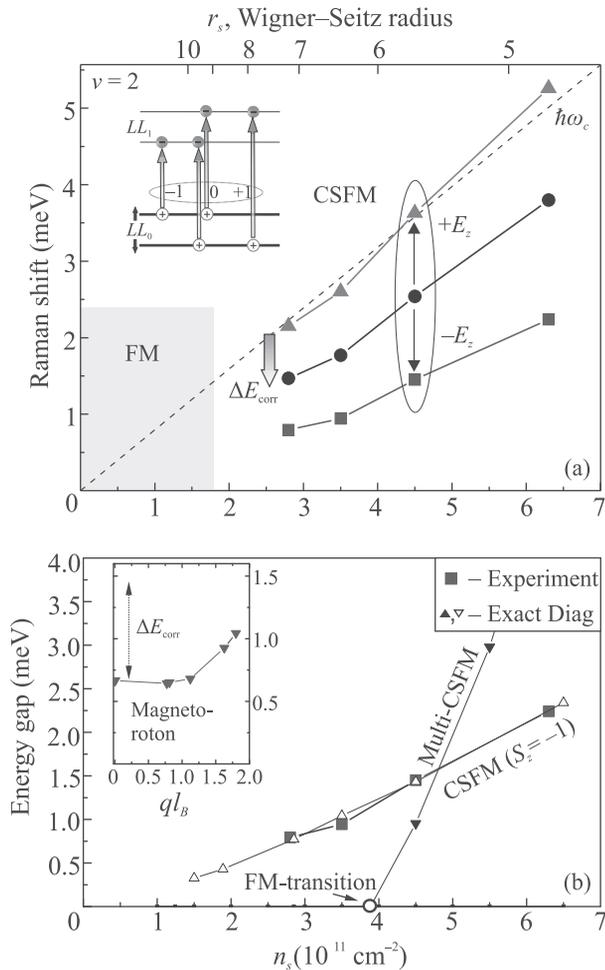


Рис. 8. (Цветной онлайн) (а) – Энергии спин-триплетного возбуждения CSFM при  $\nu = 2$  как функция электронной концентрации. Одночастичная диаграмма переходов. (б) – Сравнение экспериментальных значений энергии CSFM ( $S_z = -1$ ) с расчетными. На вставке показана дисперсия с магнито-ротонным минимумом

CSFM должно приводить к самопроизвольному переключению спиновой конфигурации основного состояния за счет заполнения нижней спиновой компоненты первого УЛ. Однако более детальное рассмотрение механизма показывает важность наличия магнито-ротонного минимума в дисперсии CSFM. Далее приводится обсуждение этого механизма ферромагнитной неустойчивости.

Отрицательный корреляционный сдвиг спин-триплетных возбуждений наблюдался и ранее в ДЭС на основе GaAs с относительно слабым кулоновским взаимодействием  $r_s < 1$ . Величина сдвига определялась энергетическими поправками второго порядка по параметру  $r_s$  и была существенно меньше циклотронной энергии. Аналогичный подход к

расчету кулоновских поправок в ДЭС на основе ZnO не оправдан ввиду условия  $r_s \gg 1$ . В этих обстоятельствах более уместно вычислять корреляционные энергии методом точной диагонализации гамильтониана. Расчет проводился для концентраций ДЭС, соответствующих эксперименту. Для вычисления CSFM использовался базис многочастичных состояний  $N_e = 20$  электронов на трех УЛ. На вставке к рис. 8b показана расчетная дисперсия CSFM ( $S_z = -1$ ) в диапазоне безразмерных импульсов  $ql_B \sim 0 \dots 2$ . Ключевой момент состоит в том, что, помимо отрицательного энергетического сдвига при  $ql_B = 0$ , вырисовывается ротонный минимум при  $ql_B \sim 1$ , дополнительно понижающий энергию возбуждения. Возбужденные состояния в ротонном минимуме не детектируются методом неупругого рассеяния по причине малости передаваемого импульса, однако при уменьшении концентрации  $n_s$  формально именно они первыми достигают нулевой энергии и предопределяют ферромагнитную неустойчивость. На графике рис. 8b пустые треугольные символы маркируют зависимость расчетной энергии в ротонном минимуме, а квадратными символами – экспериментальные значения энергии CSFM. Из графика видно, что расчетные данные хорошо согласуются с экспериментом. Вырисовывающийся механизм ферромагнитной неустойчивости через смягчение CSFM в ротонном минимуме, тем не менее, оказывается не самым выгодным – учет многоэкситонных вкладов способен дополнительно понизить энергию возбужденного состояния. Дело в том, что определенные комбинации таких магнитоэкситонов могут взаимодействовать аттрактивно, т.е. имея отрицательную добавку к суммарной энергии комплексов [31]. Расчетная дисперсия CSFM в диапазоне  $ql_B \sim 0 \dots 1$  весьма пологая, и поэтому плотность состояний таких магнитоэкситонов велика, что способствует созданию многоэкситонных комплексов. По этой причине были также проведены расчеты спектра возбужденных состояний с многократными спин-флип переходами. В разных диапазонах электронной концентрации  $n_s$  нижайшее по энергии состояние может быть для разного количества перевернутых спинов, поскольку всегда имеет место конкуренция между положительными циклотронными и отрицательными корреляционными вкладами. Однако при подходе к точке неустойчивости со стороны парамагнитной фазы самой энергетически выгодной становится мультиэкситонная комбинация, вовлекающая сразу весь коллектив электронов (показано закрашенными треугольными символами на рис. 8b). Следователь-

но, ферромагнитная неустойчивость происходит в результате конкуренции между энергией парамагнитного состояния и когерентного состояния с рождением мульти-CSFM возбуждений. Расчетные значения для критической концентрации несколько превышают экспериментальные данные, что не изменяет ответа по существу, а лишь является проявлением погрешности счета в дискретных моделях.

Спиновая конфигурация ферромагнитной фазы  $\nu = 2$  имеет качественно иной характер. Поэтому для рассмотрения механизма неустойчивости в обратном направлении FM→PM требуется выявить тип нижайшего по энергии коллективного возбуждения. Одним из претендентов является внутриуровневый SE, энергия которого при  $q = 0$  обязана совпадать с зеемановским расщеплением. Вторым менее очевидным претендентом является антициклотронный спин-флип (ACSF) магнитоэкситон, возвращающий электроны с заполненного спинового подуровня 1-го УЛ в незаполненные состояния 0-го уровня (см. диаграмму рис. 9). Согласно упрощенной одномо-

ное слагаемое. При такой структуре энергия возбуждения ACSF может стать близкой к нулю. Магнитоэкситоны двух типов SE и ACSF имеют одинаковые спиновые индексы, и потому могут взаимодействовать, а их законы дисперсии – испытывать антипересечение. Это обстоятельство проявляется в результатах расчета методом точной диагонализации нижайших спин-флип возбуждений. На рисунке 9 видно, что в результате антипересечения спин-флип мод в дисперсии нижайшей обнаруживается магнитоэкситонный минимум при  $ql_B \sim 1$  и в этом отношении проявляется полная аналогия со свойствами спин-флип возбуждений парамагнитной фазы. Ярким тому экспериментальным подтверждением является наблюдение отрицательной дисперсии гибридного спинового экситона в ферромагнитной фазе  $\nu = 2$  при параметрах системы недалеко от точки неустойчивости [32]. Кроме того, расчет энергии кратных спин-флип возбуждений также демонстрирует факт притяжения нижайших спин-флип возбуждений. Так, при параметрах системы недалеко от неустойчивости, энергия двойного спин-флип возбуждения при  $q = 0$  оказывается ниже, чем сумма двух магнитоэкситонных возбуждений с противоположными импульсами (расчет энергий показан красными звездочками на рис. 9). В этом отношении проявляется симметрия механизма неустойчивости ферромагнитной фазы к лавинообразному образованию мульти-спин-флип экситонов.

Наконец, существование долгоживущих магнитоэкситонных состояний в магнитоэкситонном минимуме дисперсии спиновых мод приводит к возможности их макроскопической заселенности. Это проявляется в аномальном нелинейном росте сигнала антистоксового НРС на SE при увеличении оптической накачки [33]. Соотношение спектрального веса антистоксовой и стоксовой компонент SE в ферромагнитной фазе становится порядка единицы (см. рис. 10), что свидетельствует о макрозаполнении экситонных уровней и потенциально может привести к формированию когерентного ансамбля SE.

**Закключение.** В сильно взаимодействующих ДЭС на основе ZnO/MgZnO рассмотрены необычные свойства коллективных возбуждений в квантовых магнитных полях. Представлены результаты экспериментальных работ, выполненных магнитооптическими методами – фотолюминесценции и НРС. Описан характер перенормировки масштабов обменных и корреляционных энергий, определяющих механизмы взаимодействия двумерных электронов при  $r_s \gg 1$ . Описаны симптомы и механизм возникновения ферромагнитной неустойчивости вблизи

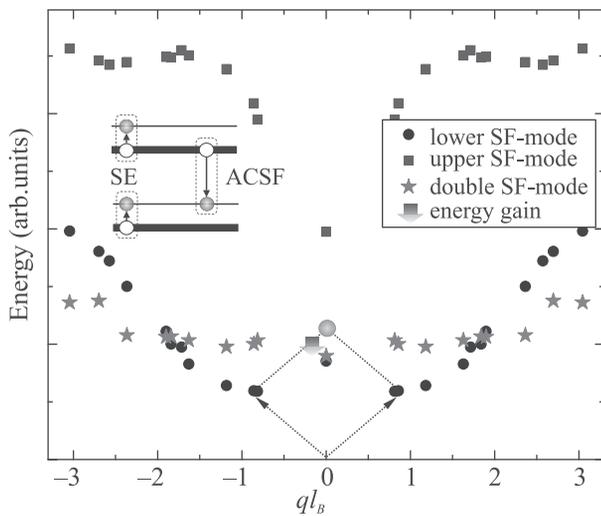


Рис. 9. (Цветной онлайн) Расчетные законы дисперсии двух нижайших гибридных спин-флип возбуждений и также дисперсия моды с двойным переворотом спина в FM-фазе  $\nu = 2$ . На диаграмме изображены одночастичные переходы, отвечающие возбуждениям SE и ACSF

вой модели, энергетическая структура этого возбуждения может быть представлена по аналогии с формулой (6):

$$E_{ACSF}(k) = -\hbar\omega_c + E_z + \Delta E_{\text{exch}}(k). \quad (7)$$

Таким образом, циклотронная энергия дает отрицательный вклад, а также имеется ненулевое обмен-

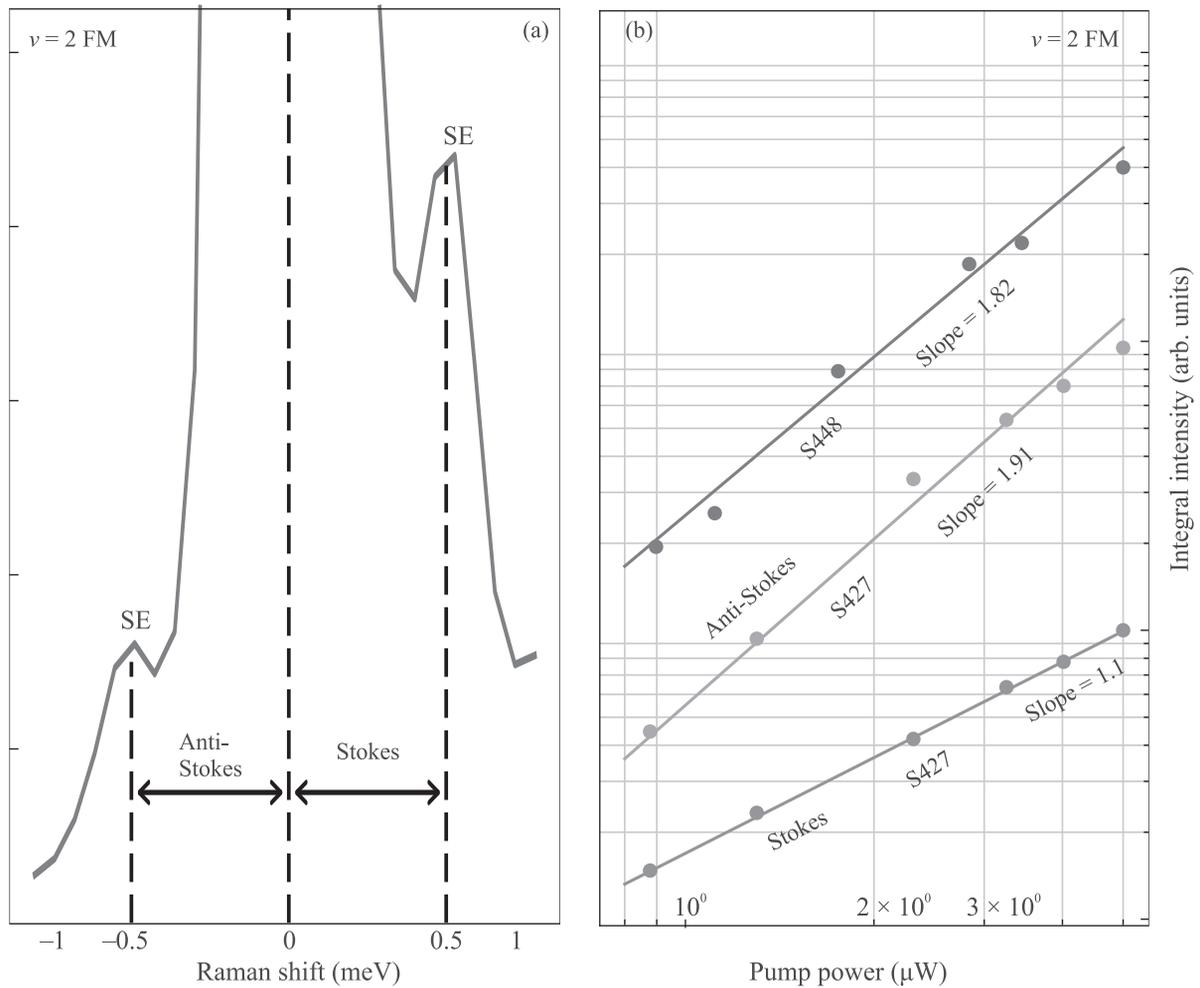


Рис. 10. (Цветной онлайн) (а) – Спектры НРС на SE в FM-фазе  $\nu = 2$  в стоксовой и анти-стоксовой областях. Измерено на образце S427,  $B = 6.8$  Т. (б) – Сравнение характера роста интенсивности антистоксовой и стоксовой компонент рассеяния. Представлены данные с разных гетероструктур

состояния КЭХ с фактором заполнения  $\nu = 2$ . Рассмотрены качественно новые моды спиновых возбуждений, появляющихся вблизи условий ферромагнитного перехода, описано их влияние на устойчивость обеих фаз и возникновение долгоживущих макрозаполненных спин-флип состояний. Экспериментальные данные сопоставлены с существующими теоретическими подходами. На качественном уровне свойства коллективных возбуждений удается объяснить в терминах ферми-жидкостных квазичастиц в квантующем магнитном поле, а количественное согласие удается получить с привлечением численных методов – таких как точная диагонализация спектра конечного числа электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проектам # 20-02-00343 (эксперимент по НРС), Российского фонда фундаментальных исследований

# 20-02-00177 (эксперимент методом магнитофотолюминесценции, моделирование) и Программы фундаментальных исследований ВШЭ (аналитическое описание в рамках теории Ферми-жидкости).

1. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
2. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
3. J. Falson, Y. Kozuka, J. H. Smet, T. Arima, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **107**, 082102 (2015).
4. J. Falson, D. Maryenko, B. Friess, D. Zhang, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, J. Smet, and M. Kawasaki, Nature Phys. **11**, 347 (2015).
5. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**(3), 152 (1981).
6. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).

7. A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 1129 (1990).
8. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerck, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729 (1997).
9. A. B. Vankov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, S. Dickmann, V. M. Zhilin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 246801 (2006).
10. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **72**, 073304 (2005).
11. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **52**, 11296 (1995).
12. W. Luo and R. Cote, *Phys. Rev. B* **88**, 115417 (2013).
13. W. Luo and T. Chakraborty, *Phys. Rev. B* **93**, 161103(R) (2016).
14. V. V. Solovyev, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin, J. Falson, D. Zhang, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukasaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 082102 (2015).
15. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, V. E. Kirpichev, V. V. Solovyev, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **94**, 155204 (2016).
16. В. Е. Козлов, А. Б. Ваньков, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, Дж. Фалсон, Д. Мариенко, Й. Козука, А. Тсуказаки, М. Кавасаки, Дж. Х. Смет, *Письма в ЖЭТФ* **98**(4), 251 (2013).
17. V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, V. V. Solovyev, J. Falson, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **91**, 085304 (2015).
18. A. B. Vankov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **98**, 121412(R) (2018).
19. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **110**(4), 268 (2019).
20. A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **77**, 155404 (2008).
21. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **100**, 041407(R) (2019).
22. I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 136804 (2010).
23. A. B. Van'kov and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **102**, 235424 (2020).
24. S. Dickmann, *Phys. Rev. B* **65**, 195310 (2002).
25. С. В. Иорданский, А. Кашуба, *Письма в ЖЭТФ* **75**(7), 419 (2003).
26. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **96**, 115131 (2017).
27. A. Tsukazaki, A. Ohtomo, M. Kawasaki, S. Akasaka, H. Yuji, K. Tamura, K. Nakahara, T. Tanabe, A. Kamisawa, T. Gokmen, J. Shabani, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **78**, 233308 (2008).
28. Y. Kozuka, A. Tsukazaki, D. Maryenko, J. Falson, C. Bell, M. Kim, Y. Hikita, H. Y. Hwang, and M. Kawasaki, *Phys. Rev. B* **85**, 075302 (2012).
29. A. B. Vankov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **96**, 235401 (2017).
30. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **107**(2), 110 (2018).
31. S. Dickmann, L. V. Kulik, and V. A. Kuznetsov, *Phys. Rev. B* **100**, 155304 (2019).
32. A. B. Vankov and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* (2021), to be published.
33. Б. Д. Кайсин, А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **112**(1), 62 (2020).

# О количественном сравнении LDA + DMFT и ARPES спектральных функций

И. А. Некрасов<sup>1)</sup>, Н. С. Павлов<sup>1)</sup>

*Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620016 Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 30 ноября 2020 г.

После переработки 7 декабря 2020 г.

Принята к публикации 7 декабря 2020 г.

Появление фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) позволило напрямую наблюдать дисперсию электронных состояний: карту спектральной плотности. С другой стороны, карта спектральной плотности может быть получена и теоретически, например, в методе LDA + DMFT. Электронная зона на такой карте характеризуется не только энергетическим положением в данной  $k$ -точке, но и шириной, и интенсивностью. Для иллюстрации количественного сравнения теоретических спектральных функций и ARPES данных выбраны спектральные функции, полученные в LDA + DMFT методе. Показано, что теоретические спектральные функции должны учитывать ряд экспериментальных особенностей: сечение фотоионизации, экспериментальное энергетическое и угловое разрешение, а также эффекты времени жизни фотодырки, возникающей в процессе фотоэмиссии. В данной работе представлена соответствующая методика учета указанных экспериментальных особенностей на примере высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) систем на основе железа: NaFeAs и FeSe на подложке SrTiO<sub>3</sub>.

DOI: 10.31857/S1234567821020075

**1. Введение.** В последние несколько десятилетий интенсивное развитие фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), в частности, связанное с открытием медных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в силу их квазидвумерности, позволило экспериментально наблюдать электронную зонную структуру для различных классов материалов с достаточно хорошим приборным разрешением и в достаточно широком интервале энергий связи [1], в том числе и для слабокоррелированных трехмерных систем, например [2]. Соответствующие ARPES данные представляют собой карты, на которых электронные состояния в данной точке обратного пространства характеризуются положением по энергии, шириной и интенсивностью.

С другой стороны, совершенствование теоретических методов расчета электронных состояний, например, теории функционала электронной плотности (DFT) и ее объединение с методами, учитывающими электронные взаимодействия (например, LDA + DMFT [3]), также позволяет получать электронную зонную структуру в виде карт спектральной функции. Это вызвало острую необходимость количественного сопоставления теоретических и экспериментальных электронных зон. Для этого в теоретических и экспериментальных данных необходимо

сравнивать не только качественное энергетическое положение электронных зон, но и их относительные интенсивности и ширины.

В данной работе показано, что важным фактором, влияющим на ширину и интенсивность экспериментально наблюдаемых электронных зон, кроме температурного уширения и затухания, связанного с электрон-электронными (или какими-либо другими) взаимодействиями в исследуемой системе, в значительной мере вносят условия, при которых был проведен эксперимент: энергия падающего пучка и разрешающая способность детекторов. Энергия падающего пучка определяет относительную степень, с которой то или иное электронное состояние может быть им возбуждено – сечение фотоионизации [1, 4], что существенно влияет на относительную интенсивность различных ветвей электронного спектра. Также разрешающие способности детекторов, используемых в эксперименте (разрешение по углу и по энергии) вносят заметный вклад в ширину электронных зон [4]. Еще одним существенным вкладом в ширину и интенсивность электронного спектра (который не относится напрямую к экспериментальному оборуодованию), как показано в данной работе, является учет конечного времени жизни фото-дырки, возникающей в процессе фотоэмиссии [1].

В данной работе предложена методика учета ряда экспериментальных особенностей: сечение фото-

<sup>1)</sup>e-mail: nekrasov@iep.uran.ru; pavlov@iep.uran.ru

ионизации, экспериментальное энергетическое и угловое разрешение, а также эффекты времени жизни фото-дырки, для построения теоретических спектральных функций. На примере исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на основе железа (NaFeAs и FeSe на подложке SrTiO<sub>3</sub>) показано, что значительная доля в уширении квазичастичных зон связана именно с учетом в теории данных экспериментальных деталей. Также показано, что выбор параметров размытия исходных теоретических зон может приводить к изменению положения максимумов спектральной функции. Кроме того, обсуждается вопрос о необходимости введения некоторого буквенно-цифрового стандарта обозначения шкалы интенсивности при публикации как экспериментальных, так и теоретических карт спектральной плотности, необходимого для количественного анализа данных из различных источников.

**2. Результаты.** Для изучения влияния учета экспериментальных особенностей на спектральную функцию использовались данные, полученные ранее в LDA + DMFT(CT-QMC) расчетах для сверхпроводников NaFeAs [5] и FeSe на подложке SrTiO<sub>3</sub> [6] (детали расчетов и описание методов см. в указанных работах). На рисунке 1а представлена LDA + DMFT спектральная функция в высокосимметричном направлении М-Г-М для сверхпроводника NaFeAs.

На рисунке 1b приведена LDA + DMFT спектральная функция с учетом сечения фотоионизации. Для выделения валентной зоны была выполнена свертка LDA + DMFT спектров с функцией распределения Ферми при температуре эксперимента 20 К. В данном ARPES эксперименте (рис. 1f) [7] энергия падающего потока фотонов составляла 80 эВ, что соответствует значениям сечения фотоионизации в атомном пределе Fe-3d:As-4p = 6.181 : 0.08177 [8, 9]. При данных энергиях падающего пучка за счет сечения фотоионизации происходит существенное увеличение интенсивности Fe-3d состояний по сравнению с As-4p.

Затем для учета экспериментального энергетического разрешения 20 мэВ была выполнена операция свертки спектральной функции (рис. 1b) с функцией Гаусса (для свертки здесь используются так называемые *energy distribution curves* – EDC) (рис. 1c). Учет энергетического разрешения практически не заметен на LDA + DMFT спектральной функции, поскольку электрон-электронные корреляции сами дают уширение и подавление интенсивности квазичастичных зон, сравнимое по величине с экспериментальным разрешением.

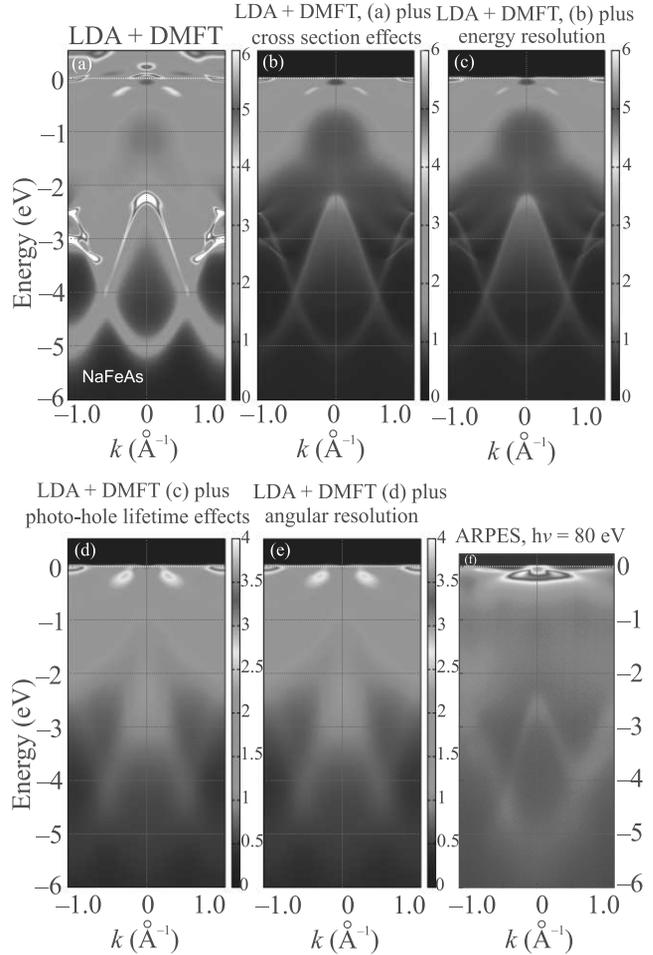


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – LDA + DMFT спектральная функция для NaFeAs в направлении М-Г-М [5]. (b) – С учетом сечения фотоионизации. На (с) дополнительно к (b) учтено экспериментальное разрешение по энергии. Затем на (d) дополнительно учтен эффект времени жизни фото-дырки. Далее на (e) учтено угловое экспериментальное разрешение. ARPES (f) из работы [7]. Уровень Ферми – нуль энергии (белый пиксель)

В нашей предыдущей работе [10] было показано, что учет зависимости времени жизни фотодырки, возникающей в процессе фотоэмиссии, от энергии связи для полной плотности состояний дает лучшее согласие с фотоэмиссионным спектром. В данной работе мы применили этот подход для спектральной функции, не проинтегрированной по зоне Бриллюэна, выполнив операцию свертки с функцией Гаусса с шириной на полувысоте, линейно зависящей от энергии связи  $C \cdot \epsilon_B + \Gamma_{\text{exp}}$ . Здесь  $\epsilon_B$  – энергия связи,  $\Gamma_{\text{exp}}$  – экспериментальное разрешение по энергии и  $C$  характеризует уменьшение времени жизни фотодырки при отходе от уровня Ферми вглубь валентной зоны (см. [10–12]). Максимальное значение по-

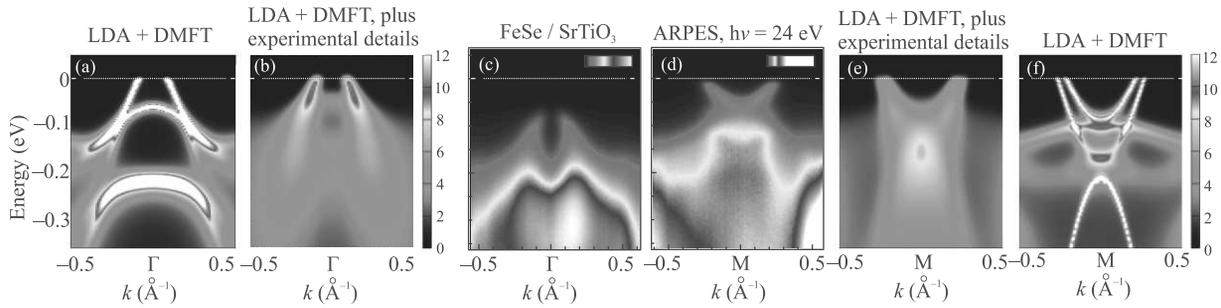


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а), (f) – LDA + DMFT спектральная функция для FeSe/STO в направлении М-Г-М и Г-М-Г [6]. На (b), (e) учтены экспериментальные особенности указанные в тексте. (c), (d) – ARPES из работы [13]. Уровень Ферми – нуль энергии (белый пунктир)

луширины функции Гаусса было выбрано 0.5 эВ при энергии  $-1$  эВ, а ниже она остается константой. Соответствующая спектральная функция представлена на рис. 1d. Учет конечного времени жизни фотодырки приводит к серьезному подавлению и уширению квазичастичных зон, делая их практически неразличимыми. Максимальное значение интенсивности на карте спектральной функции было уменьшено с 6 до 4 для того, чтобы можно было различить ее структуру (см. цветовую шкалу интенсивности).

Заключительным шагом для количественного сравнения с ARPES был учет экспериментального углового разрешения – 0.5 градуса (в  $k$ -пространстве  $0.04 \text{ \AA}^{-1}$ ). Данный учет был реализован за счет свертки спектральной функции с функцией Гаусса (для свертки здесь используются так называемые *momentum distribution curves* – MDC) (рис. 1e).

Приведенный анализ дает возможность отличить уширение и подавление квазичастичных зон, вызванное электронными корреляциями (или другими взаимодействиями) в системе, от уширения и подавления спектральной функции, связанного с методикой получения спектра и самим процессом фотоэмиссии.

Мы видим, что учет экспериментальных особенностей для LDA+DMFT спектральной функции приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными (рис. 1e и f). В частности, для NaFeAs, электрон-электронные корреляции в котором проявляются умеренно (перенормировка массы на уровне Ферми около 3), вблизи уровня Ферми размытие LDA + DMFT спектральной функции является незначительным (рис. 1a), в то время как в эксперименте (рис. 1e) вблизи уровня Ферми наблюдается достаточно размытое интенсивное образование. При учете выше упомянутых экспериментальных особенностей размытие LDA + DMFT спектральной функции значительно увеличивается, что хорошо согласуется с экспериментом. Также стоит отметить, что

LDA+DMFT спектральная функция ниже  $-2$  эВ, образованная в основном с As-4p состояниями, с учетом экспериментальных особенностей по структуре и интенсивности также лучше согласуется с ARPES данными.

Следующая система, рассмотренная в данной работе, – сверхпроводник FeSe на подложке SrTiO<sub>3</sub> (FeSe/STO). Отличительной особенностью данной системы является наличие в ARPES спектрах так называемой “мелкой” и двойниковой зон в интервале энергий связи 50 мэВ под уровнем Ферми около М-точки [13, 14]. Таким образом, на примере системы FeSe/STO можно увидеть, к чему приводит учет экспериментальных особенностей на малом энергетическом масштабе.

На рисунке 2 представлен последовательный учет экспериментальных особенностей, как описано выше по тексту, для FeSe/STO. В случае FeSe/STO энергия падающих фотонов в ARPES эксперименте 24 эВ [13], что дает величины сечения фотоионизации в атомном пределе Fe-3d:Se-4p = 5.656 : 5.626 – практически 1 : 1. Отметим, что для энергии 24 эВ данные величины сечения фотоионизации получены при линейной интерполяции между имеющимися энергиями в табличных данных работ [8, 9]. Другие экспериментальные характеристики соответственно равны: энергетическое разрешение – 8 мэВ, угловое разрешение – 0.3 градуса (в  $k$ -пространстве  $0.025 \text{ \AA}^{-1}$ ), температура эксперимента  $T = 16$  К.

В данной работе мы не будем детально обсуждать проблему наличия в LDA + DMFT дырочного кармана в Г-точке, которого не наблюдается в эксперименте. Заметим только, что это может быть вызвано подавлением интенсивности Fe-3d<sub>xy</sub> орбитали в данной геометрии эксперимента, а также влиянием подложки STO и способом роста образцов (допинг, искажения и т.д.) (подробнее см. [14]). Аналогичные LDA + DMFT результаты с дырочным карманом в Г-

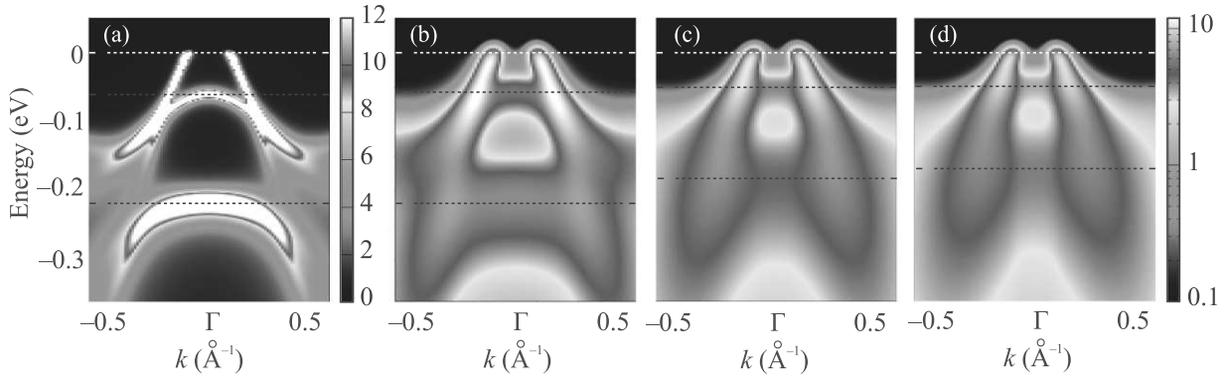


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость положения максимума интенсивной области от быстроты изменения времени жизни фото-дырки с увеличением энергии связи. (a) – LDA + DMFT спектральная функция для FeSe/STO в направлении М-Г-М (линейная шкала интенсивности). На (b)–(d) учтены экспериментальные особенности указанные в тексте для различных времен жизни фото-дырки: (b) –  $0.192 \cdot \epsilon_B + 0.008$ ; (c) –  $0.392 \cdot \epsilon_B + 0.008$ ; (d) –  $0.492 \cdot \epsilon_B + 0.008$  (логарифмическая шкала интенсивности). Горизонтальные пунктирные линии показывают положение максимума интенсивности соответствующих зон в Г-точке. Уровень Ферми – нуль энергии

точке были получены в работе [15], однако, без прямого сравнения с ARPES данными.

Кроме зон, на уровне Ферми около Г-точки можно отметить, что учет экспериментальных особенностей дает количественно похожую структуру LDA + DMFT и ARPES данных. Так, LDA + DMFT квазичастичные зоны становятся менее выраженными и существенно более размытыми. При этом “мелкая” зона ( $\sim 50$  мэВ) около М-точки, полученная в LDA + DMFT расчете, приобретает количественно близкую структуру (типа “майка”) в сравнении с ARPES (см. рис. 2d и e).

Хотелось бы особо обсудить в данной работе, что при изменении скорости роста времени жизни фото-дырки с ростом энергии связи, возникает смещение максимумов интенсивности спектральной функции. Интересным представляется тот факт, что при этом исходная LDA + DMFT зона не меняет своего энергетического положения. Такое смещение может быть порядка 100 мэВ. Таким образом, положение квази-частичных зон, определяемое экспериментаторами именно по максимуму интенсивности спектральной функции, может отличаться от их истинного положения, так как параметры изменения времени жизни фото-дырки от энергии связи на практике не известны. Особенно сильно это может влиять на интерпретацию экспериментальных данных на мелких энергетических масштабах (до 1 эВ) ниже уровня Ферми.

Описанное выше наблюдение проиллюстрировано на рис. 3. Смещение середины интенсивной области около Г-точки при изменении скорости роста времени жизни фото-дырки от 0 (рис. 3a) до  $\sim 0.5$  (рис. 3d) для зоны вблизи  $-0.22$  эВ составляет порядка 50 мэВ,

а для зоны вблизи  $-0.06$  эВ–15 мэВ. Такое смещение интенсивной области может быть существенно для анализа ARPES данных на таких малых масштабах, особенно для систем со сверхпроводимостью. Так как эффекты времени жизни фото-дырки есть всегда, то можно сделать вывод, что положение квази-частичных зон в ARPES определено с точностью до скорости изменения времени жизни фото-дырки с ростом энергии связи. Для экспериментальных данных, анализируемых в данной работе, величина смещения может быть больше разрешающей способности прибора (8 и 20 мэВ соответственно). Данный факт следует иметь ввиду при анализе и интерпретации ARPES спектров.

Важным параметром, который влияет на визуальное восприятие спектральной функции и анализ ее структуры, является величина интенсивности спектральной функции и выбор способа ее отображения. Шкала интенсивности зачастую отображается сменой некоторого набора цветов, где определенной величине интенсивности соответствует определенный цвет из палитры. Таким образом, отображение шкалы интенсивности спектральной функции может варьироваться по максимальной и минимальной величине отсечки и по “расстоянию” между соседними цветами, что позволяет в ARPES данных подчеркнуть необходимые детали спектра. Однако для количественного сравнения ARPES с теоретическими спектрами хорошо бы иметь одинаковую или близкую по цвету и величине шкалу интенсивности спектральной функции. Для этого необходимо знать цветовую шкалу ARPES спектров, которая зачастую приводится, и также величину спектральной функ-

ции, соответствующую данному цвету, которая практически никогда не приводится как экспериментаторами, так и теоретиками.

Еще одним “произвольным параметром” является выбор линейной или логарифмической шкалы интенсивности. Последняя обычно используется, чтобы выделить низкоинтенсивные части спектра. На рисунках 2b и 3d отображена одна и та же спектральная функция в одной цветовой шкале, но в разных шкалах по интенсивности: линейная и логарифмическая.

Для удобства количественного сравнения данных из разных источников можно обозначать соответствующую шкалу некоторым буквенно-цифровым способом, например, lin0N3T4.5G7Y8Br10W (см. рис. 3a), что означает линейная шкала, 0 – Navy, 3 – Turquoise, 4.5 – Green, 7 – Yellow, 8 – Brown, 10 – White, или просто описывать в тексте статьи или ссылках.

**3. Заключение.** В данной работе на примере LDA + DMFT спектральных функций показано, что для количественного сравнения теоретических карт спектральной плотности с ARPES данными необходимо учесть экспериментальные особенности: сечение фотоэмиссии, экспериментальное энергетическое и угловое разрешение, а также эффекты времени жизни фото-дырки, связанные с самим процессом фотоэмиссии. Отметим, что учет данных экспериментальных особенностей не связан с модельными представлениями о фотоэмиссии и необходим при анализе теоретических результатов. Также показано, что интерпретация ARPES спектров усложняется из-за наличия зависящего от энергии связи времени жизни фото-дырки (явный вид которой для конкретного материала не известен), что приводит к смещению максимумов интенсивности спектральных функций относительно истинного положения квази-частичной зоны. Показана важность детального описания цветовой шкалы интенсивности для количественного сравнения спектральных карт из разных источников.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 20-02-00011. Работа Н. С. Павлова частично поддержана грантом Президента РФ МК-1683.2019.2.

Расчеты были выполнены на суперкомпьютере “УРАН” Института механики и математики УрО РАН.

1. A. Damascelli, Z. Hussain, and Zh.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
2. P. I. Bezotosnyi, K. A. Dmitrieva, S. Yu Gavrilkin, K. S. Pervakov, A. Yu. Tsvetkov, V. P. Martovitski, A. G. Rybkin, O. Yu. Vilkov, and V. M. Pudalov, *JETP Lett.* **106**, 514 (2017).
3. G. Kotliar, S. Y. Savrasov, K. Haule, V. S. Oudovenko, O. Parcollet, and C. A. Marianetti, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 865 (2006).
4. R. Comin and A. Damascelli, *ARPES: A probe of electronic correlations*, in *Strongly Correlated Systems: Experimental Techniques*, ed. by A. Avella and F. Mancini, Springer Series in Solid-State Sciences, Springer (2013).
5. I. A. Nekrasov, N. S. Pavlov, and M. V. Sadovskii, *JETP Lett.* **102**, 26 (2015).
6. I. A. Nekrasov, N. S. Pavlov, and M. V. Sadovskii, *JETP* **126**, 485 (2018).
7. D. V. Evtushinsky, A. N. Yaresko, V. B. Zabolotny et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **96**, 060501 (2017).
8. J. J. Yeh and I. Lindau, *At. Data Nucl. Data Tables* **32**, 1 (1985).
9. J. J. Yeh, *Atomic Calculation of Photoionization Cross-Sections and Asymmetry Parameters*, Gordon and Breach Science Publishers, Langhorne, PE (USA) (1993).
10. Z. V. Pchelkina, I. A. Nekrasov, Th. Pruschke, A. Sekiyama, S. Suga, V. I. Anisimov, and D. Vollhardt, *Phys. Rev. B* **75**, 035122 (2007).
11. L. Z. Liu, J. W. Allen, O. Gunnarsson, N. E. Christensen, and O. K. Andersen, *Phys. Rev. B* **45**, 8934 (1992).
12. A. J. Arko, J. J. Joyce, L. Morales, J. Wills, J. Lashley, F. Wastin, and J. Rebizant, *Phys. Rev. B* **62**, 1773 (2000).
13. J. J. Lee, F. T. Schmitt, R. G. Moore, S. Johnston, Y.-T. Cui, W. Li, M. Yi, Z. K. Liu, M. Hashimoto, Y. Zhang, D. H. Lu, T. P. Devereaux, D.-H. Lee, and Z.-X. Shen, *Nature* **515**, 245 (2014).
14. I. A. Nekrasov, N. S. Pavlov, M. V. Sadovskii, and A. A. Slobodchikov, *Low Temp Phys.* **42**, 891 (2016).
15. S. Mandal, P. Zhang, S. Ismail-Beigi, and K. Haule, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 067004 (2017).

# Induction of room temperature ferromagnetism in N-doped yttrium oxide: a first-principle calculation

Y. E. Xu<sup>+</sup>, J. H. Chu<sup>\*1)</sup>

<sup>+</sup>Department of Electronic Engineering, Shanghai Jian Qiao University, 201306 Shanghai, China

<sup>\*</sup>Department of Opto-Electronic Technology, Shanghai University, 2004444 Shanghai, China

Submitted 16 November 2020

Resubmitted 7 December 2020

Accepted 7 December 2020

DOI: 10.31857/S1234567821020087

Diluted magnetic semiconductors (DMS) have been gathering immense interest in spintronic devices mainly due to their unique properties of integrating photonic, electronic and magnetic on a single substrate. Traditionally, DMS are designed by doping nonmagnetic semiconductors with magnetic impurities. There are two possible ways to develop ferromagnetism (FM), such as cation/anion vacancy, and cation/anion substitution. As a result, many studies have been reported on ferromagnetic induction in nonmagnetic semiconductors by anion or cation substitution. However, there are few works on  $Y_2O_3$ .  $Y_2O_3$  is an air-stable, solid white coloured substance. It is derived from yttrium hydroxide under heat treatment. It is used in the field of material sciences to impart colour to the television picture tubes. In this paper, we investigate the FM in N doped  $Y_2O_3$  using the DFT calculations, and predict that a short range ferromagnetic coupling range is developed between the N impurities leading to a FM state (see Fig. 1a), which is sustainable a room temperature. The PDOS analysis and spin density plots indicate

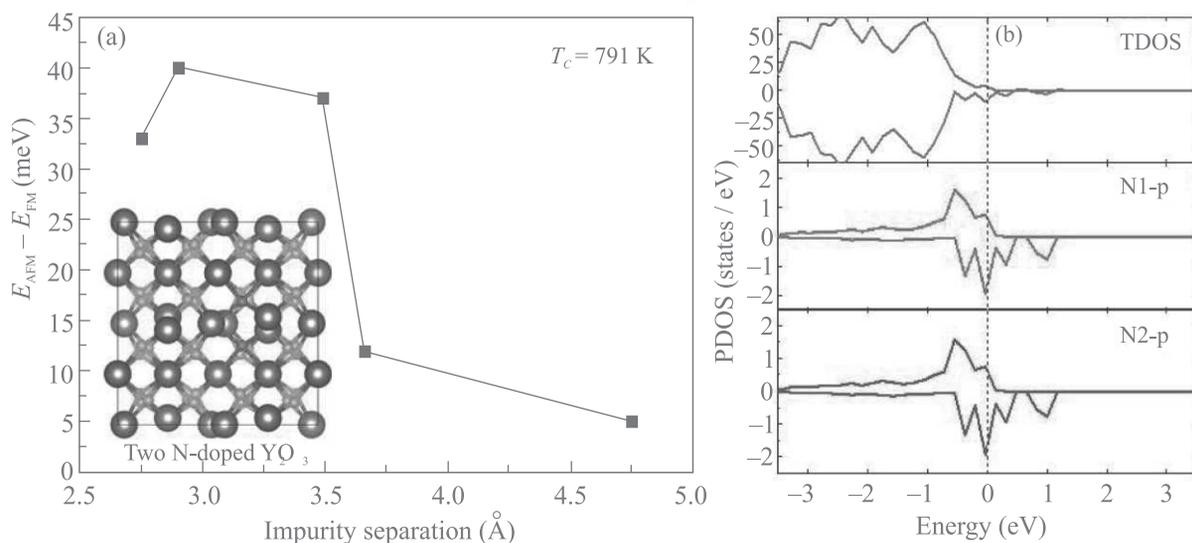


Fig. 1. (Color online) (a) – The energy difference ( $\Delta E$ ) between anti-ferromagnetic and ferromagnetic states corresponding to different N-N separations. (b) – Partial density of states (PDOS) for a short impurity separation (2.90 Å)

that induction of magnetic moment is possible for splitting of spin relevant to localized N-2p orbital as well as nearest Y-4d orbital, as shown in Fig. 1b. The persistence of room temperature ferromagnetism (RT-FM) has been entrenched through estimation of Curie temperature which further satisfies the demand of stability of the system. Our results show that N doped  $Y_2O_3$  could be molded as a DMS for spintronic applications.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S002136402102003X

<sup>1)</sup>e-mail: jhchu1956@gmail.com

## Resonant excitation of oscillator with randomly shifted levels

*A. P. Dmitriev*<sup>1)</sup>

*Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia*

Submitted 9 November 2020

Resubmitted 15 December 2020

Accepted 15 December 2020

DOI: 10.31857/S1234567821020099

In this work, we have solved the problem of resonant excitation of a harmonic oscillator, the levels of which are slightly shifted. Level shifts are considered random and uncorrelated. It is shown that in this situation there is a threshold value of the exciting resonance field, below which the excitation is localized at the lower levels, and above which the oscillator is excited indefinitely, so that dissipative processes must be taken into account. The problem is reduced to the problem of a particle moving along a periodic chain with random levels and an overlap integral between the nearest neighbors that increases along the chain in proportion to the root of the distance. The calculations used some results of the theory of one-dimensional localization. A similar method is used to analyze the motion of an electron in a disordered quantum wire with a cross section increasing along it. It is shown that in the case of a superlinear increase in the cross section with length, localization is absent and the resistance tends to a finite limit, in the opposite case, localization takes place and the resistance increases exponentially, and with a linear increase in the cross section, it grows with a power-law length way.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364021020016

---

<sup>1)</sup>e-mail: pavel.alekseev@mail.ioffe.ru

## О механизме генерации убегающих электронов после пробоя промежутка

Д. В. Белоплов<sup>+1</sup>), В. Ф. Тарасенко<sup>+\*</sup>, В. А. Шкляев<sup>+</sup>, Д. А. Сорокин<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, 634055 Томск, Россия

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 30 ноября 2020 г.

После переработки 30 ноября 2020 г.

Принята к публикации 3 декабря 2020 г.

Представлены данные, объясняющие генерацию убегающих электронов после пробоя промежутка с резко неоднородным распределением напряженности электрического поля. Используя специальную методику измерения тока смещения, вызванного появлением и движением стримера, осуществлена привязка осциллограмм напряжения и тока убегающих электронов друг к другу, а также к динамике формирования стримера, которая регистрировалась с помощью четырехканальной ICCD камеры. Показано, что первый пучок убегающих электронов генерируется в окрестности острейшего катода в момент появления стримера. Второй пучок убегающих электронов генерируется в момент прихода на острый катод обратной волны ионизации. Предполагается, что генерация второго пучка убегающих электронов происходит в катодном слое. Это подтверждается тем, что второй пучок убегающих электронов отсутствует в тех реализациях разряда, при которых наблюдается свечение катодного пятна до замыкания промежутка плазмой.

DOI: 10.31857/S1234567821020105

**Введение.** Наносекундный газовый разряд, как эффективный способ генерации низкотемпературной плазмы, привлекает внимание исследователей во всем мире. С его помощью можно стерилизовать медицинские инструменты, продукты питания, упаковочные изделия, проводить очистку выхлопных газов и сточных вод, обрабатывать поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков, а также живые ткани [1]. Широкие возможности применения плазмы наносекундных разрядов обусловлены разнообразием химически активных форм атомов и молекул, формируемых в процессах ионизации, возбуждения, диссоциации, рекомбинации.

Процесс формирования наносекундных газовых разрядов часто сопровождается генерацией убегающих электронов (УЭ). Особенно сильно эффект проявляется в разрядах, формирующихся в условиях высокого перенапряжения. Это обеспечивается использованием промежутков с резко неоднородным распределением напряженности электрического поля и наносекундной длительностью импульсов высокого напряжения. Роль УЭ в формировании разрядов, в том числе атмосферных, вновь начинает активно обсуждаться в связи с развитием как теоретических моделей, так и измерительной техники [2–14].

Так, в недавних теоретических исследованиях было показано, что УЭ способны обеспечить предварительную ионизацию газа перед фронтом отрицательного стримера, формирующегося в воздухе при атмосферном давлении, без “включения” фотоионизации [3]. В экспериментальных исследованиях было обнаружено, что УЭ могут генерироваться не только в предпробойной стадии разряда, но также после пробоя промежутка при спаде напряжения [15]. В этом случае наблюдались два импульса тока УЭ длительностью  $\approx 0.1$  и  $\approx 0.3$  нс соответственно, а задержка между ними составляла  $\approx 1$  нс. Предполагается, что генерация второго импульса происходит при распространении вторичных волн ионизации. Двойные импульсы тока УЭ наблюдались также в недавней работе [16] при на порядок большем напряжении на промежутке и в  $\approx 4$  раза большем давлении воздуха, чем в [15]. Задержка между импульсами тока составляла  $\approx 0.15$  нс. Предполагается, что генерация второго потока УЭ происходит в частично ионизованном промежутке после прохождения первого потока УЭ. Ранее генерация двойных УЭ наблюдалась также в работах [17, 18].

В данной работе мы попытаемся ответить на вопрос о механизме генерации второго пучка УЭ в условиях (напряжение, давление газа, зазор), близких к работе [15]. Для этого формирование разря-

<sup>1</sup>)e-mail: rff.qep.bdim@gmail.com

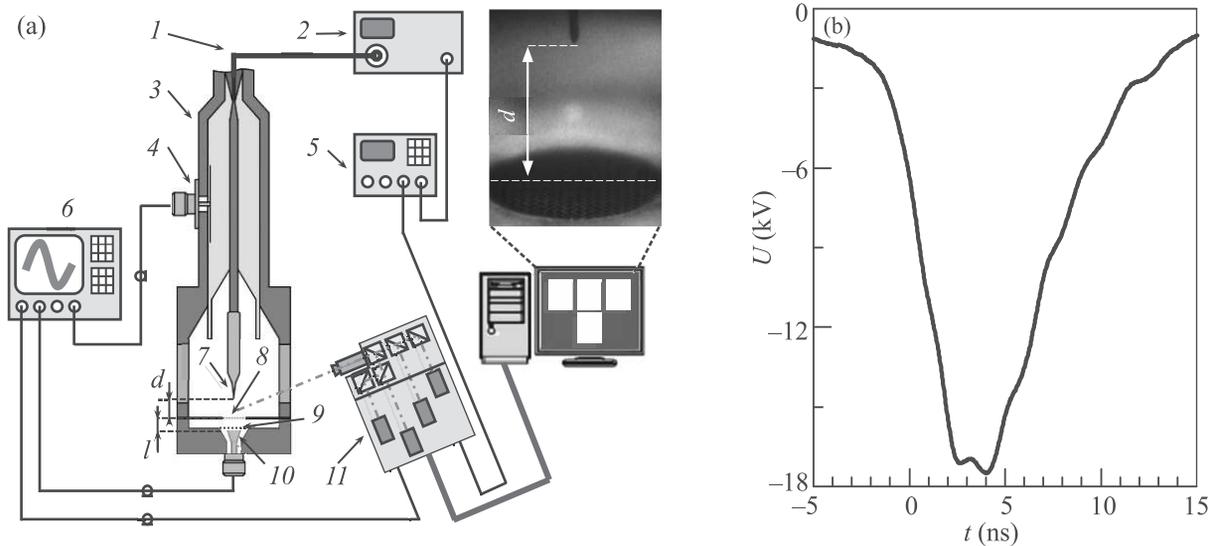


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схема экспериментальной установки. 1 – высоковольтный кабель; 2 – генератор высоковольтных наносекундных импульсов напряжения; 3 – коаксиальная передающая линия; 4 – емкостный делитель напряжения; 5 – генератор запуска; 6 – осциллограф; 7 – высоковольтный электрод; 8 – заземленный электрод (сетка); 9 – сетка; 10 – коллектор; 11 – ICCD камера. (б) – Осциллограмма импульса напряжения на согласованную нагрузку

да исследовалось с применением методов высокоскоростной съемки, а также с применением нового метода исследования разряда посредством измерения тока смещения, вызванного движением стримера [19]. Данный метод был использован для определения момента генерации УЭ относительно динамики отрицательного стримера, формирующегося в воздухе при атмосферном давлении [20]. Таким образом, цель работы – определить механизм генерации УЭ после замыкания промежутка плазмы.

**Экспериментальная установка и методики измерений.** Эксперименты проводились на установке, состоящей из газоразрядной камеры, совмещенной с передающей линией ( $Z = 75 \Omega$ ), генератора высоковольтных наносекундных импульсов напряжения NPG-18/3500N, осциллографа LeCroy WaveMaster 30Zi (16 ГГц, 20 ГС/с) и четырехканальной ICCD-камеры HSFC-PRO. Схема экспериментальной установки, а также осциллограмма импульса напряжения на согласованную нагрузку представлены на рис. 1.

Импульсы напряжения подавались на вход передающей линии с помощью высоковольтного коаксиального кабеля длиной 3 м с волновым сопротивлением  $75 \Omega$ . Импульсы напряжения регистрировались с помощью емкостного делителя напряжения, установленного в передающей линии. Напряжение на промежутке восстанавливалось по падающей (рис. 1б) и отраженной волнам. Высоковольтный электрод дли-

ной 5 мм был изготовлен из швейной иглы диаметром основания 1 мм и радиусом закругления кончика иглы 75 мкм. Заземленный электрод был плоским с отверстием в центре диаметром 1 см. В отверстие устанавливалась перфорированная сетка с коэффициентом пропускания 0.75. Кромка отверстия была скруглена и отполирована для того, чтобы исключить неоднородность распределения напряженности электрического поля на границе кромка-сетка. Это позволило избежать замыкания канала разряда на кромку. Расстояние между электродами составляло 8.5 мм.

Ток УЭ  $I_{RE}$  измерялся с помощью коллектора, расположенного за сетчатым электродом. Перед приемной частью коллектора располагалась сетка с коэффициентом пропускания 0.3 (см. рис. 1а). Это позволяло исключить влияние электрического поля, проникающего через сетчатый электрод. Однако при отсутствии сетки перед приемной частью коллектора можно одновременно измерять ток УЭ  $I_{RE}$  и динамический ток смещения  $I_{DDC}$ , вызванный перераспределением электрического поля в основном промежутке при формировании плазмы [19]. По осциллограмме динамического тока смещения  $I_{DDC}$  можно определить с высокой точностью, в какой момент времени появился стример и когда он прибыл на плоский заземленный электрод [19]. Имея сумму двух сигналов  $I_{RE}$  и  $I_{DDC}$ , можно точно определить момент генерации УЭ [20].

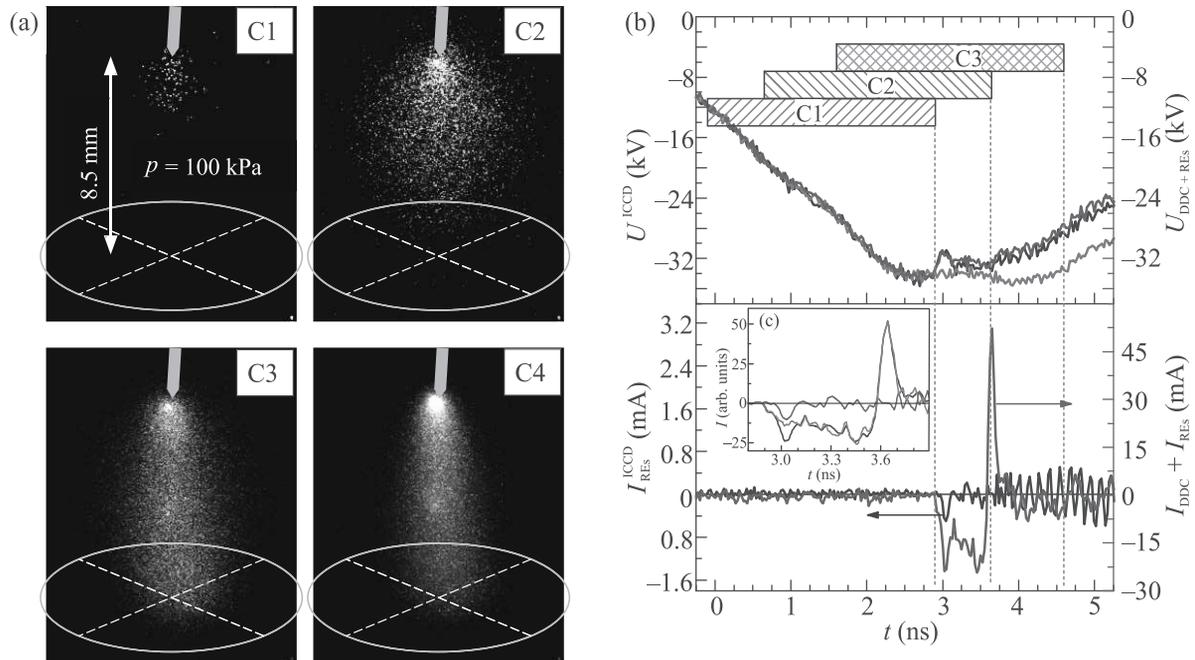


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Изображения свечения плазмы разряда в воздухе при давлении 100 кПа. (б) – Осциллограммы напряжения  $U^{ICCD}$  и тока убегающих электронов  $I^{ICCD}$  во время съемки свечения разряда с помощью четырехканальной ICCD камеры, а также осциллограммы напряжения  $U_{DCC+RES}$  и тока убегающих электронов  $I_{RES}$  вместе с динамическим током смещения  $I_{DCC}$ , записанные в отдельном эксперименте. Зеленая кривая – осциллограмма напряжения в режиме холостого хода. (с) – Осциллограммы тока убегающих  $I_{RES}^{ICCD}$  и  $I_{RES} + I_{DCC}$ , а также разница этих сигналов. C1, C2, C3, C4 - номера каналов ICCD камеры. Прямоугольниками показаны моменты включения каналов камеры. Длина прямоугольников соответствует длительности экспозиции

Развитие свечения плазмы в промежутке исследовалось с помощью четырехканальной ICCD-камеры. Данная камера позволяет получить четыре последовательных изображения с известной задержкой друг относительно друга за один импульс. Минимальная длительность экспозиции одного кадра составляет 3 нс. В эксперименте длительность экспозиции трех каналов составляла 3 нс, а у четвертого – 20 нс. Таким образом, первые три канала (C1–C3) позволяли исследовать динамику формирования разряда, а четвертый канал (C4) позволял получить интегральное за импульс изображение свечения плазмы. При этом канал C1 в момент запуска формировал синхросигнал, который записывался осциллографом одновременно с сигналами с емкостного делителя напряжения и коллектора. Это позволило связать ICCD-изображения и осциллограммы напряжения и тока УЭ.

В отдельной серии экспериментов осуществлялись измерения динамического тока смещения  $I_{DCC}$ , вызванного перераспределением напряженности электрического поля в промежутке при формировании и распространении стримера, и тока УЭ  $I_{RE}$

с помощью коллектора. Результатом проведенного эксперимента стала привязка осциллограмм тока УЭ к напряжению на промежутке, восстановленному по падающей и отраженной волнам.

Газоразрядная камера откачивалась форвакуумным насосом и затем заполнялась воздухом. Давление варьировалось в диапазоне 12–100 кПа.

**Результаты и их обсуждение.** При давлении воздуха 100 кПа наблюдалось формирование стримера большого диаметра (рис. 2), как и в предшествующих исследованиях [2, 4, 15, 19]. Характерные особенности динамики формирования такого стримера – высокая скорость стримера при старте и перед замыканием промежутка [21], а также протекание заметного тока во внешней цепи при формировании стримера, величина которого пропорциональна его скорости. Этот ток мы называем динамическим током смещения, чтобы отметить тот факт, что он вызван не внешним изменением потенциалов электродов, а перераспределением электрического поля в зазоре, вызванным формированием стримера [19]. Кроме того, появление и формирование стримера (рис. 2а) сопровождается уменьшением напряжения на промежутке

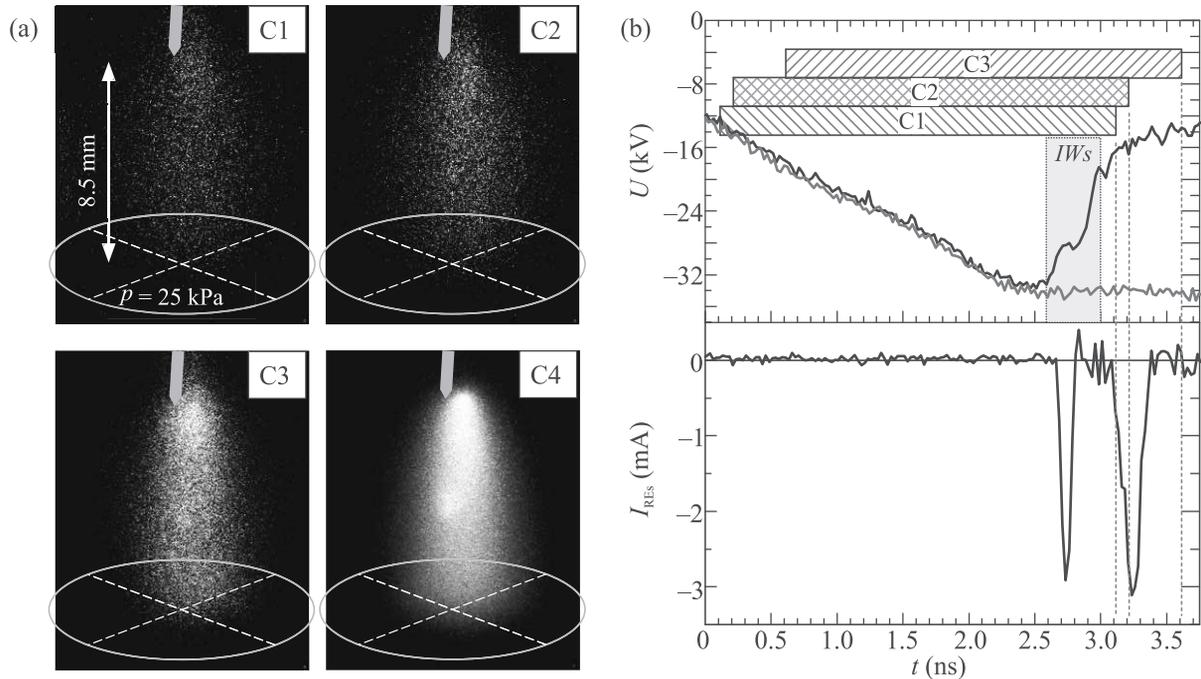


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Изображения свечения плазмы разряда в воздухе при давлении 25 кПа. (б) – Соответствующие осциллограммы напряжения  $U$  и тока убегающих электронов  $I_{\text{RES}}$ . Зеленая кривая – осциллограмма напряжения в режиме холостого хода. C1, C2, C3, C4 – номера каналов ICCD камеры. Прямоугольниками показаны моменты включения каналов камеры. Длина прямоугольников соответствует длительности экспозиции.  $IWS$  – прямая и обратная волны ионизации. Случай, когда катодное пятно отсутствует на начальной стадии разряда

(рис. 2b), поскольку во внешней цепи уже протекает ток. Этот эффект был также описан теоретически [22, 23]. Спад напряжения тем сильнее, чем выше скорость стримера (см. осциллограммы напряжения на рис. 2–4).

Динамический ток смещения  $I_{\text{DDC}}$  может быть измерен с помощью коллектора, расположенного за сетчатым заземленным электродом (рис. 1). Это возможно по той причине, что электрическое поле проникает через сетку с большим ( $\sim 10^4$  раз [20]) ослаблением. По осциллограмме  $I_{\text{DDC}}$  можно определить момент появления стримера (рост  $I_{\text{DDC}}$ , рис. 2b, c) и момент его прихода на противоположный сетчатый электрод (смена полярности  $I_{\text{DDC}}$ , рис. 2b, c), а также можно определить момент генерации УЭ относительно динамики стримера [20]. Кроме того, можно рассчитать напряженность электрического поля  $E_c(t)$  вблизи сетчатого электрода в абсолютных единицах [19].

На рисунке 2b представлены осциллограмма тока УЭ  $I_{\text{RES}}^{\text{ICCD}}$ , измеренного в эксперименте с применением ICCD-камеры, и осциллограмма суммы  $I_{\text{RES}} + I_{\text{DDC}}$ , измеренной в отдельном эксперименте. Необходимо отметить, что в каждом эксперименте было записано  $\sim 10^2$  осциллограмм, а затем выбраны слу-

чай с одинаковым запаздыванием пробоя. Видно, что если в двух разных экспериментах процессы ионизации стартуют в одинаковых условиях по напряжению, то динамика формирования разряда воспроизводится (рис. 2a,  $U^{\text{ICCD}}$  и  $U_{\text{DDC}+\text{RES}}$ ). Это позволяет осуществить привязку тока УЭ  $I_{\text{RES}}^{\text{ICCD}}$  к осциллограмме напряжения  $U^{\text{ICCD}}$  и к динамике формирования стримера, представленной на рис. 2a.

Из рисунка 2b, с видно, что УЭ регистрируются коллектором на  $\approx 80$  пс позднее начала тока  $I_{\text{DDC}}$ . Однако необходимо учитывать, что скорость УЭ с энергией  $\approx 35$  кэВ меньше скорости распространения электромагнитной волны, вызывающей сигнал  $I_{\text{DDC}}$ . Оценки, при которых учитывалось распределение напряженности электрического поля в промежуток без плазмы, показывают, что УЭ, сгенерированные вблизи катода, прибывают на коллектор на  $\approx 75$  пс позднее, чем электромагнитная волна, вызванная появлением плазмы в окрестности катода. Распределение электронов по энергиям не учитывалось. Таким образом, осциллограмма импульса тока УЭ  $I_{\text{DDC}}$  должна быть смещена на  $\approx 75$  пс влево, что будет соответствовать моменту генерации УЭ относительно появления стримера. Из этого следует, что УЭ генерируется непосредственно при старте процес-

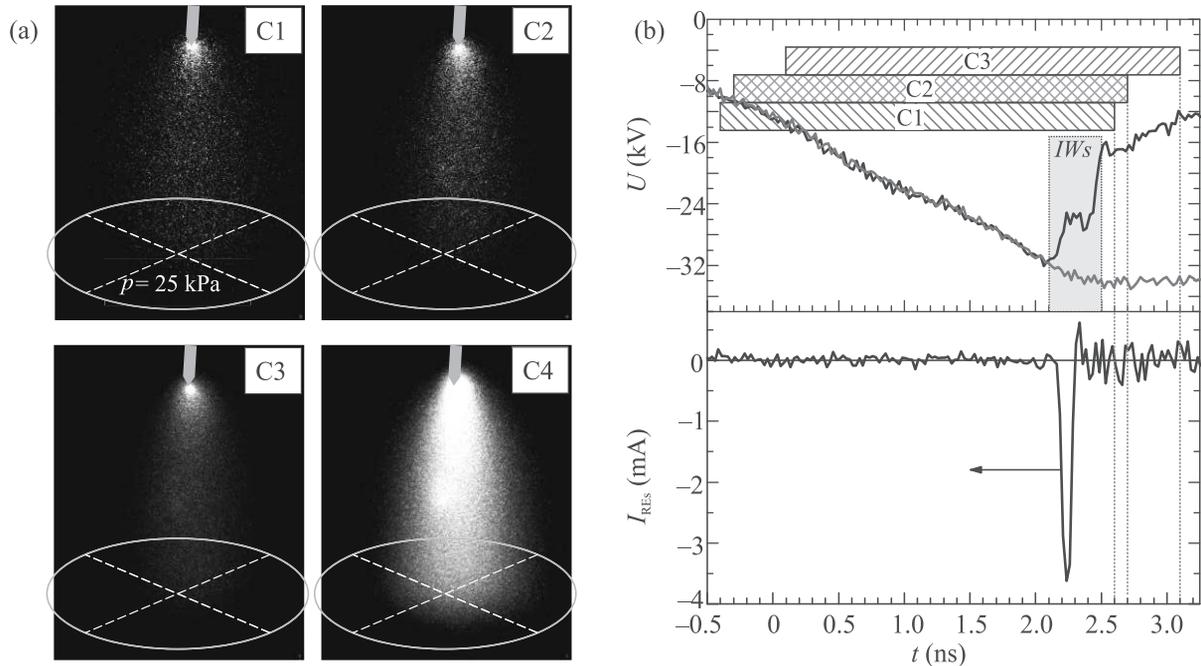


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Изображения свечения плазмы разряда в воздухе при давлении 25 кПа. (б) – Соответствующие осциллограммы напряжения  $U$  и тока убегающих электронов  $I_{RES}$ . Зеленая кривая – осциллограмма напряжения в режиме холостого хода. C1, C2, C3, C4 – номера каналов ICCD камеры. Прямоугольниками показаны моменты включения каналов камеры. Длина прямоугольников соответствует длительности экспозиции.  $IWs$  – прямая и обратная волны ионизации. Случай, когда катодное пятно сформировалось к моменту замыкания промежутка плазмой

сов ионизации вблизи катода. Длительность импульса тока УЭ на полувысоте составляет 77 пс.

Момент переполяривания  $I_{DDC}$  (рис. 2b, c) соответствует достижению максимума величины  $E_c(t)$ . Далее,  $E_c(t)$  убывает вследствие ионизации газа вблизи поверхности сетки и “вытеснения” электрического поля – происходит перераспределение напряженности электрического поля в ионизованном промежутке и, как мы полагаем, формируется обратная волна ионизации. В работе [21] наблюдалось характерное распространение фронта свечения в обратном направлении на изображениях, полученных с помощью стрик-камеры. Данные, полученные за  $\sim 10^2$  импульсов в различных условиях, показывают, что обратная волна ионизации формируется всегда.

На рисунке 3 представлены ICCD-изображения свечения плазмы разряда, а также соответствующие осциллограммы напряжения и тока УЭ при давлении воздуха 25 кПа. Моменты включения и длительность экспозиции каналов ICCD камеры C1–C3 показаны прямоугольниками на рис. 3b.

Необходимо отметить, что независимо от давления пробой чаще всего случался при выходе напря-

жения на плато. Видно, что при данных условиях наблюдаются два импульса тока УЭ. Второй импульс тока УЭ регистрируется на спаде напряжения на промежутке. Привязка осциллограмм тока УЭ к осциллограммам напряжения осуществлялась способом, описанным выше. Однако для определения момента генерации каждого пучка УЭ необходимо учесть время пролета электронами расстояния от зоны генерации до коллектора. Первый пучок УЭ генерируется в окрестности катода при старте процессов ионизации. Как уже было установлено выше, импульс тока УЭ должен быть смещен влево на  $\approx 75$  пс, что будет соответствовать моменту генерации УЭ. Второй пучок, предположительно, генерируется в катодном слое после того, как обратная волна ионизации достигла катода. Распространению в промежутке обратной волны ионизации соответствует второй резкий спад напряжения на промежутке (рис. 3b). Генерация второго пучка УЭ происходит при напряжении на промежутке от  $-20$  до  $-15$  кВ. При этом напряжении время пролета электронами расстояния от катода до коллектора составляет  $\approx 100$  пс. Распределение электронов по энергиям не учитывалось.

По-видимому, при подходе фронта обратной волны ионизации к катоду приведенная напряженность электрического поля  $E/p$  в катодном слое резко увеличивается и превышает критическую величину  $(E/p)_{cr}$ , необходимую для перехода заметной части электронов в режим непрерывного ускорения. Кроме того, резко должен увеличиться ток автоэлектронной эмиссии с катода. Набрав высокую энергию в катодном слое, электроны могут продолжить ускоряться в канале плазмы, поскольку, как известно, величина  $(E/p)_{cr}$  уменьшается с ростом энергии электронов.

Катодный слой может исчезнуть в результате взрыва микровыступов на поверхности катода и формирования катодного пятна. Как видно из рис. 3а, катодное пятно отсутствует на начальной стадии разряда. Оно наблюдается только на изображении, полученном за весь импульс (рис. 3а, кадр С4).

Однако катодное пятно может сформироваться уже к моменту прихода стримера (первой волны ионизации) на анод (рис. 2) или к моменту прихода на катод обратной волны ионизации (рис. 4). В таких вариантах реализации разряда наблюдался только один импульс тока УЭ, как это показано на рис. 4.

При давлении воздуха 12 кПа генерация двух пучков УЭ наблюдалась почти в каждом импульсе. Кроме того, наблюдались реализации разряда, когда генерировался только второй пучок УЭ. Особенность формирования разряда при данном давлении состояла в том, что плазма примыкала не только к кончику иглы, но также к ее боковой поверхности, площадь которой в десятки раз больше. В этом случае, при сопоставимом токе разряда (300–400 А) плотность тока с катода  $j$  была в десятки раз меньше, что как минимум на два порядка увеличивает время формирования  $t_f$  катодного пятна ( $j^2 t_f = \text{const}$  [24]).

**Выводы.** Полученные данные показывают, что генерация УЭ может происходить при достаточно низких (десятки кВ) напряжениях на промежутке с резко неоднородным распределением напряженности электрического поля. Наличие катодного слоя может обеспечивать генерацию УЭ даже после замыкания промежутка плазмой первой волны ионизации. При этом амплитуда и длительность импульса тока УЭ больше, чем у импульса тока УЭ, сгенерированных в предпробойной стадии разряда. Быстрый переход к взрывной эмиссии электронов ограничивает генерацию второго пучка УЭ. Полученные данные расширяют представление о генерации УЭ. Например, можно ожидать генерацию УЭ в условиях, когда распределение напряженности электрического поля однородное, но возможно формирование катодного слоя.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 20-02-00733.

Авторы благодарят центр коллективного пользования ТомЦКП СО РАН за предоставленные приборы LeCroy Wave Master 830Zi-A и ICCD камера HSFC Pro.

1. K-D. Weltmann, J.F. Kolb, M. Holub, D. Uhrlandt, M. Šimek, K. Ostrikov, S. Hamaguchi, U. Cvelbar, M. Černák, B. Locke, A. Fridman, P. Favia, and K. Becker, *Plasma Process Polym.* **16**, 1800118 (2018).
2. G. V. Naidis, V.F. Tarasenko, N. Yu. Babaeva, and M. I. Lomaev, *Plasma Sources Sci. Technol.* **27**, 013001 (2018).
3. N. Y. Babaeva, G. V. Naidis, D. V. Tereshonok, and E. E. Son, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 434002 (2018).
4. В. Ф. Тарасенко, Г. В. Найдис, Д. В. Белоplotов, Д. А. Сорокин, М. И. Ломаев, Н. Ю. Бабаева, *Физика плазмы* **46**, 273 (2020).
5. V. Tarasenko, *Plasma Sources Sci. Technol.* **29**, 034001 (2020).
6. А. В. Козырев, Е. М. Баранова, В. Ю. Кожевников, Н. С. Семенов, *Письма в ЖТФ* **43**, 56 (2017).
7. V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk, and A. O. Kokovin, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46**, 3468 (2018).
8. V. A. Shklyayev, E. Kh. Baksht, S. Ya. Belomyttsev, A. G. Burachenko, and A. A. Grishkov, *J. Appl. Phys.* **121**, 093304 (2017).
9. V. A. Shklyayev, E. Kh. Baksht, S. Ya. Belomyttsev, A. G. Burachenko, A. A. Grishkov, and V.F. Tarasenko, *J. Appl. Phys.* **118**, 213301 (2015).
10. G. S. Diniz, C. Rutjes, U. Ebert, and I. S. Ferreira, *J. Geophys. Res. Atmos.* **124**, 189 (2019).
11. D. Sarria, C. Rutjes, G. Diniz, A. Luque, K. M. A. Ihaddadene, J. R. Dwyer, N. Ostgaard, A. B. Skeltved, I. S. Ferreira, and U. Ebert, *Geosci. Model Dev.* **11**, 4515 (2018).
12. S. Nijdam, J. Teunissen, and U. Ebert, *Plasma Sources Sci. Technol.* **29**, 103001 (2020).
13. Н. М. Зубарев, Г. А. Месяц, М. И. Яландин, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 515 (2017).
14. Г. А. Месяц, М. И. Яландин, *УФН* **189**, 747 (2019).
15. V. F. Tarasenko, D. V. Beloplotov, M. I. Lomaev, and D. A. Sorokin, *Plasma Sci. Technol.* **21**, 044007 (2019).
16. N. Zubarev, K. Sharypov, S. Shunailov, A. Sadykova, V. Shpak, and M. Yalandin, *Proceedings – 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE)*, Tomsk, Russia (2020), p. 364.
17. Е. Х. Бакшт, В. Ф. Тарасенко, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, *Письма ЖТФ* **33**, 29 (2007).

18. A. V. Gurevich, G. A. Mesyats, K. P. Zybin, A. G. Reutova, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, and M. I. Yalandin, *Phys. Lett. A* **375**, 2845 (2011).
19. Д. В. Белоплотов, М. И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко, Д. А. Сорокин, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 636 (2018).
20. D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, M. I. Lomaev, and D. A. Sorokin, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47**, 4521 (2019).
21. D. A. Sorokin, V. F. Tarasenko, D. V. Beloplotov, and M. I. Lomaev, *J. Appl. Phys.* **125**, 143301 (2019).
22. S. Ya. Belomyttsev, A. A. Grishkov, V. A. Shklyaeв, and V. V. Ryzhov, *J. Appl. Phys.* **123**, 203302 (2018).
23. S. Ya. Belomyttsev, A. A. Grishkov, V. A. Shklyaeв, and V. V. Ryzhov, *J. Appl. Phys.* **123**, 043309 (2018).
24. С. П. Бугаев, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, *УФН* **115**, 101 (1975).

## Текущий авторский указатель томов 112–113 <sup>1)</sup>

- Abbad A. **112**, 387 (364)  
 Afashokov Yu. Z. **112**, 797 ()  
 Aziz Z. **112**, 313 (290)  
 Belyaeva T. L. **112**, 499 ()  
 Benstaali W. **112**, 313 (290);  
**112**, 387 (364)  
 Bentata S. **112**, 313 (290);  
**112**, 387 (364)  
 Bouadjemi B. **112**, 313 (290);  
**112**, 387 (364)  
 Chen J. **112**, 119 (117)  
 Chernodubov D. A. **112**, 112 (106)  
 Clark J. W. **112**, 700 ()  
 Danilov A. N. **112**, 499 ()  
 Demyanova A. S. **112**, 499 ()  
 Dmitriev V. V. **112**, 820 ()  
 Dolinina D. A. **112**, 79 (71)  
 Doumi B. **112**, 617 ()  
 Dzaparova I. M. **112**, 797 ()  
 Dzhappuev D. D. **112**, 797 ()  
 Falcon E. **112**, 799 ()  
 Goncharov S. A. **112**, 499 ()  
 Gorbacheva E. A. **112**, 797 ()  
 Haid S. **112**, 387 (364)  
 He X. **112**, 172 (157)  
 Houari M. **112**, 313 (290);  
**112**, 387 (364)  
 Inyushkin A. V. **112**, 112 (106)  
 Japaridze G. S. **112**, 700 ()  
 Karpikov I. S. **112**, 797 ()  
 Khadzhiev M. M. **112**, 797 ()  
 Klimenko N. F. **112**, 797 ()  
 Kochurin E. **112**, 799 ()  
 Kompaniets L. A. **112**, 482 ()  
 Kudzhaev A. U. **112**, 797 ()  
 Kurenya A. N. **112**, 797 ()  
 Kutuzov M. S. **112**, 820 ()  
 Lantri T. **112**, 313 (290);  
**112**, 387 (364)  
 Leevik Y. S. **112**, 700 ()  
 Lidvansky A. S. **112**, 797 ()  
 Li L. **112**, 119 (117)  
 Luo M. **112**, 68 (58)  
 Matouguia M. **112**, 387 (364)  
 Matougui M. **112**, 313 (290)  
 Mavrogordatos Th. K. **112**, 304 (274)  
 Mikhailova O. I. **112**, 797 ()  
 Mokaddem A. **112**, 617 ()  
 Msezane A. Z. **112**, 700 ()  
 Ogloblin A. A. **112**, 499 ()  
 Petkov V. B. **112**, 797 ()  
 Remil G. **112**, 313 (290)  
 Ricard G. **112**, 799 ()  
 Romanenko V. S. **112**, 797 ()  
 Roy A. M. **112**, 187 (173)  
 Rubtsov G. I. **112**, 797 ()  
 Shaginyan V. R. **112**, 700 ()  
 Shalin A. S. **112**, 79 (71)  
 Shen Y. H. **112**, 68 (58)  
 Shreter Yu. G. **112**, 112 (106)  
 Soldatov A. A. **112**, 820 ()  
 Solovyev I. V. **112**, 686 ()  
 Starastin V. I. **112**, 499 ()  
 Streltsov S. V. **112**, 686 ()  
 Surovtsev E. V. **112**, 820 ()  
 Tadjer A. **112**, 617 ()  
 Taldenkov A. N. **112**, 112 (106)  
 Tan Q. **112**, 172 (157)  
 Troitsky S. V. **112**, 797 ()  
 Trzaska W. H. **112**, 499 ()  
 Unatlokov I. B. **112**, 797 ()  
 Ushakov A. V. **112**, 686 ()  
 Volovik G. E. **112**, 539 ()  
 Voronenkov V. V. **112**, 112 (106)  
 Wang H. **112**, 172 (157)  
 Yanin A. F. **112**, 797 ()  
 Yudin A. N. **112**, 820 ()  
 Yulin A. V. **112**, 79 (71)  
 Zakharov B. G. **112**, 435 ();  
**112**, 723 ()  
 Zakhvataev V. E. **112**, 482 ()  
 Zhezher Ya. V. **112**, 797 ()  
 Zhuravleva K. V. **112**, 797 ()  
 Zitouni A. **112**, 313 (290)  
 Zubarev N. **112**, 799 ()  
 Аверкиев Н. С. **113**, 52 ()  
 Азаревич А. Н. **112**, 451 ()  
 Акмаев М. А. **112**, 650 ()  
 Акопян Л. А. **112**, 626 ()  
 Алешкин В. Я. **112**, 541 ()  
 Альшиц В. И. **112**, 127 (127)  
 Аминев Д. Ф. **112**, 501 ()  
 Амусья М. Я. **112**, 233 (219);  
**112**, 709 ()  
 Андреев А. А. **112**, 598 ()  
 Андрианов Е. С. **112**, 725 ()  
 Анисимов А. Н. **112**, 813 ()  
 Антоненко Д. С. **112**, 466 ()  
 Антропов А. С. **112**, 334 (310)  
 Аплеснин С. С. **112**, 680 ()  
 Арбузов А. Б. **112**, 493 ()  
 Артемов В. В. **112**, 374 (352)  
 Артемьев А. А. **112**, 291 (263)  
 Ахматханов А. Р. **112**, 644 ()  
 Бабиченко В. С. **112**, 618 ()  
 Бабунц Р. А. **112**, 813 ()  
 Багаев В. С. **112**, 160 (145)  
 Бакаров А. К. **112**, 54 (45)  
 Бакаров А. К. s **112**, 475 ()  
 Бакшеев Д. Г. **112**, 196 (186)  
 Банников М. И. **112**, 263 (246)  
 Барабанов А. Л. **112**, 343 (323)  
 Баранов П. Г. **112**, 813 ()  
 Барецки Б. **112**, 45 (37);  
**112**, 275 (257)  
 Баркалова А. С. **112**, 88 (84)  
 Бекиров А. Р. **112**, 361 (341)  
 Белавин А. **112**, 388 (370)  
 Белозеров Е. И. **112**, 516 ()  
 Белотелов В. И. **112**, 314 (299);  
 Белотелов В. И. **112**, 749 ();  
**112**, 759 ()  
 Бельых В. В. **112**, 650 ()  
 Бельтюков Я. М. **112**, 547 ()  
 Бен Хамида Я. **112**, 743 ()  
 Бовкун Л. С. **112**, 541 ()  
 Богач А. В. **112**, 451 ()  
 Больгинов В. В. **112**, 743 ()  
 Бондаревская А. С. **113**, 52 ()  
 Бочкин Г. А. **112**, 754 ()  
 Брагута В. В. **112**, 9 (6)  
 Бражкин В. В. **112**, 787 ()  
 Бреев И. Д. **112**, 813 ()  
 Буздин А. И. **113**, 38 ()  
 Бункин А. Ф. **112**, 437 ()  
 Буньков Ю. М. **112**, 101 (95);  
 Буньков Ю. М. **112**, 314 (299);  
**112**, 749 ()  
 Буримов Н. И. **112**, 644 ()  
 Быков А. А. **112**, 54 (45);  
**112**, 475 ()  
 Вайшнене Л. А. **112**, 343 (323)  
 Валуев К. А. **113**, 68 ()  
 Ванчо П. **112**, 328 (305)  
 Ваньков А. Б. **112**, 62 (53)  
 Васильев С. Г. **112**, 754 ()  
 Введенский Н. В. **112**, 81 (77)  
 Веневцев И. Д. **112**, 240 (225)  
 Ветошко П. М. **112**, 314 (299);  
**112**, 749 ()  
 Виноградов А. П. **112**, 725 ()  
 Власенко В. А. **112**, 822 ()  
 Власов И. И. **112**, 17 (13)  
 Волков В. В. **112**, 632 ()  
 Волков М. К. **112**, 493 ()  
 Воробьев А. С. **112**, 343 (323)  
 Воробьев Н. С. **112**, 774 ()  
 Воронин А. А. **112**, 22 (17)  
 Воронин В. В. **112**, 639 ()  
 Воронов А. А. **112**, 759 ()  
 Вуль А. Я. **112**, 807 ()  
 Гавриленко В. И. **112**, 541 ()  
 Гавричков В. А. **112**, 258 (241)  
 Гагарский А. М. **112**, 343 (323)  
 Галеева А. В. **112**, 263 (246)  
 гальперин Ю. М. **112**, 54 (45)  
 Гартман А. Д. **112**, 730 ()  
 Гижа С. С. **112**, 774 ()  
 Глазков В. Н. **112**, 688 ()  
 Глазов М. М. **113**, 10 ()  
 Глек П. Б. **112**, 22 (17)  
 Глушков В. В. **112**, 451 ()  
 Головчанский И. А. **112**, 743 ()  
 Горан А. В. **112**, 475 ()  
 Григорьев П. Д. **112**, 107 (101)  
 Гришаков К. С. **112**, 674 ()  
 Гришин М. Я. **112**, 437 ()

<sup>1)</sup> В скобках указаны номера страниц английского издания для вып. 112(1)–112(6).

- Гудков В. В. **113**, 52 ( )  
 Давыдов М. А. **112**, 437 ( )  
 Данилов М. В. **112**, 484 ( )  
 Данилов П. А. **112**, 579 ( )  
 Дворецкий С. А. **112**, 263 (246);  
**112**, 541 ( )  
 Двуреченский А. В. **113**, 58 ( )  
 Дегтяренко Н. Н. **112**, 674 ( )  
 Делев В. А. **113**, 26 ( )  
 Демин В. А. **112**, 328 (305);  
**112**, 379 (357)  
 Демишев С. В. **112**, 451 ( )  
 Димитриева С. Е. **112**, 501 ( )  
 Дмитриев А. А. **112**, 54 (45)  
 Долженко Д. Е. **112**, 263 (246)  
 Доронин И. В. **112**, 725 ( )  
 Дричко И. Л. **112**, 54 (45)  
 Дровосеков А. Б. **112**, 88 (84)  
 Дружинин А. В. **112**, 45 (37)  
 Дубиков А. В. **112**, 644 ( )  
 Дулебо А. И. **112**, 650 ( )  
 Дюгаев А. М. **112**, 107 (101)  
 Егоров С. В. **112**, 743 ( )  
 Егранов А. В. **113**, 52 ( )  
 Екимов Е. А. **112**, 17 (13)  
 Екомасов Е. Г. **112**, 357 (337)  
 Емельянов А. В. **112**, 379 (357)  
 Еремин Б. **112**, 388 (370)  
 Есин А. А. **112**, 644 ( )  
 Жаров А. А. **112**, 73 (65)  
 Жаров А. А. мл. **112**, 73 (65)  
 Жарова Н. А. **112**, 73 (65)  
 Жевстовских И. В. **113**, 52 ( )  
 Желтиков А. М. **113**, 3 ( )  
 Желтиков А. М. **112**, 22 (17)  
 Жигадло Н. Д. **112**, 523 ( )  
 Жилиева Е. И. **112**, 623 ( )  
 Жолудев М. С. **112**, 541 ( )  
 Журавлев А. С. **112**, 516 ( )  
 Задорожная Л. А. **112**, 240 (225)  
 Зайцев-Зотов С. В. **112**, 93 (88);  
**112**, 367 (346)  
 Заливако И. В. **112**, 626 ( )  
 Зверев В. Н. **112**, 623 ( )  
 Зебря Г. Г. **112**, 807 ( )  
 Зиновьева А. Ф. **113**, 58 ( )  
 Зиновьев В. А. **113**, 58 ( )  
 Зиятдинова М. З. **112**, 774 ( )  
 Зыбцев С. Г. **112**, 93 (88)  
 Зябловский А. А. **112**, 725 ( )  
 Ивченко Е. Л. **113**, 10 ( )  
 Игнатьева Д. О. **112**, 759 ( )  
 Иконников А. В. **112**, 541 ( )  
 Ионин А. А. **112**, 579 ( )  
 Казаков А. С. **112**, 263 (246)  
 Казей З. А. **112**, 189 (180)  
 Кайсин Б. Д. **112**, 62 (53)  
 Калиш А. Н. **112**, 759 ( )  
 Каневский В. М. **112**, 240 (225)  
 Караштин Е. А. **112**, 121 (122)  
 Карелина Л. Н. **112**, 743 ( )  
 Карки Д. **112**, 759 ( )  
 Кашин А. М. **112**, 531 ( )  
 Кашкаров П. К. **112**, 379 (357)  
 Квашнин Д. Г. **112**, 328 (305)  
 Квон Э. Д. **112**, 174 (161)  
 Кецко В. А. **112**, 680 ( )  
 Кившарь Ю. **112**, 658 ( )  
 Кильмаматов А. Р. **112**, 45 (37)  
 Кирпичев В. Е. **112**, 38 (31)  
 Кирпиченкова Н. В. **112**, 114 (112)  
 Кирпиченков В. Я. **112**, 114 (112)  
 Китаева Г. Х. **112**, 297 (269)  
 Князев Г. А. **112**, 314 (299);  
**112**, 749 ( )  
 Ковальчук О. Е. **112**, 579 ( )  
 Кожаяев М. А. **112**, 759 ( )  
 Козлов Д. А. **112**, 174 (161)  
 Колачевский Н. Н. **112**, 626 ( )  
 Колобов А. В. **112**, 501 ( )  
 Комельков А. С. **112**, 774 ( )  
 Конарев П. В. **112**, 632 ( )  
 Кондорский А. Д. **112**, 736 ( )  
 Кон И. А. **112**, 93 (88)  
 Консежо К. **112**, 541 ( )  
 Константинова Е. А. **112**, 562 ( )  
 Константинов Д. **112**, 101 (95)  
 Конох Д. А. **112**, 547 ( )  
 Копасов А. А. **113**, 38 ( )  
 Коршунов М. М. **113**, 63 ( )  
 Косач А. А. **112**, 114 (112)  
 Костин В. А. **112**, 81 (77)  
 Котов А. Ю. **112**, 9 (6)  
 Кочергин И. В. **112**, 291 (263)  
 Кочиев М. В. **112**, 650 ( )  
 Красиков К. М. **112**, 451 ( )  
 Крейнс Н. М. **112**, 88 (84)  
 Кривенков В. А. **112**, 584 ( )  
 Кривобок В. С. **112**, 160 (145);  
**112**, 501 ( )  
 Криштопенко С. С. **112**, 541 ( )  
 Кройчук М. К. **112**, 730 ( )  
 Крюкова А. Е. **112**, 632 ( )  
 Крюкова И. С. **112**, 584 ( )  
 Кугель К. И. **112**, 693 ( );  
**112**, 764 ( )  
 Кудрявцев О. С. **112**, 17 (13)  
 Кудряшов С. И. **112**, 579 ( )  
 Кузмичев А. Н. **112**, 314 (299);  
**112**, 749 ( )  
 Кузнецов Д. Д. **112**, 9 (6)  
 Кузнецов В. А. **112**, 516 ( )  
 Кузнецов К. А. **112**, 297 (269)  
 Кузьмичева Т. Е. **112**, 523 ( );  
**112**, 822 ( )  
 Кузьмичев С. А. **112**, 523 ( );  
**112**, 822 ( )  
 Кукушкин В. И. **112**, 38 (31)  
 Кукушкин И. В. **112**, 38 (31);  
 Кукушкин И. В. **112**, 62 (53);  
**112**, 516 ( )  
 Кулешева Н. А. **112**, 603 ( )  
 Кулик Л. В. **112**, 516 ( );  
**113**, 58 ( )  
 Куликов А. Г. **112**, 374 (352)  
 Кунцевич А. Ю. **112**, 650 ( )  
 Кутлин А. Г. **113**, 38 ( )  
 Кучинский Э. З. **112**, 603 ( )  
 Кытина Е. В. **112**, 562 ( )  
 Ларюшин И. Д. **112**, 81 (77)  
 Лахманский К. Е. **112**, 626 ( )  
 Леви М. **112**, 759 ( )  
 Левин В. М. **113**, 68 ( )  
 Левченко А. О. **112**, 579 ( )  
 Леонтьев А. А. **112**, 297 (269)  
 Лерер А. М. **112**, 152 (138)  
 Лисянский А. А. **112**, 725 ( )  
 Лозин О. И. **112**, 114 (112)  
 Лукьянчук Б. С. **112**, 361 (341)  
 Любимов В. Н. **112**, 127 (127)  
 Любовская Р. Н. **112**, 623 ( )  
 Любовский Р. Б. **112**, 623 ( )  
 Любутин И. С. **112**, 374 (352)  
 Мазилкин А. А. **112**, 45 (37)  
 Мазилкин И. А. **112**, 275 (257)  
 Мазурицкий М. И. **112**, 152 (138)  
 Маишеев В. А. **112**, 3 (1)  
 Макаров Г. Н. **112**, 226 (213)  
 Макушина В. А. **112**, 774 ( )  
 Мареев Е. И. **112**, 780 ( )  
 Марк Г. **112**, 328 (305)  
 Мартовицкий В. П. **112**, 501 ( )  
 Масюгин А. Н. **112**, 680 ( )  
 Махмудиан М. М. **112**, 246 (230)  
 Мацукатова А. Н. **112**, 379 (357)  
 Мельников А. С. **113**, 38 ( )  
 Микушкин В. М. **112**, 801 ( )  
 Мильштейн А. И. **112**, 352 (332)  
 Минакова В. Е. **112**, 367 (346)  
 Миннегалиев М. М. **113**, 3 ( )  
 Миннеханов А. А. **112**, 379 (357);  
**112**, 562 ( )  
 Миронов С. В. **113**, 38 ( )  
 Митрофанов А. В. **112**, 22 (17)  
 Михайлов Н. Н. **112**, 174 (161);  
 Михайлов Н. Н. **112**, 263 (246);  
**112**, 541 ( )  
 Михальков Ю. М. **112**, 774 ( )  
 Могиленец Ю. А. **112**, 374 (352)  
 Моисеев С. А. **113**, 3 ( )  
 Молотков С. Н. **112**, 401 (383)  
 Морозова Е. Н. **112**, 38 (31)  
 Мороков Е. С. **113**, 68 ( )  
 Мохов Е. Н. **112**, 813 ( )  
 Муслимов А. Э. **112**, 240 (225)  
 Набиев И. Р. **112**, 584 ( )  
 Найденев М. Н. **112**, 147 (133)  
 Некрасов И. А. **113**, 63 ( )  
 Ненашев А. В. **113**, 58 ( )  
 Нестеров А. И. **112**, 268 (250)  
 Никитина А. М. **112**, 367 (346)  
 Николаев Н. Н. **112**, 352 (332)  
 Николаев С. В. **112**, 268 (250)  
 Николаев С. Н. **112**, 88 (84);  
 Николаев С. Н. **112**, 160 (145);  
**112**, 501 ( )  
 Номоконов Д. В. **112**, 475 ( )  
 Овчинникова Т. М. **112**, 258 (241)  
 Овчинников С. Г. **112**, 258 (241);  
**112**, 268 (250)  
 Ольшанецкий Е. Б. **112**, 174 (161)  
 Онищенко Е. Е. **112**, 501 ( )  
 Орлита М. **112**, 541 ( )  
 Орлов А. П. **112**, 93 (88)

- Орлов Ю. С. **112**, 258 (241);  
**112**, 268 (250)
- Павлов Н. С. **113**, 63 ()
- Перваков К. С. **112**, 822 ()
- Першин С. М. **112**, 437 ()
- Песоцкий С. И. **112**, 623 ()
- Петин А. Н. **112**, 226 (213)
- Петров А. Г. **112**, 165 (150)
- Пивоваров А. А. **112**, 493 ()
- Пиршин И. В. **112**, 774 ()
- Платонов К. Ю. **112**, 598 ()
- Побойко И. В. **112**, 251 (234)
- Полищук И. Я. **112**, 618 ()
- Пополитова Д. В. **112**, 702 ()
- Потемкин Ф. В. **112**, 508 ();  
**112**, 780 ()
- Потемски М. **112**, 541 ()
- Протасова С. Г. **112**, 45 (37)
- Прохоров В. Е. **112**, 591 ()
- Пугачев М. В. **112**, 650 ()
- Пухов А. А. **112**, 725 ()
- Пушкин А. В. **112**, 508 ()
- Ратгенбахер Д. **112**, 17 (13)
- Рахлин М. В. **112**, 17 (13)
- Рахманов А. Л. **112**, 693 ();  
**112**, 764 ()
- Родный П. А. **112**, 240 (225)
- Роевко А. А. **112**, 9 (6)
- Рожков А. В. **112**, 693 ();  
**112**, 764 ()
- Рожко М. В. **112**, 22 (17)
- Розенбаум В. М. **112**, 341 (316)
- Ромшин А. М. **112**, 17 (13)
- Рубан В. П. **112**, 554 ()
- Румянцев Б. В. **112**, 780 ()
- Рупасов А. Е. **112**, 579 ()
- Руффенах С. **112**, 541 ()
- Рыжкин И. А. **112**, 531 ()
- Рыжкин М. И. **112**, 531 ()
- Рыльков В. В. **112**, 88 (84);  
**112**, 379 (357)
- Рябова Л. И. **112**, 263 (246)
- Рябчук С. В. **112**, 22 (17)
- Рязанов В. В. **112**, 743 ()
- Савченков Е. Н. **112**, 644 ()
- Савченко М. Л. **112**, 174 (161)
- Садовников С. И. **112**, 203 (193)
- Садовский М. В. **112**, 603 ()
- Сазонов С. В. **112**, 30 (24);  
**112**, 306 (283)
- Сайфутдинова А. А. **112**, 443 ()
- Сайфутдинов А. И. **112**, 443 ()
- Салимов Р. К. **112**, 357 (337)
- Салимов Т. Р. **112**, 357 (337)
- Сальников С. Г. **112**, 352 (332)
- Самойлов Р. М. **112**, 211 (199);  
**112**, 487 ()
- Самосват Д. М. **112**, 807 ()
- Самохвалов А. В. **113**, 38 ()
- Самохвалов П. С. **112**, 584 ()
- Сандомирский Ю. Е. **112**, 3 (1)
- Сандуляну Ш. В. **112**, 165 (150)
- Сарычев М. Н. **113**, 52 ()
- Сатунин С. Н. **112**, 667 ()
- Сбойчаков А. О. **112**, 693 ();  
**112**, 764 ()
- Сенков В. М. **112**, 774 ()
- Серебров А. П. **112**, 211 (199);  
**112**, 487 ()
- Серебрянников Е. Е. **112**, 22 (17)
- Сидоров-Бирюков Д. А. **112**,  
22 (17)
- Синицын В. В. **112**, 531 ()
- Ситников А. В. **112**, 88 (84)
- Ситников М. Н. **112**, 680 ()
- Скворцов М. А. **112**, 394 (376);  
**112**, 466 ()
- Скробова Н. А. **112**, 484 ()
- Слободчиков А. А. **113**, 63 ()
- Словинский И. С. **112**, 508 ()
- Случанко Н. Е. **112**, 451 ()
- Смирнов М. А. **113**, 3 ()
- Смирнов А. В. **112**, 774 ()
- Смирнова М. Н. **112**, 680 ()
- Смирнов И. Ю. **112**, 54 (45)
- Смирнов Н. А. **112**, 579 ()
- Снегирев В. В. **112**, 189 (180)
- Снегирев Н. И. **112**, 374 (352)
- Соловьев В. В. **112**, 38 (31)
- Солтамов В. А. **112**, 813 ()
- Стаховский И. Р. **112**, 830 ()
- Степанов Н. А. **112**, 394 (376)
- Столяренко М. С. **112**, 189 (180)
- Страумал А. Б. **112**, 275 (257)
- Страумал Б. Б. **112**, 45 (37);  
**112**, 275 (257)
- Стругацкий М. Б. **112**, 374 (352)
- Стрыгин И. С. **112**, 475 ()
- Султанов В. Д. **112**, 297 (269)
- Суриков В. Т. **113**, 52 ()
- Сухорукова О. С. **112**, 458 ()
- Сушков О. П. **112**, 196 (186)
- Тарасенко А. С. **112**, 458 ()
- Тарасенко С. В. **112**, 458 ()
- Теш Ф. **112**, 541 ()
- Тимеркаев Б. А. **112**, 443 ()
- Тихонова О. В. **112**, 702 ()
- Ткаченко В. А. **112**, 196 (186)
- Ткаченко О. А. **112**, 196 (186)
- Тонкаев П. **112**, 658 ()
- Торопов А. А. **112**, 17 (13)
- Торунова С. А. **112**, 623 ()
- Трахтенберг Л. И. **112**, 341 (316)
- Трусов Г. В. **112**, 562 ()
- Турьянский А. Г. **112**, 774 ()
- Уланов В. А. **113**, 52 ()
- Устинов Н. В. **112**, 30 (24)
- Федорова А. В. **112**, 754 ()
- Федоров А. Н. **112**, 437 ()
- Федоров В. В. **112**, 639 ()
- Федотов А. Б. **112**, 22 (17)
- Федотова Я. В. **112**, 38 (31)
- Федотов И. В. **113**, 3 ()
- Федянин А. А. **112**, 361 (341);  
**112**, 730 ()
- Фейгельман М. В. **112**, 251 (234)
- Фельдман Э. Б. **112**, 754 ()
- Филиппов В. Б. **112**, 451 ()
- Фишман Р. И. **112**, 774 ()
- Форш П. А. **112**, 379 (357)
- Франк А. Г. **112**, 667 ()
- Хабарова К. Ю. **112**, 626 ()
- Хайдуков З. В. **113**, 21 ()
- Хмельницкий Р. А. **112**, 579 ()
- Холин А. А. **112**, 314 (299)
- Хорошилов А. Л. **112**, 451 ()
- Хохлов Д. А. **112**, 764 ()
- Хохлов Д. Р. **112**, 263 (246)
- Цой К. В. **112**, 275 (257)
- Цымбаленко В. Л. **113**, 33 ()
- Чаплик А. В. **112**, 246 (230)
- Ченцов С. И. **112**, 501 ()
- Чернозатонский Л. А. **112**,  
328 (305)
- Чернописский М. А. **112**, 160 (145)
- Чернышева Л. В. **112**, 233 (219);  
**112**, 709 ()
- Чесноков М. Ю. **112**, 3 (1)
- Чесноков Ю. А. **112**, 3 (1)
- Чижов М. В. **112**, 147 (133)
- Чичков В. И. **112**, 743 ()
- Шавров В. Г. **112**, 458 ()
- Шакуров Г. С. **113**, 52 ()
- Шандаров С. М. **112**, 644 ()
- Шапиро Д. Д. **112**, 639 ()
- Шапочкина И. В. **112**, 341 (316)
- Шараева А. Е. **112**, 644 ()
- Шашков Е. В. **112**, 774 ()
- Шицевалова Н. Ю. **112**, 451 ()
- Шкарин А. Б. **112**, 17 (13)
- Шкляев А. А. **113**, 58 ()
- Шорохов А. С. **112**, 730 ()
- Шур В. Я. **112**, 644 ()
- Щербаков О. А. **112**, 343 (323)
- Эркенов Ш. А. **112**, 743 ()
- Юанов Ю. В. **112**, 725 ()
- Ягупов С. В. **112**, 374 (352)
- Язынин И. А. **112**, 3 (1)
- Янович А. А. **112**, 3 (1)
- Янушкевич К. И. **112**, 680 ()
- Ярошевич А. С. **112**, 174 (161)

**Содержание**  
**Том 113, выпуск 1**  
**Оптика, лазерная физика**

**Смирнов М.А., Миннегалиев М.М., Федотов И.В., Моисеев С.А., Желтиков А.М.** Влияние лазерного излучения вблизи 1.5 мкм на параметры фотолюминесценции ансамбля NV-центров в алмазе ..... 3

**Конденсированное состояние**

**Глазов М.М., Ивченко Е.Л.** Долинная ориентация электронов и экситонов в атомарно-тонких дихалькогенидах переходных металлов (Миниобзор) ..... 10

**Хайдуков З.В.** Эффект разделения киральностей в полуметаллах Рариты–Швингера–Вейля ... 21

**Делев В.А.** Неупругие взаимодействия солитонов в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика ..... 26

**Цымбаленко В.Л.** Наблюдение режима “burst-like growth” на кристаллах  $^4\text{He}$ , зарожденных в метастабильной жидкости ..... 33

**Самохвалов А.В., Копасов А.А., Кутлин А.Г., Миронов С.В., Буздин А.И., Мельников А.С.** Спонтанные токи и топологически защищенные состояния в сверхпроводящих гибридных структурах со спин-орбитальным взаимодействием (Миниобзор) ..... 38

**Сарычев М.Н., Бондаревская А.С., Жевстовских И.В., Уланов В.А., Шакуров Г.С., Егранов А.В., Суриков В.Т., Аверкиев Н.С., Гудков В.В.** Туннельные механизмы релаксации системы ян-теллеровских комплексов в кристалле  $\text{CaF}_2:\text{Cr}^{2+}$  ..... 52

**Зиновьева А.Ф., Зиновьев В.А., Ненашев А.В., Шкляев А.А., Кулик Л.В., Двуреченский А.В.** Электронный парамагнитный резонанс в структурах с кольцевыми молекулами GeSi квантовых точек ..... 58

**Коршунов М.М., Некрасов И.А., Павлов Н.С., Слободчиков А.А.** Зонная структура оксида вольфрама  $\text{W}_{20}\text{O}_{58}$  с идеальными октаэдрами ..... 63

**Разное**

**Левин В.М., Мороков Е.С., Валуев К.А.** Локальные упругие измерения в твердых телах с использованием техники акустического трансформера ..... 68

**Содержание**  
**Том 113, выпуск 2**  
**Астрофизика и космология**

**Неронов А., Семикоз Д.** Синхротронное излучение радио-гамма-излучения и нейтринное излучение от протон-протонных взаимодействий в активных ядрах галактик ..... 77

**Оптика, лазерная физика**

**Иногамов Н.А., Ромашевский С.А., Игнатов А.И., Жаховский В.В., Хохлов В.А., Еганова Е.М., Першина Е.А., Ашитков С.И.** Дифракция на микропузырьке и морфология поверхности кремния после облучения через глицерин парой фемтосекундных лазерных импульсов . 84

**Плазма, гидро- и газодинамика**

**Зеленер Б.Б., Вильшанская Е.В., Саакян С.А., Саутенков В.А., Зеленер Б.В., Фортвов В.Е.** Диагностика разреженной ультрахолодной плазмы на основе эффекта автоионизации ридберговских состояний атомов  $^{40}\text{Ca}$  ..... 92

**Зудин И.Ю., Гуцин М.Е., Айдакина Н.А., Коробков С.В., Стриковский А.В.** Широкополосная неустойчивость свистового диапазона в каверне плотности замагниченной плазмы с продольным током ..... 96

**Конденсированное состояние**

**Миронов С.В., Самохвалов А.В., Буздин А.И., Мельников А.С.** Электромагнитный эффект близости и ЛОФФ неустойчивость в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик (Миниобзор) ..... 102

**Ваньков А.Б., Кукушкин И.В.** Многочастичные эффекты в спектре коллективных возбуждений сильно взаимодействующих двумерных электронных систем (Миниобзор) ..... 112

**Некрасов И.А., Павлов Н.С.** О количественном сравнении LDA + DMFT и ARPES спектральных функций ..... 126

**Xu Y.E., Chu J.H.** Induction of room temperature ferromagnetism in N-doped yttrium oxide: a first-principle calculation ..... 131

**Нелинейные явления**

**Dmitriev A.P.** Resonant excitation of oscillator with randomly shifted levels ..... 132

**Разное**

**Белоplotов Д.В., Тарасенко В.Ф., Шкляев В.А., Сорокин Д.А.** О механизме генерации убегающих электронов после пробоя промежутка ..... 133

Текущий авторский указатель томов 112–113 ..... 140