Р О С С И Й С К А Я   А К А Д Е М И Я   Н А У К

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

том 112

Выпуск 1

10 июля 2020

Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН

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

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 3 – 8 © 2020 г. 10 июля

Использование отражения частиц в изогнутых кристаллах для коллимации пучка в больших адронных коллайдерах

М. Ю. Чесноков, Ю. А. Чесноков[1]*, В. А. Маишеев, Ю. Е. Сандомирский, А. А. Янович, И. А. Язынин*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" – Институт физики высоких энергий, 142281 Протвино, Россия

Поступила в редакцию 6 мая 2020 г.
После переработки 17 мая 2020 г.
Принята к публикации 17 мая 2020 г.

Большой адронный коллайдер (БАК) использует многоступенчатую коллиматорную систему для поглощения растущего гало циркулирующих пучков для защиты и обеспечения надежной работы сверхпроводящих магнитов. Аналогичная система запланирована и для Будущего кольцевого коллайдера (БКК). В преддверии работы БАК с высокой светимостью проводятся исследования по совершенствованию коллимационной системы. Исследования показали, что одним из решений для улучшения коллимации пучка является использование каналирования в коротком изогнутом кристалле, который действует как первичный коллиматор, забрасывая частицы глубоко во вторичный коллиматор путем каналирования. Эта система очень чувствительна к угловому положению кристалла и возможным вибрациям различной природы. В настоящей работе предлагается иной подход к коллимации пучка, основанный на объемном отражении частиц от изогнутых кристаллографических плоскостей в последовательности кристаллов. Обоснованы положительные качества этой схемы и предложено многополосковое кристаллическое устройство, способное ее реализовать.

DOI: 10.31857/S1234567820130017

В Большом адронном коллайдере (БАК) используется многоступенчатая система коллиматоров для поглощения растущего гало циркулирующих пучков для защиты и обеспечения надежной работы сверхпроводящих магнитов [1]. Аналогичная система планируется для Будущего кольцевого коллайдера (БКК) [2]. Первичные коллиматоры БАК, изготовленные из композитов из углеродного волокна, отклоняют частицы гало в результате кулоновского рассеяния, тем самым увеличивая их глубину заброса во вторичные коллиматоры от микронных величин до долей миллиметра. Взаимодействие протонов с материалом коллиматора приводит к образованию дифракционных протонов, которые могут вылетать из стенок коллиматоров и теряться в магнитах, что ограничивает эффективность очистки существующей коллимационной системы. В преддверии работы БАК с большой светимостью проводятся исследования по улучшению системы коллимации. В исследованиях [3] показано, что одним из решений улучшения коллимации пучка является использование каналирования в коротком изогнутом кристалле, который выполняет роль первичного коллиматора, глубоко забрасывая частицы во вторичный коллиматор (на несколько миллиметров) за счет каналирования (рис. 1).

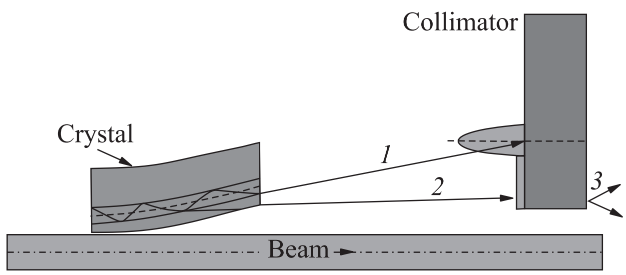

Рис. 1. Схема коллимации пучка с применением короткого кристалла: *1* – пик каналированных частиц, которые эффективно отклонились; *2* – фракция деканалированных частиц; *3* – потери на коллиматоре

Поскольку критический угол каналирования достаточно мал при высоких энергиях, $\theta_c = 2.5$ мкрад для пучка 6.5 ТэВ в БАК и $\theta_c = 0.92$ мкрад для пучка 50 ТэВ в БЦК, система очень чувствительна к угловому положению кристалла и возможным вибрациям разной природы. Одним из видов вибрации может быть явление, известное с 1980-х гг. [4], которое обусловлено силой отдачи при взаимодействии сгустков частиц с кристаллом в режиме каналирования. В силу большой энергии каждой частицы, отклоненная за счет каналирования частица передает кристаллу

[1])e-mail: chesnokov@ihep.ru

ощутимый поперечный импульс. По оценкам [5], даже 10^6 частиц в сгустке могут создать ощутимые амплитуды колебаний, что ухудшит эффективность кристаллической коллимации.

В этой связи может быть полезным другой подход к кристаллической коллимации, основанный на объемном отражении частиц от изогнутых кристаллографических плоскостей. Это явление было открыто недавно в экспериментах [6, 7], и оно расширяет границы применения изогнутых кристаллов на ускорителях. Впервые объемное отражение было предсказано в [8] в компьютерном моделировании методом Монте-Карло и позднее детально описано в аналитическом виде в работе [9]. Объемное отражение обусловлено взаимодействием налетающей релятивистской частицы с потенциалом изогнутой атомной решетки и происходит на малой длине кристалла в области, где траектория частицы выходит на касательную к изогнутой атомной плоскости, приводя к отклонению частицы в сторону, противоположную изгибу. Вероятность эффекта отражения eff велика и для положительно заряженных частиц с энергией несколько ТэВ близка к единице. В [10, 11] показано, что эффективность процесса отражения ограничена величиной альтернативного процесса, называемого объемным захватом, вероятность которого равна:

$$P_{vc}(R) = \frac{1.39 A U_0^{1/4} J_p}{2^{7/4}\sqrt{\pi} E_0^{1/4} \varepsilon_{\max} d^{1/2} X_0^{1/2}} \left(\frac{R}{R_c} - \frac{\kappa_1}{\kappa_c}\right) \simeq$$

$$\simeq 1 - \text{eff}, \tag{1}$$

где R – это радиус изгиба, E_0 – энергия частицы, U_0 – плоскостной потенциальный барьер, $\varepsilon_{\max}$ – максимальное значение плоскостного электрического поля, d обозначает межплоскостное расстояние, X_0 – радиационная длина, R_c – критический радиус каналирования и константы $A = 11$ МэВ, $J_p = 1.49$, $\kappa_c = 0.186$, $\kappa_1 = 0.13$ для кремния.

Для определения значений U_0, $\varepsilon_{\max}$, R_c мы использовали функцию потенциала из рентгеновских измерений [9]. В частности, $R_c = 10.83$ и 83.33 м для $E_0 = 6.5$ и 50 ТэВ соответственно. Для этих энергий частиц уравнение (1) справедливо для R/R_c менее, чем 40–50.

Параметры отражения частицы с энергией 6.5 и 50 ТэВ, средний угол отражения α, среднеквадратичное значение углового распределения при отражении **rms** и эффективность процесса, рассчитанные по модели [9, 10] с учетом уравнения (1), показаны на рис. 2a, b. Следует отметить, что расчеты, выполненные по данной модели, хорошо согласуются с экс-

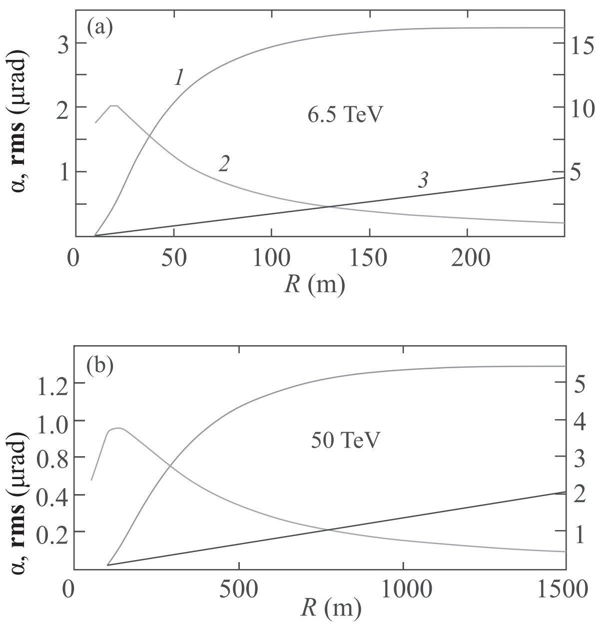

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость параметров отражения от радиуса изгиба кристалла: *1* – средний угол отражения α, *2* – среднеквадратичное значение углового распределения **rms**; *3* – величина $(1 - \text{eff})$

периментальными данными при энергиях частиц до 400 ГэВ (см. подробное сравнение в работах [10, 11]).

Отражение в одном кристалле, как это видно из рис. 2, мало, около $1.4\,\theta_c$, но может быть усилено в последовательности кристаллов (рис. 3). В рамках UA9

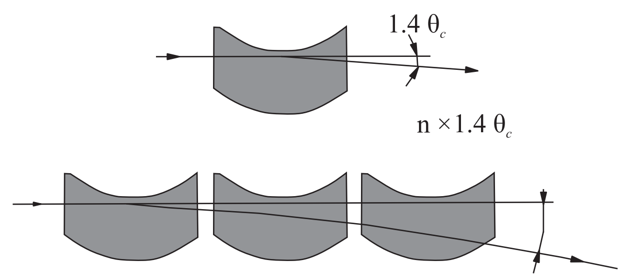

Рис. 3. Усиление угла отклонения частиц при последовательном отражении на цепочке хорошо ориентированных кристаллов. Разориентация кристаллов в цепочке относительно друг друга должна быть много меньше угла изгиба каждого из кристаллов

активности в ЦЕРН исследовались различные варианты мультикристаллических систем [12–15] для кратного увеличения отклонения частиц. Одним из удачных вариантов для ультравысоких энергий может быть разработанное в ИФВЭ устройство [16], проверенное на пучке 400 ГэВ протонов [15].

Принципиальная схема кристаллического дефлектора и его фотография приведены на рис. 4a, b.

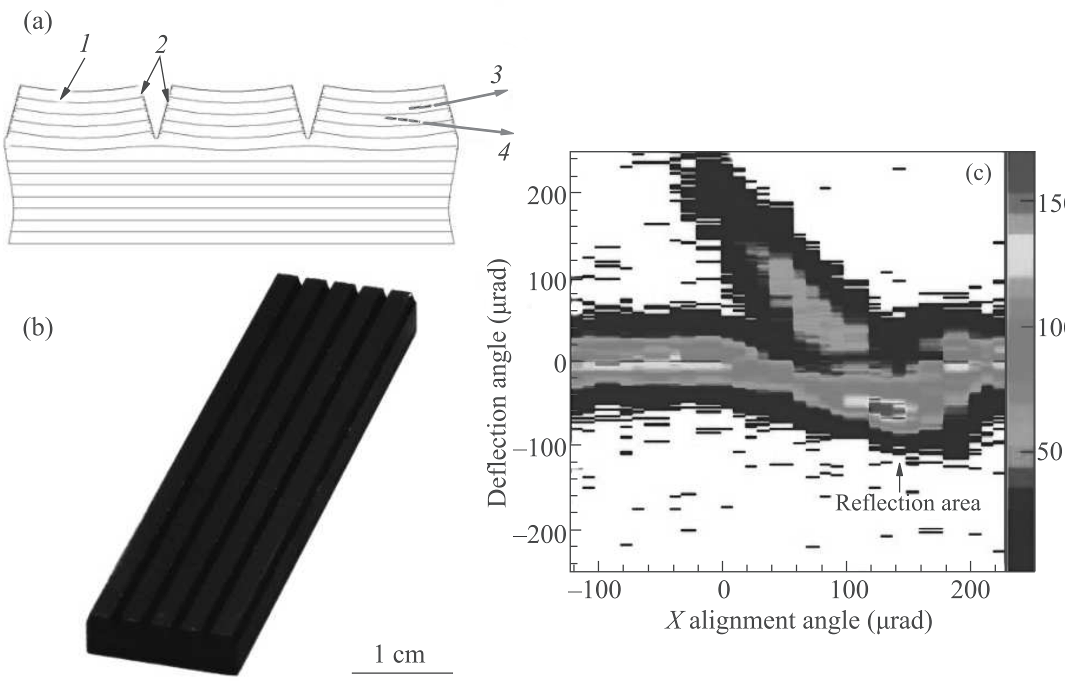

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое представление изогнутого многополоскового кристалла, образованного периодическими канавками на поверхности толстого кристалла. *1* – Изогнутые кристаллографические плоскости; *2* – шероховатые поверхности канавок; *3* – частица, отклоненная вследствие каналирования; *4* – частица, кратно отраженная изогнутыми плоскостями. (b) – Фотография кремниевой кристаллической пластины с периодическими канавками. (c) – Эффективное отклонение протонов 400 ГэВ за счет кратного отражения в изогнутых полосках, согласно [15]

Дефлектор был изготовлен из кремниевой пластины размерами $70 \times 15 \times 5$ мм. Большие грани кристаллической пластины были параллельны плоскостям кристалла (111), в то время как входная грань была перпендикулярна оси $\langle 110 \rangle$. В отличие от метода, основанного на использовании внешней силы, создаваемой держателем, предложенный метод использует внутренние напряжения, создаваемые механически нанесенными канавками на поверхности толстой кристаллической пластины. Глубина треугольных канавок в нашем случае составляла около 1.1 мм. Изгиб отдельных полос длиной 2 мм, образующихся между канавками, производился деформацией поверхностных слоев за счет эффекта Тваймана [17]. Из-за толстого общего основания кристаллического дефлектора взаимное положение полосок на поверхности, как угловых, так и пространственных, значительно лучше, чем при использовании внешнего изгибающего устройства. На рисунке 4c показано эффективное (свыше 90 %) отклонение протонного пучка этим кристаллом по результатам [15].

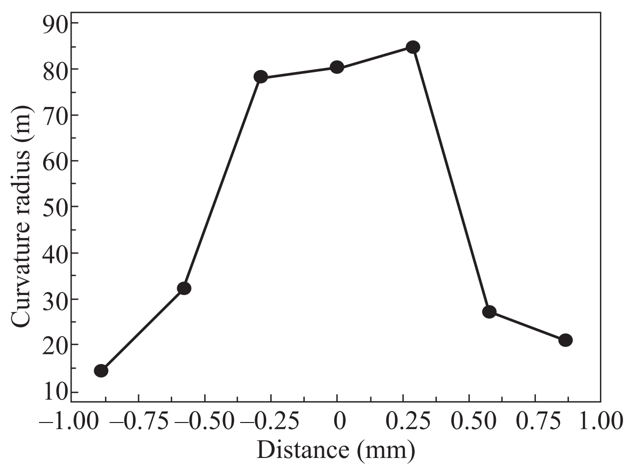

Рис. 5. Радиус изгиба кристаллической полоски вдоль ее длины, согласно измерениям [18]

На Курчатовском источнике синхротронного излучения (КИСИ) с помощью параллельного рентгеновского пучка были проведены исследования изгиба отдельных полосок и их взаимной ориентации [18]. Исследования показали, что эта конструкция – серия изогнутых полосок, образованная между крупными канавками на толстой пластине – настолько хорошо взаимно ориентирована, что подходит для коллимации пучка протонов БАК и даже планируемого уско-

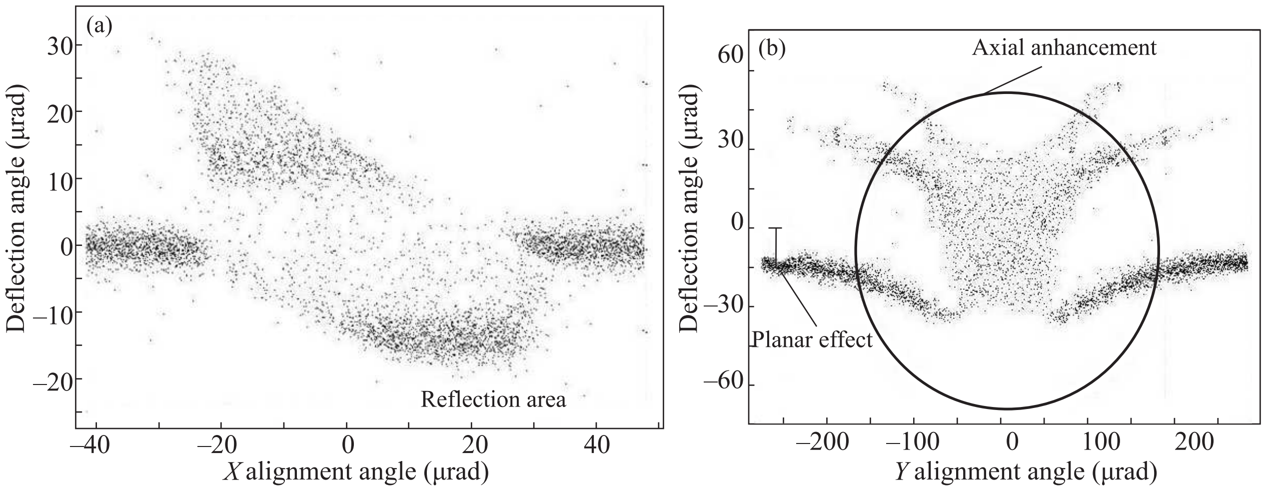

Рис. 6. (a) – Отклонение частиц с энергией 6.5 ТэВ многополосковым устройством в режиме плоскостного отражения частиц. (b) – Усиление угла отражения в осевой ориентации кристалла

рителя БКК на энергию 50 ТэВ с помощью кратного отражения частиц. На рисунке 5 показан радиус изгиба каждой кремниевой полоски по длине кристалла. В центре полоски, где происходит отражение, радиус изгиба постоянный, около 100 м, что оптимально для энергии БАК. Это утверждение поясняется данными на рис. 2. Для энергии БАК средний угол отражения сначала растет с радиусом изгиба кристалла, а затем выходит на плато в районе 100 м, это и есть оптимальный радиус изгиба кристалла. Для энергии БКК (нижний график рис. 2) выход угла отражения на плато происходит при радиусе изгиба 800 м. Оптические измерения кривизны кремниевой полоски с помощью метода автоколлиматора (см. [19], с. 85) показали, что такой радиус изгиба получается, если увеличить длину каждой кремниевой полоски до 5 мм, а глубину канавок уменьшить до 0.5 мм.

С использованием программы СКРЕПЕР [20] методом Монте-Карло проведен расчет отклонения частиц с энергиями 6.5 и 50 ТэВ в системе из нескольких кристаллических полосок. Для энергии 6.5 ТэВ был выбран кристалл с пятью полосками, каждая 3 мм длиной, радиусом изгиба 100 м и углом изгиба 30 мкрад. Для энергии 50 ТэВ кристалл имеет пять полосок по 5 мм длиной, радиусом изгиба 800 м и углом изгиба 6 мкрад. Результаты расчетов для энергии 6.5 ТэВ показаны на рис. 6a. Видно, что в широком интервале углов (все 30 мкрад) кристалл эффективно отклоняет пучок за счет кратного отражения. Эффективность кратного отражения на нескольких изогнутых полосках высока, около 92 % для энергии БАК 6.5 ТэВ и 95 % для энергии 50 ТэВ в БКК. Соответствующий угол отклонения при кратном отражении на пяти полосках равен 15 и 5 мкрад, и он может быть увеличен за счет осевой ориентации прибора, как это продемонстрировано в [15]. На рисунке 6b показан эффект расчета осевого отклонения при отражении для энергии 6.5 ТэВ. При осевой ориентации кристалла средний угол рассеяния и угловая ширина пучка увеличиваются в несколько раз, по сравнению с плоскостным случаем. Это свойство очень важно для снятия радиационных нагрузок на стенки вторичных коллиматоров. В этом случае кристалл не только улучшает эффективность коллимации, но и хорошо защищает дорогостоящие вторичные коллиматоры от разрушений.

Отметим дополнительные положительные качества использования кратного отражения, в сравнении с использованием каналирования:

∘ Широкий рабочий диапазон по углам, равный углу изгиба каждого кристалла в последовательности. Эта величина равна 30 мкрад для БАК и 6 мкрад для БКК. Это значит, что нет сильной чувствительности к вибрации, как при каналировании. Также меньше требования к гониометрическому устройству. Нет необходимости подстраивать кристалл по углу для каждого цикла накопления. Достаточно настроить угол один раз и дальше двигать кристалл только линейно, как обычные коллиматоры.

∘ Меньше требования к совершенству кристалла, так как отражение происходит в центре кристалла на малой длине порядка $1.2R \times \theta_c$, доли миллиметра (рис. 7), в то время как при каналировании частицы совершают десятки колебаний вдоль всей длины изогнутого кристалла. Поэтому и радиационная стойкость будет выше и выше, долговременная стабильность – как результат. Эти аргументы говорят

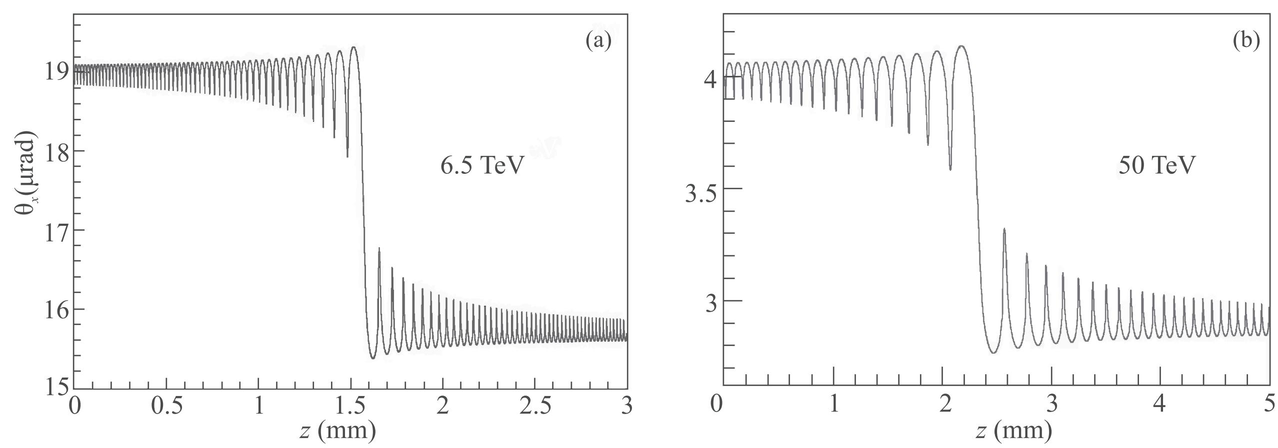

Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость угла θ_x частицы от длины пути в коротком изогнутом кристалле при объемном отражении

о перспективности этого метода коллимации пучка при ультравысоких энергиях.

Следует отметить, режим отклонения пучка за счет кратного объемного отражения в многополосковых кристаллических устройствах использовался для коллимации пучка в ускорителях при меньших значениях энергии, на ускорителе У70 при энергии 70 ГэВ в ИФВЭ [21, 22] и при энергии 1 ТэВ на ускорителе Тэватрон в Фермилаб [23]. Эти исследования показали, даже при меньших значениях энергии коллимация на объемном отражении происходит не хуже, чем при каналировании в коротких кристаллах.

В заключение отметим, что кристаллы кремния в качестве первичного коллиматора обладают достаточной радиационной и тепловой стойкостью. В штатной работе потери частиц на коллиматорах в больших коллайдерах не превышают 10^8 частиц в секунду [1, 2], с учетом малых размеров пучка плотность потока на кромке коллиматора составляет $\simeq 10^{11}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. В экспериментах ИФВЭ [24] по выводу циркулирующего пучка показано, что кристаллы кремния длительное время выдерживают потоки $\simeq 10^{12}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$, а радиационный предел для каналирования составляет 10^{20} см$^{-2}$ частиц. Это значит, что кристаллический коллиматор простоит около одного года в коллайдере (вполне приемлемый срок).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 17-12-01532.

1. R.W. Assmann I.S. Baishev, M. Brugger et al. (Collaboration), *Requirements for the LHC collimation system, LHC-PROJECT-REPORT-599, in 8th European Particle Accelerator Conference: A Europhysics Conference, La Vilette, Paris, France, 3–7 Jun 2002*, JACOW publishing, CERN, Geneva (2002).
2. R. Bruce, A. Abramov, A. Bertarelli et al. (Collaboration), J. Phys. Conf. Ser. **1350**(1), 012009 (2019).
3. W. Scandale, G. Arduini, M. Butcher et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **758**, 129 (2016).
4. А. Н. Алейник, С. Г. Афанасьев, С. А. Воробьев, В. Н. Забаев, С. И. Ильин, Б. Н. Калинин, А. П. Потылицын, ЖТФ **59**, 191 (1989).
5. Ф. П. Денисов, А. П. Потылицын, С. И. Ильин, *Материалы совещания "Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий"*, ИФВЭ, Протвино (1991), с. 56; https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/24/060/24060554.pdf#page=57.
6. Yu. M. Ivanov, A. A. Petrunin, V. V. Skorobogatov et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 144801 (2006).
7. W. Scandale, D. A. Still, A. Carnera et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 154801 (2007).
8. A. M. Taratin and S. A. Vorobiev, Phys. Lett. A **119**, 425 (1987).
9. V. A. Maisheev, Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams **10**, 084701 (2007).
10. S. Bellucci, Yu. A. Chesnokov, V. A. Maisheev, and I. A. Yazynin, Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams **18**, 114701 (2015).
11. V. A. Maisheev, *Coherent Processes in Bent Single Crystals, Proceedings of 51st Workshop "Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena" Erice, Italy, October 2008*, World Scientific Publishing Co Pte Ltd, The Science and Culture Series – Physics, Singapore (2010); doi:10.1142/9789814307017_0009.
12. W. Scandale, A. Carnera, G. Della Mea et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **658**, 109 (2008).
13. W. Scandale, A. Vomiero, S. Baricordi et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 084801 (2009).
14. W. Scandale, A. Vomiero, E. Bagli et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **688**, 284 (2010).

15. W. Scandale, G. Arduini, M. Butcher et al. (Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **338**, 108 (2014).
16. A. G. Afonin, V. T. Baranov, V. A. Maisheev, D. A. Savin, Yu. E. Sandomirskiy, Yu. A. Chesnokov, and I. A. Yazynin, Instruments and Experimental Techniques **56**(6), 617 (2013).
17. J. C. Lambropoulos, S. Xu, T. Fang, and D. Golini, Appl. Opt. **35**, 5704 (1996).
18. A. A. Kaloyan, S. A. Tikhomirov, K. M. Podurets, V. A. Maisheev, Yu. E. Sandomirskiy, and Yu. A. Chesnokov, Crystallography Reports **62**(3), 370 (2017).
19. V. M. Biryukov, Yu. A. Chesnokov, and V. I. Kotov, *Crystal channeling and its application at high-energy accelerators*, Springer, Berlin, Germany (1997), 219 p.
20. I. I. Degtyarev, O. A. Liashenko, and I. A. Yazynin, *Proc. Eur. Particle Accelerator Conf. (EPAC_2000)*, Vienna, Austria (2000), p. 2506.
21. A. G. Afonin, V. T. Baranov, V. N. Gorlov, V. I. Kotov, V. A. Maisheev, V. I. Terekhov, V. N. Chepegin, Yu. A. Chesnokov, and I. A. Yazynin, Atomic Energy **106**(6), 409 (2009).
22. A. G. Afonin, I. A. Yazynin, E. A. Syshchikov et al. (Collaboration), JETP Lett. **93**, 187 (2011).
23. N. V. Mokhov, G. E. Annala, A. Apyan et al. (Collaboration), Int. J. Mod. Phys. A **25**(supp01), 98 (2010).
24. A. G. Afonin, V. T. Baranov, E. V. Barnov, G. I. Britvich, Yu. A. Chesnokov, P. N. Chirkov, V. A. Kalinin, V. A. Maisheev, S. F. Reshetnikov, D. A. Savin, and V. I. Terekhov, Int. J. Mod. Phys. A **33**, 1850138 (2018).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 9 – 16 © 2020 г. 10 июля

Изучение перехода конфайнмент-деконфайнмент во вращающейся решеточной SU(3)-глюодинамике

В. В. Брагута[+*1)], *А. Ю. Котов*[+*×1)], *Д. Д. Кузнеделев*[○1)], *А. А. Роенко*[*1)]

[+]*Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", 119049 Москва, Россия*

[*]*Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[×]*Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259 Москва, Россия*

[○]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 19 апреля 2020 г.
После переработки 21 мая 2020 г.
Принята к публикации 21 мая 2020 г.

В рамках решеточного моделирования проведено изучение влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике. Для проведения этого исследования мы переходим во вращающуюся систему отчета, где вращение задается с помощью внешнего гравитационного поля. Фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент изучается путем вычисления петли Полякова и ее восприимчивости для разных значений температур и угловых скоростей. На основе этих результатов обнаружено, что критическая температура перехода конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике увеличивается с ростом угловой скорости.

DOI: 10.31857/S1234567820130029

Введение. В настоящее время изучение влияния быстрого вращения на свойства различных физических систем является чрезвычайно актуальной и интересной областью исследований. Системы такого рода часто встречаются в астрофизике [1, 2]. Релятивистские фермионы с угловым моментом могут быть реализованы в теории конденсированных сред [3, 4]. Быстро вращающаяся кварк-глюонная материя может быть создана в экспериментах по соударению тяжелых ионов [5–7]. В последнем примере при нецентральных соударениях тяжелых ионов создается ненулевой угловой момент. Часть этого углового момента уносится партонами-спектаторами. Однако, значительная часть углового момента остается в кварк-глюонной материи, которая образовалась в результате соударения. При этом частицы в образовавшейся материи вращаются с релятивистскими скоростями, а угловая скорость вращения может доходить до $\Omega \sim (0.1 - 0.2)$ фм$^{-1}$ ($\sim (20–40)$ МэВ) [5].

В быстро вращающейся кварк-глюонной материи могут возникать интересные физические явления, которые можно наблюдать в столкновениях тяжелых ионов. Примерами таких явлений, например, являются киральный вращательный эффект [8–11] и поляризация различных частиц [12, 13]. Помимо подобных явлений, релятивистское вращение системы может существенно влиять на фазовые переходы в КХД, что также может быть обнаружено в экспериментах. Существует множество теоретических работ, в которых изучается этот вопрос (см., например, [14–18]).

Вращение кварк-глюонной материи можно рассматривать как еще один вид внешних экстремальных условий, аналогично высокой температуре, магнитному полю, барионной плотности, киральной плотности и др. Изучение влияния различных экстремальных условий в КХД интересно и важно не только с точки зрения понимания результатов современных экспериментов, но и представляет теоретический интерес. Действительно, каждое из вышеперечисленных внешних воздействий влияет на определенные механизмы в КХД и, таким образом, позволяет нам понять, как устроена вся эта сложная теория. Изучение свойств КХД с помощью внешних экстремальных условий было проведено в огромном количестве работ (см., например, [19–28]). Интересно отметить, что большинство внешних условий непосредственно влияет на кварковые степени свободы, а уже через кварковые петли на глюонную составляющую КХД. Исключением из этого является температура, которая влияет на все степени свободы в

1)e-mail: braguta@itep.ru; kotov@itep.ru; scope.denis@mail.ru; roenko@theor.jinr.ru

КХД. Вращение системы также влияет на все степени свободы в КХД, но его воздействие не аналогично температуре. Поэтому можно ожидать, что изучение КХД с вращением позволит лучше понять, как устроена теория сильного взаимодействия.

Наша работа посвящена изучению влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике. Большинство теоретических работ, которые изучали влияние вращения на фазовые переходы в КХД, проведены в рамках Намбу–Иона-Лазинио (NJL – Nambu–Jona-Lasinio) модели [29]. К сожалению, эту модель нельзя назвать хорошим приближением к КХД, хотя бы потому, что в этой модели нет глюонных степеней свободы и конфайнмента кварков. Наше исследование проведено в рамках метода решеточного моделирования КХД, который основан на первопринципах квантовой теории поля. Стоит отметить, в работе [30] изучалось влияние вращения на свойства КХД в рамках решеточного моделирования. Однако в этой работе не изучалось влияние вращения на фазовые переходы в КХД.

Решеточное моделирование вращающейся глюодинамики. В рамках метода решеточного моделирования проводится изучение системы, находящейся в термодинамическом равновесии, и методами Монте-Карло вычисляется ее статистическая сумма. Статистическая сумма вращающейся системы может быть записана в виде

$$Z = \mathrm{Tr}\exp\left[-\beta\big(\hat{H} - \mathbf{\Omega}\hat{\mathbf{M}}\big)\right], \tag{1}$$

где $\beta = 1/T$ – обратная температура, $\hat{H}$ – гамильтониан, $\hat{\mathbf{M}}$ – момент изучаемой системы, а векторная величина $\mathbf{\Omega}$ имеет смысл угловой скорости. Ниже будем считать, что исследуемая система вращается вокруг оси z, т.е. $\mathbf{\Omega} = (0, 0, \Omega)$.

В современных теоретических работах, изучающих влияние вращения на свойства КХД, используется несколько другой подход [14–18, 30]. В рамках этого подхода мы переходим во вращающуюся вместе с КХД "средой" систему отчета. В этой системе отчета появляется внешнее гравитационное поле, которое задается известным метрическим тензором

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 - r^2\Omega^2 & \Omega y & -\Omega x & 0 \\ \Omega y & -1 & 0 & 0 \\ -\Omega x & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – расстояние до оси вращения. Для изучения влияния вращения на свойства глюодинамики в этой работе мы воспользуемся таким же методом.

Статистическая сумма глюодинамики, находящейся во внешнем гравитационном поле, в непрерывном пространстве может быть записана в виде [30]

$$Z = \int DA \exp\left(-S_G\right). \tag{3}$$

В последней формуле проводится интегрирование по глюонным степеням свободы. S_G – Евклидово действие глюонного поля во внешнем гравитационном поле, которое может быть записано в виде

$$S_G = \frac{1}{2g_{YM}^2}\int d^4x\,\sqrt{g_E}\,g_E^{\mu\nu}\,g_E^{\alpha\beta}F^a_{\mu\alpha}F^a_{\nu\beta}\,. \tag{4}$$

Здесь греческие буквы отвечают Лоренцевым индексам, а латинские – цветовым, $(g_E)_{\mu\nu}$ – метрический тензор в Евклидовом пространстве, который может быть получен из (2) с помощью операции Виковского поворота $t \to i\tau$. Как и в статистической сумме без гравитации, Евклидово время τ изменяется в диапазоне $\tau \in (0, \beta)$, а на глюонные поля наложены периодические граничные условия в Евклидовом времени $A_\mu(0, \mathbf{x}) = A_\mu(\beta, \mathbf{x})$.

Подставляя метрический тензор $(g_E)_{\mu\nu}$ в формулу (4), получаем следующее выражение для действия

$$\begin{aligned} S_G = \frac{1}{2g_{YM}^2}\int d^4x\ \mathrm{Tr}\big[&(1 - r^2\Omega^2)F^a_{xy}F^a_{xy} + \\ &+ (1 - y^2\Omega^2)F^a_{xz}F^a_{xz} + (1 - x^2\Omega^2)F^a_{yz}F^a_{yz} + \\ &+ F^a_{x\tau}F^a_{x\tau} + F^a_{y\tau}F^a_{y\tau} + F^a_{z\tau}F^a_{z\tau} - \\ &- 2iy\Omega(F^a_{xy}F^a_{y\tau} + F^a_{xz}F^a_{z\tau}) + \\ &+ 2ix\Omega(F^a_{yx}F^a_{x\tau} + F^a_{yz}F^a_{z\tau}) - 2xy\Omega^2 F_{xz}F_{zy}\big]. \end{aligned} \tag{5}$$

Из этой формулы видно, что действие является комплексной величиной, что приводит к проблеме знака. К сожалению, прямое Монте-Карло моделирование таких систем в настоящее время невозможно. Чтобы обойти проблему знака, в нашей работе будет применен метод, который использовался в работе [30]. Суть метода состоит в том, что вместо моделирования при действительной угловой скорости Ω проводится Монте-Карло моделирование при мнимой угловой скорости $\Omega_I = -i\Omega$, при которой нет проблемы знака. Все полученные таким образом физические величины раскладываются в ряд по Ω_I, а затем аналитически продолжаются в область действительной угловой скорости. Заметим, что аналогичный метод используется при исследовании КХД с ненулевым химическим потенциалом.

Стоит отметить, что, согласно закону Толмана–Эренфеста, во внешнем гравитационном поле постоянна не температура, а произведение $T(\mathbf{x})\sqrt{g_{00}(\mathbf{x})} = \mathrm{const}$. В наших расчетах $T(r)\sqrt{1-\Omega^2 r^2} = 1/\beta = T$, где T – температура на оси вращения. Таким образом, вращение эффективно разогревает систему от оси вращения к границам. Далее в статье за T обозначена температура на оси вращения, т.е. $T = T(r=0)$.

Дискретизация действия (5) с мнимой угловой скоростью проводится аналогично тому, как это сделано в работе [30]. В нашей работе мы не показываем явный вид выражения для решеточного действия вследствие его громоздкости.

Моделирование изучаемой системы проводится на решетках $N_t \times N_z \times N_x \times N_y = N_t \times N_z \times N_s^2$ ($N_s = N_x = N_y$), а ось вращения проходит через центр симметрии плоскости xy. На параметры N_t, N_z не налагается ограничений, в то время как параметр N_s должен быть ограничен ($\Omega N_s a/\sqrt{2} < 1$). Это связано с требованием недостижимости скорости света на границах решетки. В большинстве наших вычислений выполняется условие $\Omega N_s a/\sqrt{2} \ll 1$. Таким образом, мнимая угловая скорость достаточно мала, что позволяет раскладывать исследуемые величины по ней и проводить аналитическое продолжение в область действительных угловых скоростей. В то же время угловые скорости, при которых проводятся вычисления, близки к оценкам угловых скоростей кварк-глюонной материи, которая рождается в столкновениях тяжелых ионов [5].

При моделировании вращающихся систем особую важность приобретают граничные условия. В наших вычислениях мы накладываем периодические граничные условия в направлениях τ и z. Что же касается граничных условий в направлениях, перпендикулярных к оси вращения, то, по нашему мнению, периодические граничные условия не совсем физичны, т.к. поле скоростей вращающейся системы не периодично. В работе [30] было предложено на границе моделируемого объема использовать условия Дирихле, фиксируя значения глюонных полей $\hat{A}_\mu = 0$ или, в решеточных терминах, фиксируя линковые переменные $U_{x,\mu} = 1$. По нашему мнению, такие граничные условия также не совсем физичны, так как они нарушают Z_3 симметрию исходной теории. Наличие или нарушение этой симметрии определяет, находится ли система в фазе конфайнмента или деконфайнмента соответственно, а, значит, влияет на фазовые переходы в глюодинамике. Поэтому в наших вычислениях мы будем использовать открытые граничные условия [31]. Такие граничные условия не нарушают симметрий исследуемой теории. В работе [31] открытые граничные условия были введены в направлении Евклидового времени. Для решения нашей задачи мы модифицируем граничные условия работы [31]. А именно, граничные условия, используемые в нашей работе, соответствуют граничным условиям Неймана, которые для калибровочных полей имеют следующий вид: $F^a_{x\nu} = 0$ на границах $x = \pm N_s/2$, $F^a_{y\nu} = 0$ на границах $y = \pm N_s/2$. Отметим, что мы провели исследования того, как указанные граничные условия влияет на фазовые переходы в глюодинамике без вращения. Наши результаты показывают, что используемые граничные условия не изменяют основные свойства фазовых переходов исследуемой теории.

Основной целью нашей работы является изучение влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике. Хорошо известно, что этот фазовый переход – переход первого рода. В отсутствие полей материи параметром порядка, определяющим, в какой фазе находится система, является *петля Полякова*

$$L(\mathbf{x}) = \mathrm{Tr}\, \mathcal{T} \exp\left[ig \oint_{[0,1/T]} A_4(\mathbf{x}, x_4)\, dx^4\right]. \qquad (6)$$

Петля Полякова связана со свободной энергией одиночного статического заряда F_q следующим образом: $\langle L\rangle = \exp(-\beta F_q)$. В фазе конфайнмента энергия, необходимая для того, чтобы разнести заряды на бесконечное расстояние друг от друга, бесконечна, следовательно и $\langle L\rangle = 0$. В фазе деконфанймента $\langle L\rangle$ принимает ненулевое значение.

Дискретизованная и усредненная по трехмерному объему версия петли Полякова может быть записана в виде

$$L = \frac{1}{N_z N_s^2} \sum_{\mathbf{x}} \mathrm{Tr}\left(\prod_{\tau=0}^{N_t-1} U_4(\mathbf{x}, \tau)\right), \qquad (7)$$

где $U_4(\mathbf{x}, \tau)$ обозначает линковую переменную во временном направлении.

Вблизи фазового перехода в системе происходят значительные флуктуации, и поэтому положение фазового перехода удобно определять по положению пика *восприимчивости* петли Полякова

$$\chi = N_s^2 N_z \left(\langle |L|^2\rangle - \langle |L|\rangle^2\right). \qquad (8)$$

Стоит отметить, что фазовый переход в глюодинамике хорошо определен только в бесконечном объеме, в то время как решеточное моделирование возможно лишь для систем с конечным числом степеней свободы. Тем не менее, методика изучения переходов в таких системах хорошо проработана. В частности, основным объектом изучения этой статьи является критическая температура, которая определяется по пику восприимчивости. И хотя высота пика сильно зависит от размеров системы, для достаточно больших решеток эффекты конечного объема и шага решетки слабо влияют на критическую температуру, что позволяет перейти к термодинамическому пределу.

Результаты вычислений. Как отмечалось в предыдущем разделе, для изучения влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике необходимо вычисление Поляковской петли и восприимчивости Поляковской петли для разных значений угловой скорости. На рисунке 1 представлен график зависимости модуля петли Полякова (7) от

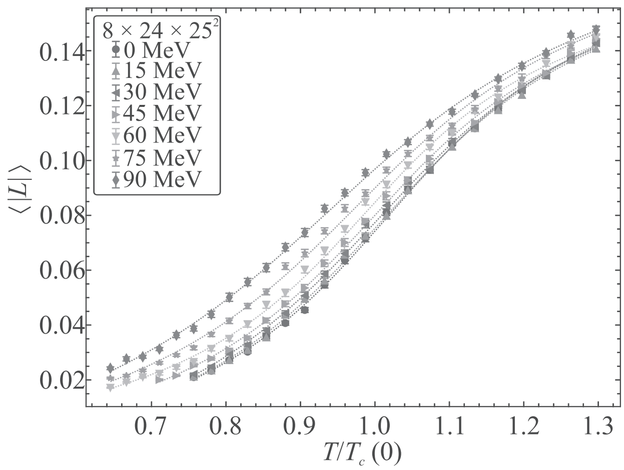

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость модуля петли Полякова от температуры в единицах критической температуры исследуемой системы без вращения $T_c(0)$ для различных значений мнимой угловой скорости Ω_I. Результаты получены на решетке $8 \times 24 \times 25^2$

температуры в единицах критической температуры исследуемой системы без вращения $T_c(0)$ для различных значений мнимой угловой скорости Ω_I. Результаты получены на решетке $8 \times 24 \times 25^2$. Как видно из этого графика, при низкой температуре значение Поляковской петли мало, что соответствует фазе конфайнмента. При повышении температуры Поляковская линия растет, т.е. система переходит в фазу деконфайнмента. Переход происходит в области наиболее быстрого изменения Поляковской петли. Из рисунка 1 видно, что область фазового перехода смещается влево при увеличении мнимой угловой скорости. Таким образом, критическая температура уменьшается с ростом мнимой угловой скорости.

Для определения критической температуры используют восприимчивость Поляковской петли (8). На рисунке 2 показана зависимость восприимчиво-

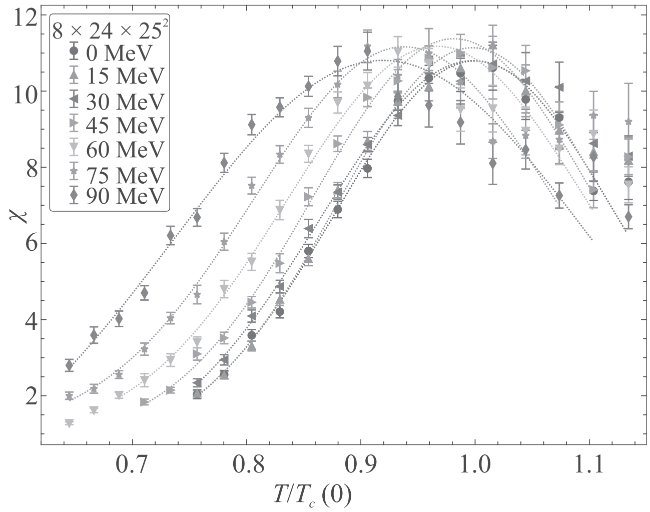

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость восприимчивости петли Полякова от температуры в единицах критической температуры исследуемой системы без вращения $T_c(0)$ для различных значений мнимой угловой скорости Ω_I. Результаты получены на решетке $8 \times 24 \times 25^2$

сти от температуры для различных значений мнимой угловой скорости, которая получена на решетке $8 \times 24 \times 25^2$. Вычисление значения критической температуры проводят по положению пика восприимчивости. В нашей работе в окрестности пика мы фитируем данные с помощью функции Гаусса:

$$\chi(T) = A + B\,\exp\left(-\frac{(T-T_c)^2}{2\delta T^2}\right) \tag{9}$$

и, таким образом, определяем положение пика.

Результаты вычислений зависимости критической температуры от мнимой угловой скорости, полученные на решетке $8 \times 24 \times 25^2$, представлены на рис. 3. Для изучения влияния конечного объема на наши результаты, в дополнение к решетке $8 \times 24 \times 25^2$ мы провели аналогичные вычисления на решетках $8 \times N_z \times 25^2$, $N_z = 20$, 30, результаты которых так же представлены на рис. 3. Как видно из этого графика, изменение объема в направлении оси z слабо влияет на наши результаты.

Для изучения зависимости наших результатов от конечного шага решетки, помимо решетки $8 \times 24 \times 25^2$, мы проводим вычисление критической температуры на решетках $10 \times 30 \times 31^2$, $12 \times 36 \times 37^2$. Отметим, что на решетках с разным N_t приблизительно

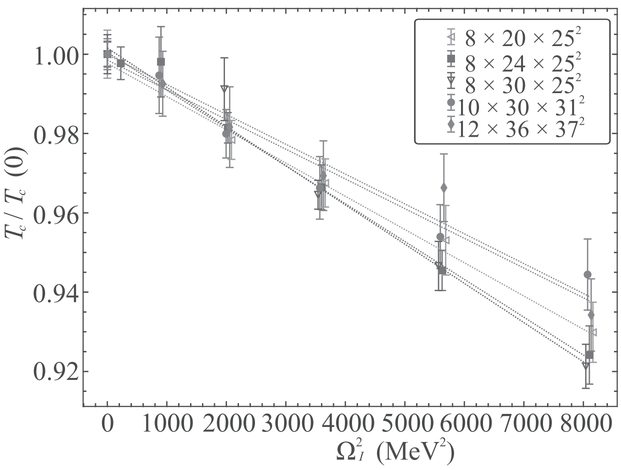

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость отношения $T_c(\Omega)/T_c(0)$ от Ω_I^2, полученная на решетках $8\times N_z\times 25^2$, $N_z = 20$, 24, 30 и $10\times30\times31^2$, $12\times36\times37^2$

сохраняются соотношения N_z/N_t и N_s/N_t. Следовательно, при одной и той же физической температуре ($T = 1/N_t a$) вычисления проводятся при разных шагах решетки, но при одинаковом физическом объеме и одинаковом распределении скоростей в исследуемом объеме. На рисунке 3 представлены результаты расчетов критической температуры для разных шагов решетки. Как видно из этого графика, наши результаты слабо зависят от шага решетки.

Очевидно, что критическая температура не зависит от направления угловой скорости. Поэтому можно ожидать, что T_c является функцией от Ω_I^2. В приближении малости угловой скорости зависимость от нее критической температуры можно разложить по степеням Ω_I^2. Из рисунка 3 видно, что для того, чтобы описать наши решеточные результаты, достаточно оставить следующий за лидирующим член разложения по Ω_I^2

$$\frac{T_c(\Omega)}{T_c(0)} = 1 - C_2\Omega_I^2. \tag{10}$$

Тот факт, что член $C_2\Omega_I^2$ достаточен для описания наших результатов подтверждает, что значения угловых скоростей, которые исследуются в этой работе, действительно малы и аналитическое продолжение из области мнимых угловых скоростей в область действительных угловых скоростей оправдано.

Фитируя решеточные данные формулой (10), получаем следующее значение коэффициента разложения $C_2 \simeq 7.5\cdot10^{-6}$ МэВ$^{-2}$. Таким образом, ненулевая мнимая угловая скорость приводит к уменьшению критической температуры. Проводя аналитическое продолжение наших результатов: $\Omega_I^2 = -\Omega^2$, можно утверждать, что критическая температура перехода конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике увеличивается с угловой скоростью и для не очень больших угловых скоростей вращения может быть описана формулой

$$\frac{T_c(\Omega)}{T_c(0)} = 1 + C_2\Omega^2. \tag{11}$$

Подчеркнем, что величина коэффициента C_2 получена на решетках с одним и тем же физическим размером в перпендикулярном направлении к оси вращения: $(N_s-1)a$. Для изучения вопроса, как коэффициент C_2 зависит от размера решетки в перпендикулярном направлении N_s, мы провели вычисления критических температур для разных мнимых угловых скоростей на решетках: $8\times24\times N_s^2$, $N_s = 29$, 33, 41. Результаты этого вычисления представлены на рис. 4. Из этого рисунка видно, что для всех N_s

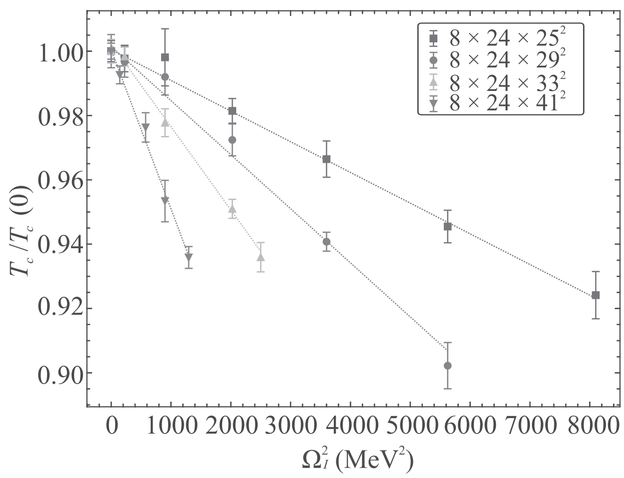

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость отношения $T_c(\Omega)/T_c(0)$ от мнимой угловой скорости для различных решеток

наши данные хорошо описываются формулой (10). Второй вывод из рис. 4 состоит в том, что чем больше размер плоскости вращения, тем больше величина коэффициента C_2.

Для более детального изучения влияния вращения на критическую температуру на рис. 5 построена зависимость отношения $T_c/T_c(0)$ от мнимой скорости на границе объема v_I в системе покоя. Для вычислений v_I мы взяли граничную точку с координатами $(x,y,z) = ((N_s-1)a/2, 0, 0)$, для которой $v_I = \Omega_I(N_s-1)a/2$. Как видно из рис. 5, в пределах ошибки результаты расчетов для всех N_s описываются одной формулой

$$\frac{T_c(\Omega)}{T_c(0)} = 1 - B_2 v_I^2, \tag{12}$$

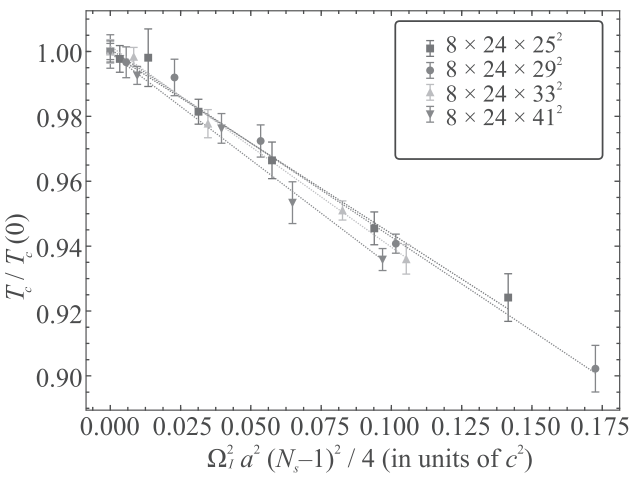

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость приведенной критической температуры $T_c(\Omega)/T_c(0)$ от (мнимой) скорости на границе исследуемого объема $v_I^2 = \Omega_I^2 a^2 (N_s - 1)^2/4$ для различных решеток

где коэффициент $B_2 \simeq 0.5$. Отметим, что аналогично угловой скорости, результаты для мнимой скорости v_I могут быть аналитически продолжены в область действительной скорости $v^2 = -v_I^2$. Стоит также отметить, что вместо точки с координатами $(x, y, z) = ((N_s - 1)a/2, 0, 0)$ мы могли бы взять скорость в любой точке на границе исследуемого объема. В этом случае результаты могли бы быть описаны формулой (12), но с другим коэффициентом B_2.

Соотношение (12) позволяет сделать нам вывод о том, что в области исследуемых значений угловой скорости и поперечных размеров решетки коэффициент B_2 слабо зависит от размера решетки и от угловой скорости. Из этого факта можно извлечь зависимость коэффициента C_2 от поперечных размеров решетки: $C_2 = B_2(N_s - 1)^2 a^2/4$. Отметим, однако, что величина коэффициента B_2 зависит от граничных условий в направлениях, перпендикулярных к оси вращения.

Заключение. В этой работе в рамках решеточного моделирования проведено изучение влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике. Для того чтобы провести такое исследование, мы переходим во вращающуюся вместе с исследуемой теорией систему отчета. В этой системе вращение задается с помощью метрического тензора, который можно рассматривать как внешнее гравитационное поле. Таким образом, мы проводим решеточное моделирование SU(3)-глюодинамики во внешнем гравитационном поле с граничными условиями Неймана на калибровочные поля. Включение внешнего гравитационного поля, соответствующего вращающейся системе, приводит к проблеме знака. Для того чтобы обойти эту проблему, мы проводим решеточное моделирование с мнимой угловой скоростью с последующим аналитическим продолжением полученных результатов в область действительных значений угловой скорости.

Для изучения влияния вращения на фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент проводится вычисление Поляковской петли и восприимчивости Поляковской петли для разных значений температур и угловых скоростей. По пику восприимчивости Поляковской петли мы определили, как критическая температура перехода конфайнмент/деконфайнмент зависит от угловой скорости. Наши результаты говорят о том, что критическая температура перехода конфайнмент/деконфайнмент в SU(3)-глюодинамике увеличивается с ростом угловой скорости. При этом наши результаты для критической температуры хорошо описываются формулой $T_c(\Omega)/T_c(0) = 1 + C_2\Omega^2$. Также было показано, что наши результаты слабо зависят от шага решетки и размера решетки в направлении оси вращения. При изменении размера решетки в направлении, перпендикулярном оси вращения, коэффициент C_2 изменяется в соответствии с формулой $C_2 = B_2(N_s - 1)^2 a^2/4$. Расчеты показывают, что величина коэффициента B_2 зависит от граничных условий.

Согласно закону Толмана–Эренфеста, во внешнем гравитационном поле термодинамическое равновесие определяется соотношением $T(r)\sqrt{1 - \Omega^2 r^2} = 1/\beta = T$, где T – температура на оси вращения. Таким образом, вращение эффективно разогревает систему от оси вращения к границам. Далее рассмотрим две теории с одинаковыми $\beta = 1/T$: одна не вращается, а другая вращается с угловой скоростью Ω. Для первой системы температура одинаковая во всем пространстве, а для второй $T(r) > T$. Логично предположить, что вторая система быстрее перейдет в состояние деконфайнмента при повышении T, так как эффективно она более "горячая". Таким образом, можно ожидать, что кинематически критическая температура уменьшается при вращении. Однако наш результат противоречит этому предположению. В настоящий момент мы не можем дать физическое объяснение полученному результату. Возможно, полученный результат связан с поляризацией глюонов, которая может появиться при вращении системы.

В заключение этой статьи заметим, что феноменологические модели КХД предсказывают [14–18] уменьшение критической температуры перехода нарушение/восстановление киральной симметрии при вращении. Подчеркнем, что это не связано с кинематическим фактором закона Толмана–Эренфеста [16]. Однако эти теории не учитывают глюонные степени свободы и явление конфайнмента в КХД. Отметим, что существует множество подтверждений того, что явления конфайнмента и спонтанного нарушения киральной симметрии связаны между собой [32]. Поэтому, учитывая результаты нашей работы, можно утверждать, что для надежного изучения влияния вращения на свойства КХД необходимо использовать теории, более точные, чем NJL, которая была использована в работах [14–18]. Например, метод решеточного моделирования с динамическими кварками позволит надежно изучить влияние вращения на свойства КХД. Мы планируем провести такое исследование в будущем.

Авторы благодарят О. В. Теряева за полезные обсуждения результатов работы.

В. В. Брагута и Д. Д. Кузнеделев благодарят фонд "Базис" за финансовую поддержку. Работа А. Ю. Котова, которая состояла в написании первой версии и оптимизации кода для моделирования глюодинамики во внешнем гравитационном поле, поддержана грантом Российского научного фонда # 16-12-10059. Работа А. А. Роенко поддержана Грантом молодых ученых и специалистов ОИЯИ 20-302-06. Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования "Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса" НИЦ "Курчатовский институт", http://ckp.nrcki.ru/. Также авторы использовали суперкомпьютер ОИЯИ "Говорун" и суперкомпьютер ИТЭФ.

1. A. L. Watts, N. Andersson, D. Chakrabarty et al. (Collaboration), Rev. Mod. Phys. **88**(2), 021001 (2016); doi:10.1103/RevModPhys.88.021001; arXiv:1602.01081 [astro-ph.HE].
2. I. A. Grenier and A. K. Harding, Comptes Rendus Physique **16**, 641 (2015); doi:10.1016/j.crhy.2015.08.013; arXiv:1509.08823 [astro-ph.HE].
3. G. Basar, D. E. Kharzeev, and H. U. Yee, Phys. Rev. B **89**(3), 035142 (2014); doi:10.1103/PhysRevB.89.035142; arXiv:1305.6338 [hep-th].
4. K. Landsteiner, Phys. Rev. B **89**(7), 075124 (2014); doi:10.1103/PhysRevB.89.075124; arXiv:1306.4932 [hep-th].
5. Y. Jiang, Z. W. Lin, and J. Liao, Phys. Rev. C **94**(4), 044910 (2016); erratum: [Phys. Rev. C **95**(4), 049904 (2017)]; doi:10.1103/PhysRevC.94.044910, 10.1103/PhysRevC.95.049904; arXiv:1602.06580 [hep-ph].
6. F. Becattini, F. Piccinini, and J. Rizzo, Phys. Rev. C **77**, 024906 (2008); doi:10.1103/PhysRevC.77.024906; arXiv:0711.1253 [nucl-th].
7. M. Baznat, K. Gudima, A. Sorin, and O. Teryaev, Phys. Rev. C **88**(6), 061901 (2013); doi:10.1103/PhysRevC.88.061901; arXiv:1301.7003 [nucl-th].
8. A. Vilenkin, Phys. Rev. D **20**, 1807 (1979); doi:10.1103/PhysRevD.20.1807.
9. D. E. Kharzeev, J. Liao, S. A. Voloshin, and G. Wang, Prog. Part. Nucl. Phys. **88**, 1 (2016); doi:10.1016/j.ppnp.2016.01.001; arXiv:1511.04050 [hep-ph].
10. G. Prokhorov, O. Teryaev, and V. Zakharov, Phys. Rev. D **98**(7), 071901 (2018); doi:10.1103/PhysRevD.98.071901; arXiv:1805.12029 [hep-th].
11. G. Y. Prokhorov, O. V. Teryaev, and V. I. Zakharov, JHEP **02**, 146 (2019); doi:10.1007/JHEP02(2019)146; arXiv:1807.03584 [hep-th].
12. O. Rogachevsky, A. Sorin, and O. Teryaev, Phys. Rev. C **82**, 054910 (2010); doi:10.1103/PhysRevC.82.054910; arXiv:1006.1331 [hep-ph].
13. O. V. Teryaev and V. I. Zakharov, Phys. Rev. D **96**(9), 096023 (2017); doi:10.1103/PhysRevD.96.096023.
14. S. Ebihara, K. Fukushima, and K. Mameda, Phys. Lett. B **764**, 94 (2017); doi:10.1016/j.physletb.2016.11.010; arXiv:1608.00336 [hep-ph].
15. M. N. Chernodub and S. Gongyo, JHEP **1701**, 136 (2017); doi:10.1007/JHEP01(2017)136; arXiv:1611.02598 [hep-th].
16. Y. Jiang and J. Liao, Phys. Rev. Lett. **117**(19), 192302 (2016); doi:10.1103/PhysRevLett.117.192302; arXiv:1606.03808 [hep-ph].
17. H. Zhang, D. Hou, and J. Liao, arXiv:1812.11787 [hep-ph].
18. X. Wang, M. Wei, Z. Li, and M. Huang, Phys. Rev. D **99**(1), 016018 (2019); doi:10.1103/PhysRevD.99.016018; arXiv:1808.01931 [hep-ph].
19. A. V. Smilga, Phys. Rept. **291**, 1 (1997); doi:10.1016/S0370-1573(97)00014-8; hep-ph/9612347.
20. O. Philipsen, PoS LAT **2005**, 016 (2006) [PoS JHW **2005**, 012 (2006)]; doi:10.22323/1.020.0016; hep-lat/0510077.
21. V. V. Braguta, V. A. Goy, E.-M. Ilgenfritz, A. Y. Kotov, A. V. Molochkov, M. Muller-Preussker, and B. Petersson, JHEP **1506**, 094 (2015); doi:10.1007/JHEP06(2015)094; arXiv:1503.06670 [hep-lat].

22. V. V. Braguta, E. M. Ilgenfritz, A. Y. Kotov, B. Petersson, and S. A. Skinderev, Phys. Rev. D **93**(3), 034509 (2016); doi:10.1103/PhysRevD.93.034509; arXiv:1512.05873 [hep-lat].
23. V. V. Braguta and A. Y. Kotov, Phys. Rev. D **93**(10), 105025 (2016); doi:10.1103/PhysRevD.93.105025; arXiv:1601.04957 [hep-th].
24. T. G. Khunjua, K. G. Klimenko, and R. N. Zhokhov, Phys. Rev. D **97**(5), 054036 (2018); doi:10.1103/PhysRevD.97.054036; arXiv:1710.09706 [hep-ph].
25. T. G. Khunjua, K. G. Klimenko, and R. N. Zhokhov, Phys. Rev. D **98**(5), 054030 (2018); doi:10.1103/PhysRevD.98.054030; arXiv:1804.01014 [hep-ph].
26. T. G. Khunjua, K. G. Klimenko, and R. N. Zhokhov, JHEP **1906**, 006 (2019); doi:10.1007/JHEP06(2019)006; arXiv:1901.02855 [hep-ph].
27. Z. V. Khaidukov and Y. A. Simonov, Phys. Rev. D **100**(7), 076009 (2019); doi:10.1103/PhysRevD.100.076009; arXiv:1906.08677 [hep-ph].
28. R. A. Abramchuk, M. A. Andreichikov, Z. V. Khaidukov, and Y. A. Simonov, Eur. Phys. J. C **79**(12), 1040 (2019); doi:10.1140/epjc/s10052-019-7548-z; arXiv:1908.00800 [hep-ph].
29. M. K. Volkov and A. E. Radzhabov, Phys. Usp. **49**, 551 (2006); doi:10.1070/PU2006v049n06ABEH005905; hep-ph/0508263.
30. A. Yamamoto and Y. Hirono, Phys. Rev. Lett. **111**, 081601 (2013); doi:10.1103/PhysRevLett.111.081601; arXiv:1303.6292 [hep-lat].
31. M. Luscher and S. Schaefer, JHEP **07**, 036 (2011); doi:10.1007/JHEP07(2011)036; arXiv:1105.4749 [hep-lat].
32. J. B. Kogut, Rev. Mod. Phys. **55**, 775 (1983); doi:10.1103/RevModPhys.55.775.

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 17 – 21 © 2020 г. 10 июля

Фурье-ограниченная ширина линий оптических переходов одиночных SiV-центров в "адамантановых" наноалмазах

А. М. Ромшин[+*1)], *О. С. Кудрявцев*[+], *Е. А. Екимов*[×], *А. Б. Шкарин*[∘2)], *Д. Раттенбахер*[∘2)], *М. В. Рахлин*[∇], *А. А. Торопов*[∇], *И. И. Власов*[+]

[+]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

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

[×]*Институт физики высоких давлений РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия*

[∘]*Max Planck Institute for the Science of Light (MPL), 91058 Erlangen, Germany*

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

Поступила в редакцию 10 мая 2020 г.
После переработки 13 мая 2020 г.
Принята к публикации 13 мая 2020 г.

Центры окраски "кремний-вакансия" (SiV) в алмазе являются перспективной системой для квантово-информационных приложений благодаря их интенсивному узкополосному излучению и оптически детектируемым спиновым состояниям. В настоящей работе исследованы флуоресцентные свойства ансамблей и одиночных SiV-центров в HPHT-алмазах, полученных из адамантана (в дальнейшем – "адамантановых" алмазов), при гелиевых температурах. Ансамбли SiV-центров ($\sim 10^3$) изучались в крупных алмазных кристаллах размером 1–2 мкм. Несмотря на большое количество возбуждаемых центров, в их спектрах флуоресценции удается наблюдать тонкую структуру бесфононной линии, соответствующую четырем разрешенным оптическим переходам между дублетами основного и возбужденного состояний SiV-центра. Ширина отдельных линий лежит в диапазоне 60–80 ГГц, что объясняется их неоднородным уширением. Одиночные SiV-центры изучались в алмазных кристаллитах размером около 200 нм. При резонансном возбуждении флуоресценции одиночных SiV-центров наименьшая ширина линии отдельного перехода почти в 1000 раз уже, чем для SiV-ансамбля, и составляет 94 МГц, т.е. определяется временем жизни возбужденного состояния этого перехода. Таким образом, "адамантановый" наноалмаз демонстрирует самую узкую ширину линии излучения одиночного SiV-центра при криогенных температурах среди известных SiV-содержащих наноалмазов аналогичного размера, полученных HPHT и CVD методами.

DOI: 10.31857/S1234567820130030

Центры окраски в алмазах являются крайне востребованными источниками излучения для квантовых вычислений [1], криптографии [2], высокоточных датчиков температуры [3, 4], электрического и магнитного полей [5, 6], фотостабильных нетоксичных биомаркеров [7]. В настоящее время одним из наиболее разрабатываемых центров является отрицательно заряженный комплекс "кремний-вакансия" (SiV). Междоузельный атом кремния, связанный с двумя вакансиями в соседних узлах алмазной решетки, формирует комплекс [8] с яркой и стабильной флуоресценцией, 70 % которой сконцентрировано в узкой бесфононной линии вблизи 738 нм, а короткое время жизни (~ 1 нс) обеспечивает высокую частоту следования фотонов.

В настоящей работе исследованы низкотемпературные характеристики флуоресцентных линий SiV-центров в микро- и нано-алмазах нового класса, синтезированных HPHT-методом из адамантана $C_{10}H_{16}$ (> 99 %, Sigma-Aldrich) при температуре 1900–2000 K и давлении 8 ГПа [9]. Для формирования SiV-центров в таких алмазах к адамантану добавляли небольшое количество тетрафенилсилана $C_{24}H_{20}Si$ (96 %, Alfa Aesar) в соотношении Si/(Si+C) = 0.0007 ат. % [10]. Синтезированные наноалмазы очищались в смеси серной и азотной кислот в соотношении 1 : 3, а затем переводились в слабоконцентрированную водную суспензию. Далее наночастицы алмаза наносились на кремниевую подложку путем высушивания их из капли. Размер и форма кристаллов исследовались в растровом электронном микроскопе (РЭМ). Спектры флуоресцен-

[1)]e-mail: alex_31r@mail.ru
[2)]A. B. Shkarin, D. Rattenbacher.

ции SiV-центров измерялись при комнатных и гелиевых температурах с помощью конфокального микроскопа, с использованием двух ступеней монохроматора TriVista Pricenton Instruments. Разрешающая способность монохроматора составляла 0.03 нм на длине волны 740 нм. В качестве детектора использовалась охлаждаемая жидким азотом кремниевая ПЗС-матрица (прибор с зарядовой связью) PyLon 100BR_eXcelon с квантовой эффективностью более 85 % вблизи бесфононной линии SiV-центра. Флуоресценция возбуждалась непрерывным лазерным излучением на длине волны 405 нм (Coherent Cube Laser). Плотность мощности составляла 4 Вт/см^2. Спектры флуоресценции измерялись в пятне размером $\sim$1 мкм в фокальной плоскости объектива Mitutoyo 50X NA = 0.42. Низкотемпературные измерения флуоресценции ансамбля SiV-центров проводились в проточном гелиевом криостате при температуре 11 K.

Для резонансного возбуждения флуоресценции одиночных SiV-центров использовали перестраиваемый по длине волны лазер TOPTICA's TeraScan в диапазоне от 500 до 740 нм с максимальным разрешением 5 МГц. Лазер был встроен в конфокальный микроскоп, в котором для детектирования сигнала использовалась EMCDD-камера IXON. Кремниевая подложка с наноалмазми размещалась в камере гелиевого криостата при температуре 2.3 K. Возбуждающий пучок мощностью 30 нВт фокусировался на образец длиннофокусным объективом 100X NA = 0.7.

РЭМ-изображения исследуемых наноалмазов (рис. 1) свидетельствуют о широком распределении их по размеру, от 200 нм до 2 мкм. Плотность засева кремниевой подложки алмазными частицами оценивается на уровне $\sim 10^4$ см$^{-1}$.

Измерения спектральных характеристик ансамблей SiV-центров проводились для самых крупных кристаллитов размером 1–2 мкм. Как будет показано ниже, самые маленькие алмазы размером около 200 нм содержали один или несколько SiV центров. Отсюда можно оценить содержание SiV центров в частицах размером $\sim$1 мкм на уровне 10^3. В спектре SiV-флуоресценции при комнатной температуре наблюдается интенсивная бесфононная линия (738.5 нм) и слабое фононное крыло в диапазоне 750–820 нм. Понижение температуры ведет к расщеплению бесфононной линии на четыре составляющих. Такое поведение объясняется дублетной структурой основного (^2E_g) и возбужденного (^2E_u) состояний оптически активного электрона SiV-центра (рис. 2a). Четыре оптических перехода A, B, C и D, разрешенные в дипольном приближении, попарно отстоят друг от друга на 258 ГГц (A-C, B-D) и 47 ГГц (A-B, C-D) [11].

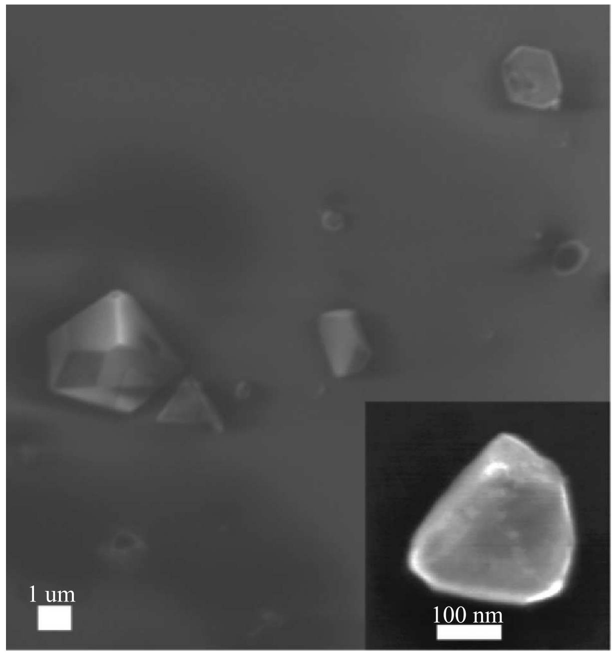

Рис. 1. РЭМ-изображение алмазных кристаллитов, распределенных на кремниевой подложке

Характерный спектр флуоресценции крупных алмазов, измеренный при 11 K (рис. 2b), обнаруживает все 4 перехода. Каждый из пиков аппроксимировался функцией Лоренца с ширинами на полувысоте: 84 ГГц (A), 60 ГГц (B), 78 ГГц (C), 60 ГГц (D). При этом линии полностью не разрешаются из-за неоднородного уширения, обусловленного большим числом SiV-центров в исследуемой алмазной частице.

Измерения спектральных характеристик одиночных SiV-центров проводились для самых мелких кристаллитов исследуемого образца размером около 200 нм. Для этих целей мы использовали технику сканирующего резонансного возбуждения SiV-флуоресценции при температуре 2.3 K со средним шагом 20 МГц в частотном диапазоне (406.8–407.6) ТГц, что соответствует волновому диапазону (736–737.5) нм. Каждый из переходов резонансно возбуждался и детектировался по интенсивности длинноволновых "фононных" переходов. По числу линий в спектре мы идентифицируем количество SiV-центров в исследуемом наноалмазе.

На рисунке 3a показан характерный спектр возбуждения SiV-флуоресценции одного из исследуемых наноалмазов. Наличие четырех пиков позволяет сделать вывод о том, что в выбранном кристалле находится один флуоресцирующий SiV-

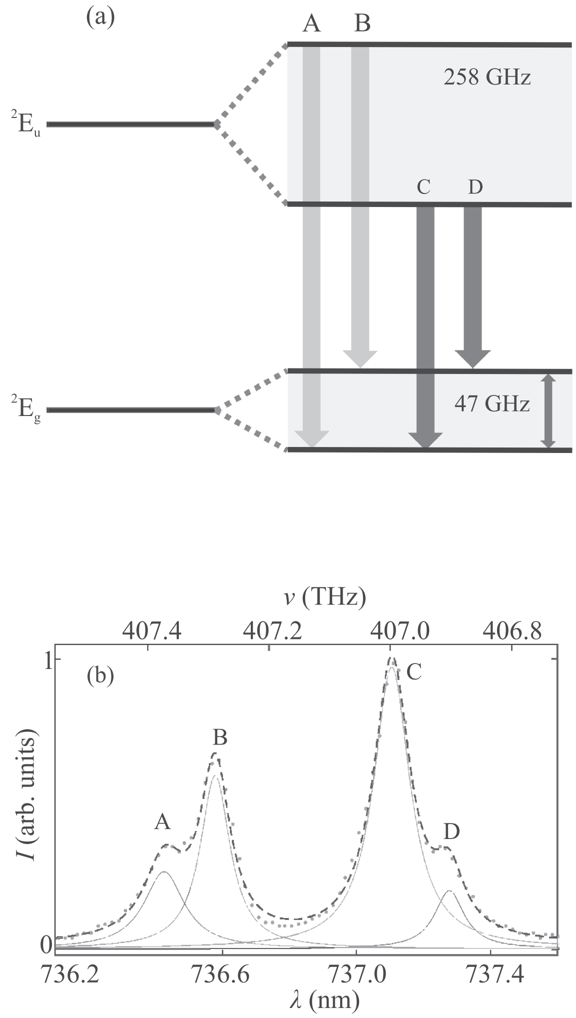

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Схема оптических переходов A, B, C, D, между основным (^2E_g) и возбужденным (^2E_u) электронными состояниями Si-центра. (b) – Спектр флуоресценции ансамбля SiV-центров в 1-мкм алмазе, измеренный при 11 K

комплекс. Для измерения оптических характеристик каждый пик аппроксимировался Лоренцианом методом Бройдена–Флетчера–Гольдфарба–Шанно (рис. 3b). Результаты, представленые в табл. 1, находятся в хорошем согласии с теоретическими [12] и экспериментальными [13] исследованиями тонкой структуры электронных переходов в SiV центрах: расстояние между парами A-C и B-D составляет 258 ГГц, а между парами A-B и C-D – 47 ГГц.

Отметим, что ширина пика D демонстрирует рекордное малое для известных SiV-содержащих наноалмазов значение в 94 МГц, практически равное Фурье-ограниченной ширине $\Delta\omega = \frac{1}{2\pi\tau} \approx 93$ МГц, определяемой времени жизни SiV перехода $\tau \approx 1.7$ нс при данной температуре. Так, в работе [14] сообщалось о достаточно узкой ширине переходов SiV-центров в HPHT-алмазах размером 200 нм, синтезированных из нафталина и высоко фторированного графита [15]. При 5 K минимальная ширина SiV-линий составила 354 МГц в режиме накопления. Многократное сканирование с малым временем накопления позволило авторам выявить спектральную диффузию линии в пределах ~100 МГц, и тем самым скорректировать ее ширину до 206 МГц. В "адамантановых" наноалмазах спектральной диффузии SiV-линий не обнаружено. Более высокое качество структуры "адамантановых" алмазов по сравнению с аналогом, синтезированным из смесей нафталина и фторированного графита, может быть связано с чистотой ростовой среды. Нафталин, являясь ненасыщенным углеводородом, в большей степени склонен к адсорбции неконтролируемых примесей, чем адамантан. Для сравнения также отметим, что наименьшая ширина переходов одиночных SiV-центров в алмазах, синтезированных химическим осаждением из газовой фазы (CVD методом), размером около 300 нм составила примерно 300 МГц при 4 K [16]. Таким образом, наблюдение Фурье-ограниченной ширины линий оптических переходов одиночных SiV-центров в "адамантановых" наноалмазах свидетельствует о более высоком структурном качестве этих алмазов по сравнению с HPHT наноалмазами, синтезированными из других прекурсоров, а также CVD наноалмазами аналогичных размеров. HPHT-наноалмазы, синтезированные из адамантана, оказываются сравнимы по структурному качеству с эпитаксиальными алмазными слоями, выращенными CVD-методом на ⟨100⟩-ориентированной HPHT-алмазной подложке [17], для которых ширина переходов составила 352 МГц (A), 409 МГц (B), 136 МГц (C), 119 МГц (D) при 4 K. Тем не менее минимальное неоднородное уширение (≈50 ГГц) оптических переходов, определенное для ансамблей SiV-центров в исследуемых алмазах, значительно уступает аналогичному параметру (≈5 ГГц), установленному для ансамблей Si-центров в ⟨100⟩-ориентированных эпитаксиальных слоях CVD алмаза [18]. Такое различие может объясняться наличием ⟨111⟩-ориентированного

Таблица 1. Результаты аппроксимации: диагональные элементы суть полуширины переходов в одном SiV-центре, недиагональные – расстояния между каждой из пар переходов

FWHM, МГц	A	B	C	D	
	214	47 ГГц	258 ГГц	305 ГГц	A
		221	211 ГГц	258 ГГц	B
			95	47 ГГц	C
				94	

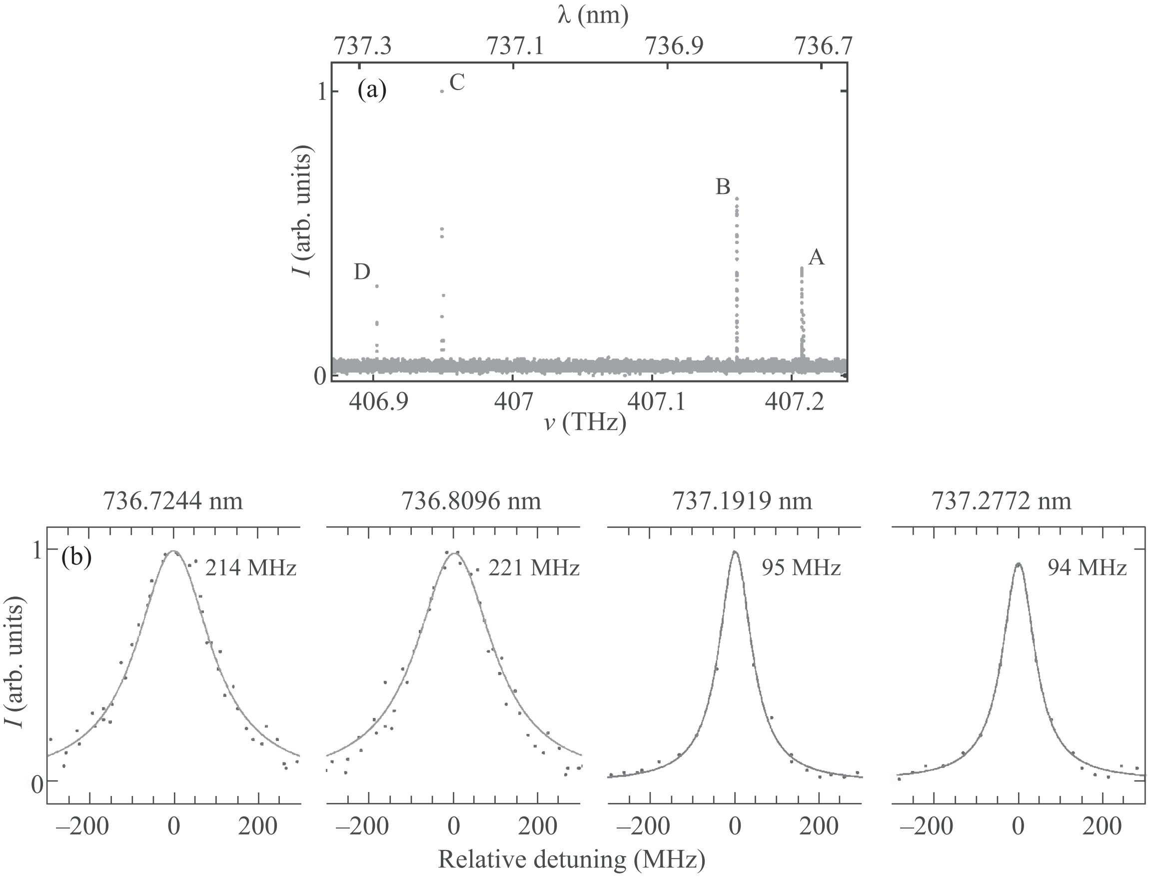

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр резонансного возбуждения SiV-флуоресценции алмазной частицы размером около 200 нм: (a) – полный спектр, (b) – четыре пика A-B-C-D в увеличенном масштабе; в правом верхнем углу показана их полуширина

направления роста в отдельных алмазных кристаллитах, которое характеризуется значительно большим содержанием структурных дефектов, чем ⟨100⟩-направление роста CVD алмазного слоя.

В заключение, нами установлено, что наноалмазы, синтезированные из адамантана, демонстрируют самую узкую Фурье-ограниченную ширину линий оптических переходов одиночных SiV-центров при криогенных температурах среди известных SiV-содержащих наноалмазов, полученных HPHT и CVD методами. Это ставит "адамантановые" наноалмазы в ряд наиболее перспективных материалов для квантовых нанотехнологий.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 14-12-01329). Авторы благодарят профессора В. Сандогдар (Vahid Sandoghdar), Луиса Моралес-Иностроза (Luis Morales-Inostroza) и Штефана Гетцингера (Stephan Götzinger) Max Planck Institute for the Science of Light, Germany, Erlangen за помощь в организации и проведении экспериментов по резонансному возбуждению SiV-флуоресценции. М. В. Рахлин благодарит Российский научный фонд (проект # 19-12-00273) за финансовую поддержку исследований методом микро-фотофлуоресценции.

1. D. Sukachev, A. Sipahigil, C. Nguyen, M. Bhaskar, R. Evans, F. Jelezko, and M. Lukin, Phys. Rev. Lett. **119**, 223602 (2017).
2. H. Bernien, L. Childress, L. Robledo, M. Markham, D. Twitchen, and R. Hanson, Phys. Rev. Lett. **108**, 043604 (2012).
3. C. Nguyen, R. Evans, A. Sipahigil, M. Bhaskar, D. Sukachev, V. Agafonov, V. Davydov, L. Kulikova, F. Jelezko, and M. Lukin, Appl. Phys. Lett. **112**(20), 203102 (2018).
4. E. A. Ekimov, S. G. Lyapin, K. N. Boldyrev, M. V. Kondrin, R. Khmelnitskiy, V. A. Gavva, T. V. Kotereva, and M. N. Popova, Письма в ЖЭТФ **102**(11), 811 (2015) [JETP Lett. **102**(11), 701 (2015)].
5. J. Cai, F. Jelezko, and M. Plenio, Nat. Commun. **5**, 4065 (2014).
6. P. Kapitanova, V. Soshenko, V. Vorobyov, D. Dobrykh, S. Bolshedvorskii, V. Sorokin, and A. Akimov, JETP Lett. **108**(9), 588 (2018).

7. V. Vaijayanthimala, D. K. Lee, S. V. Kim, A. Yen, N. Tsai, D. Ho, H. C. Chang, and O. Shenderova, Expert Opin. Drug Deliv. **12**, 735 (2015).
8. L. Rogers, K. Jahnke, M. Doherty, A. Dietrich, L. McGuinness, C. Müller, T. Teraji, H. Sumiya, J. Isoya, N. Manson, and F. Jelezko, Phys. Rev. B **89**, 235101 (2014).
9. E. A. Ekimov, O. S. Kudryavtsev, N. E. Mordvinova, O. I. Lebedev, and I. I. Vlasov, ChemNanoMat **4**, 269 (2018).
10. E. A. Ekimov, M. V. Kondrin, V. S. Krivobok, A. A. Khomich, I. I. Vlasov, R. A. Khmelnitskiy, T. Iwasaki, and M. Hatano, Diam. Relat. Mater. **93**, 75 (2019).
11. L. Rogers, K. Jahnke, M. Doherty, A. Dietrich, L. McGuinness, C. Müller, T. Teraji, H. Sumiya, J. Isoya, N. Manson, and F. Jelezko, Phys. Rev. B **89**, 235101 (2014).
12. J. Goss, R. Jones, S. Breuer, P. Briddon, and S. Öberg, Phys. Rev. Lett. **77**, 3041 (1996).
13. C. Clark, H. Kanda, I. Kiflawi, and G. Sittas, Phys. Rev. B **51**, 16681 (1995).
14. U. Jantzen, A. B. Kurz, D. S. Rudnicki, C. Schäfermeier, K. D. Jahnke, U. L. Andersen, V. A. Davydov, V. N. Agafonov, A. Kubanek, L. J. Rogers, and F. Jelezko, New J. Phys. **18**(7), 073036 (2016).
15. V. A. Davydov, A. V. Rakhmanina, S. G. Lyapin, I. D. Ilichev, K. N. Boldyrev, A. A. Shiryaev, and V. N. Agafonov, JETP Lett. **99**, 585 (2014).
16. K. Li, Y. Zhou, A. Rasmita, I. Aharonovich, and W. B. Gao, Phys. Rev. Appl. **6**, 024010 (2016).
17. L. Rogers, K. Jahnke, T. Teraji, L. Marseglia, C. Müller, B. Naydenov, H. Schauffert, C. Kranz, J. Isoya, L. McGuinness, and F. Jelezko, Nat. Commun. **5**(1), 4739 (2014).
18. V. Ralchenko, V. Sedov, A. Martyanov, A. Bolshakov, K. Boldyrev, V. Krivobok, S. Nikolaev, S. Bolshedvorskii, O. Rubinas, A. Akimov, A. Khomich, E. Bushuev, R. Khmelnitsky, and V. Konov, ACS Photonics **6**(1), 66 (2019).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 22 – 29

Релятивистские нелинейно-оптические явления в поле субтераваттных лазерных импульсов

А. В. Митрофанов[a,b,c,d], Д. А. Сидоров-Бирюков[a,b,c,e], М. В. Рожко[a,b], А. А. Воронин[a,b,e], П. Б. Глек[a], С. В. Рябчук[b], Е. Е. Серебрянников[a,b,f], А. Б. Федотов[a,b,e,g], А. М. Желтиков[a,b,c,e,f1)]

[a] *МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

[b] *Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия*

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

[d] *Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал Федерального научно-исследовательского центра “Кристаллография и фотоника” РАН, 140700 Шатура, Россия*

[e] *Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, 420126 Казань, Россия*

[f] *Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station TX 77843, USA*

[g] *Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, 119049 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 мая 2020 г.
После переработки 14 мая 2020 г.
Принята к публикации 14 мая 2020 г.

Представлены эксперименты по генерации оптических гармоник высокого порядка, показывающие возможность реализации релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом в поле лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с пиковой мощностью на уровне 0.3 ТВт. Наблюдение релятивистских явлений при таких необычно низких уровнях пиковой мощности лазерного поля становится возможным за счет формирования высококачественной пространственно-временной моды лазерного поля с точно заданным состоянием поляризации. Такая структура поля обеспечивает высокую интенсивность излучения в фокусе пучка и эффективное ускорение электронов низкочастотным электромагнитным полем высококонтрастного лазерного импульса точно заданной поляризации на предельно резкой границе вакуум–твердое тело.

DOI: 10.31857/S1234567820130042

Современные сверхмощные лазерные системы позволяют достичь интенсивностей светового поля, достаточных для осуществления релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом [1–3]. Релятивистская оптика является одним из наиболее увлекательных и быстро развивающихся направлений лазерной физики [4, 5]. Прорыв в область релятивистской оптики стал возможен благодаря использованию принципа усиления чирпированных импульсов (УЧИ) [6], находящего все более широкое использование в современных лазерных системах.

Для диапазона длин волн λ от 0.8 до 1 мкм, в котором работает большинство используемых для релятивистских экспериментов УЧИ-систем, характерные интенсивности поля $I_{\rm rel}$, при которых происходит переход от нерелятивистского режима взаимодействия излучения с веществом к релятивистскому, превышают 10^{18} Вт/см^2. В частности, для излучения титан-сапфировых лазеров ($\lambda \approx 0.8$ мкм) стандартные оценки для релятивистской интенсивности дают $I_{\rm rel} \approx 10^{18}$ Вт/см^2 [1–5].

Возможности существенного ослабления требований к интенсивности и пиковой мощности поля, необходимой для наблюдения релятивистских эффектов, связаны с законами масштабирования, применимыми к широкому классу явлений взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом. Ключевой параметр такого масштабирования выражается произведением $I\lambda^2$ интенсивности поля I на квадрат несущей длины волны λ [4, 5]. В частности, основные критерии перехода от нерелятивистского режима взаимодействия излучения с веществом к релятивистскому формулируются в терминах нормированного векторного потенциала поля $a_0 = v/c = eE/(m\omega c)$ и пондермоторной энергии электрона $T_p = mc^2\Phi(I\lambda^2)$, где $\Phi(I\lambda^2) = \left(1 + \frac{I\lambda^2}{1.37\cdot 10^{18}}\right)^{\frac{1}{2}} - 1$, m – масса электрона, c – скорость света в вакууме,

1)e-mail: zheltikov@physics.msu.ru

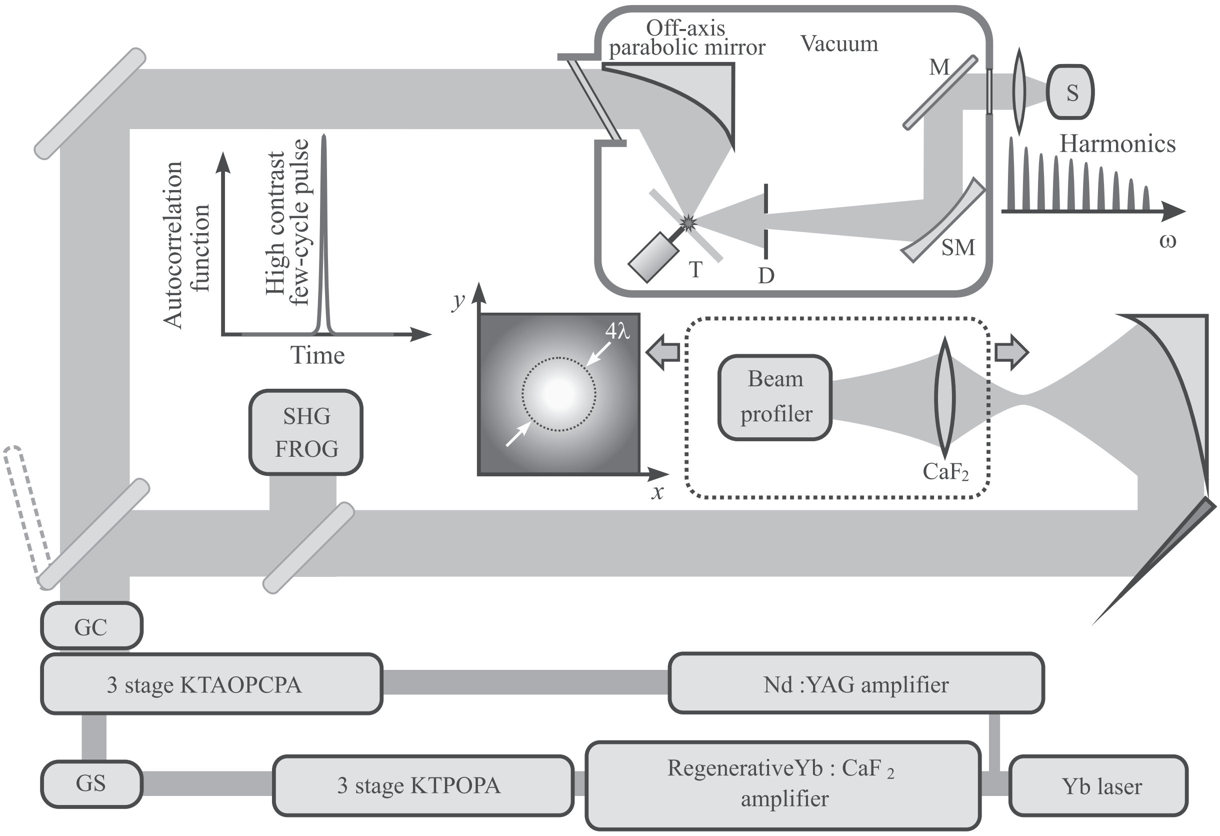

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальная схема: OPA – оптический параметрический усилитель, OPCPA – оптический параметрический усилитель чирпированных импульсов, GS – решеточно-призменный стретчер, GC – решеточный компрессор, T – мишень, M – зеркало, D – диафрагма, S – спектрометр

интенсивность выражена в Вт/см^2, длина волны – в микронах.

Как показывают результаты экспериментов, выполненных в широком диапазоне интенсивностей и несущих частот, полученных на основе использования лазеров различного типа [1, 4], релятивистские эффекты начинают играть заметную роль в различных процессах взаимодействия излучения с веществом при выполнении одного из следующих ключевых критериев: $a_0 \sim 1$, $T_p \sim mc^2$. Благодаря тому, что произведение $I\lambda^2$ входит в качестве ключевого масштабирующего параметра как в нормированный векторный потенциал поля, так и в пондермоторную энергию электрона и других заряженных частиц, использование излучения среднего инфракрасного (ИК) диапазона позволяет реализовать релятивистские режимы взаимодействия излучения с веществом при гораздо более низких, по сравнению с ближним ИК-диапазоном, интенсивностях лазерного поля.

В связи с отсутствием в среднем ИК-диапазоне эффективных широкополосных активных лазерных сред перспективы получения мощных сверхкоротких импульсов связаны, прежде всего, с использованием принципа оптического параметрического усиления чирпированных импульсов (ОПУЧИ) [7]. Как показывают выполненные в последние годы исследования, использование этого принципа в сочетании с новыми методами компрессии мощных сверхкоротких импульсов позволяет получить фемтосекундные импульсы среднего ИК-диапазона субтераваттного уровня пиковой мощности [8–19].

В настоящей работе представлены эксперименты по генерации оптических гармоник высокого порядка, показывающие возможность реализации релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом в поле лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с пиковой мощностью на уровне 0.3 ТВт. Наблюдение релятивистских явлений при таких необычно низких уровнях пиковой мощности лазерного поля становится возможным за счет формирования высококачественной пространственно-временной моды лазерного поля с точно заданным состоянием поляризации. Та-

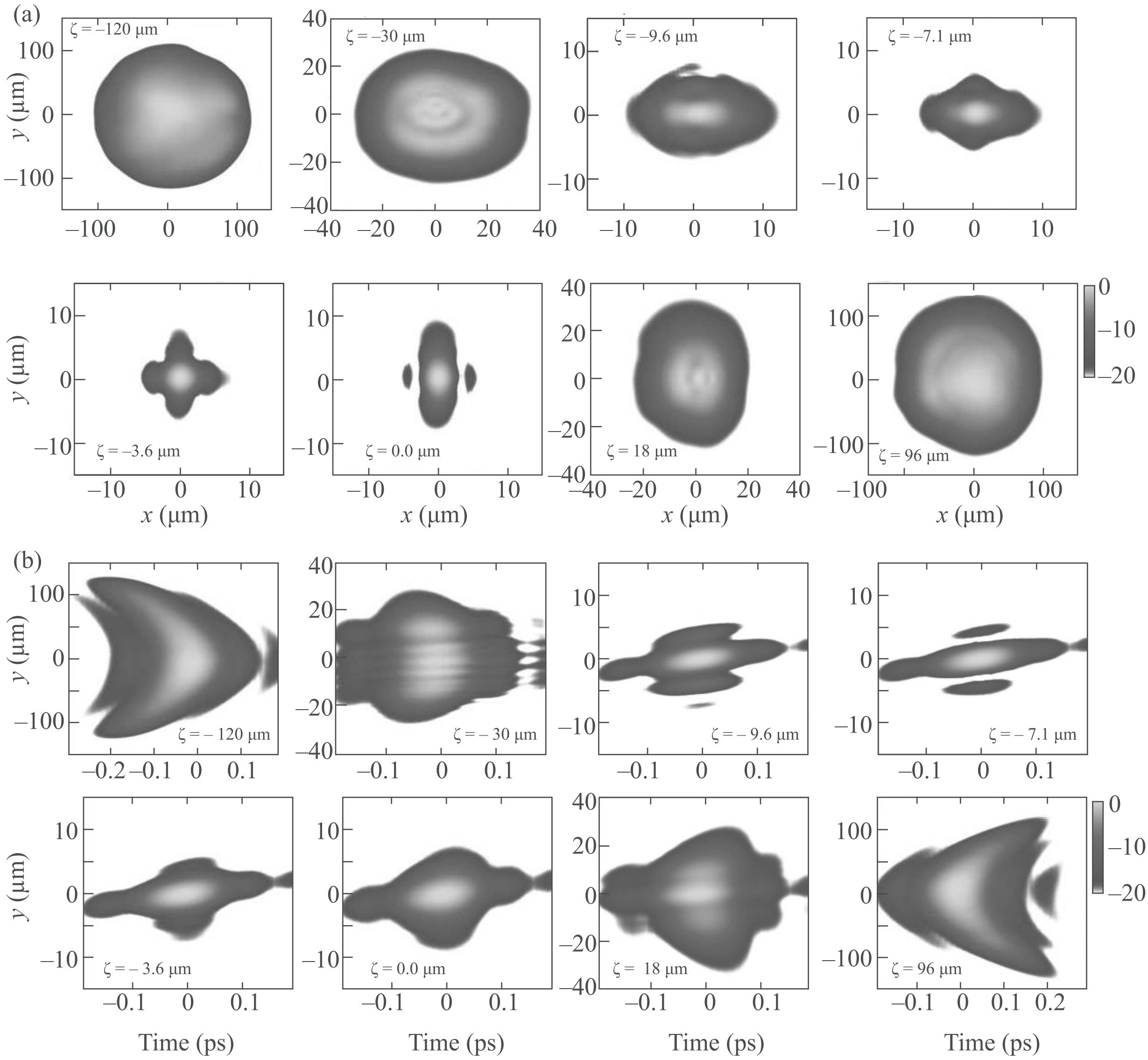

Рис. 2. (Цветной онлайн) Картина фокусировки излучения среднего ИК-диапазона с центральной длиной волны 3.9 мкм и параметрами пространственной фазы $\xi = 0.02$, $\varepsilon = 950$ см, $\sigma_y = 30\,\text{пс}^{-1}\,\text{см}^{-1}$ с помощью системы фокусировки на основе линзы с диаметром 12 мм и фокусным расстоянием 6 мм: (a) – распределение проинтегрированной по импульсу интенсивности поля по пучку, (b) – пространственно-временной срез интенсивности поля $|A(t, x = 0, y, \zeta)|^2$. Параметры расчета: $f = 6$ мм, $D = 12$ мм, $\xi = 0.02$, $\varepsilon = 950$ см, $\sigma_y = 30\,\text{пс}^{-1}\,\text{см}^{-1}$, $\sigma_x = 0\,\text{пс}^{-1}\,\text{см}^{-1}$, $\alpha_x = \alpha_y = 0\,\text{пс}\,\text{см}^{-1}$, $\zeta = z - f$

кая структура поля обеспечивает высокую интенсивность излучения в фокусе пучка и эффективное ускорение электронов низкочастотным электромагнитным полем высококонтрастного лазерного импульса точно заданной поляризации на предельно резкой границе вакуум–твердое тело.

Для генерации сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона в наших экспериментах используется лазерная система [8–12] (рис. 1), состоящая из твердотельного иттербиевого задающего лазера с регенеративным усилителем, промежуточного трехступенчатого оптического параметрического усилителя и трехступенчатого оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов. В качестве задающего источника используется твердотельный $\mathrm{Yb:CaF_2}$ – лазер [20, 21], формирующий сверхкороткие импульсы с центральной длиной волны около 1030 нм. Регенеративное усиление этих импульсов позволяет увеличить их энергию до 15 мДж при частоте повторения 1 кГц.

Импульсы, формируемые регенеративным усилителем с энергией 1–2 мДж и длительностью око-

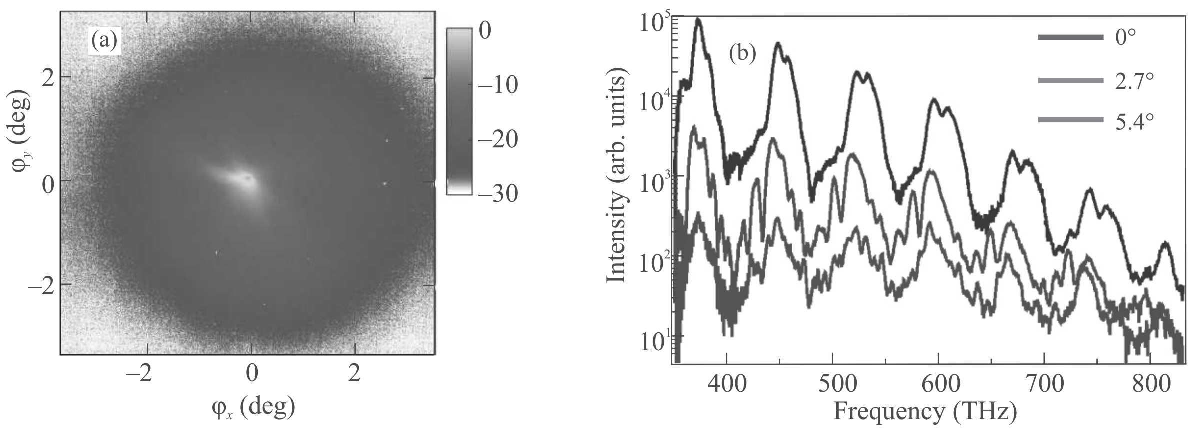

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Характерное угловое распределение интенсивности излучения высоких гармоник I_h, измеренное в функции угловых переменных φ_x и φ_y (отложены по горизонтальной и вертикальной осям) при фокусировке излучения накачки на поверхность мишени под углом 45° относительно нормали к поверхности. (b) – Спектры высоких гармоник в отраженном от поверхности мишени излучении, регистрируемом в направлении $\varphi_x = \varphi_y = 0$ (синяя линия), $\varphi_x = 2.7^\circ$, $\varphi_y = 0$ (зеленая линия), $\varphi_x = 5.4^\circ$, $\varphi_y = 0$ (розовая линия)

ло 190 фс, используются в качестве излучения накачки в схеме трехступенчатого оптического параметрического усиления (ОПУ). На выходе ОПУ-системы формируются импульсы излучения с центральной длиной волны 1460 нм и длительностью около 200 фс. Эти импульсы растягиваются во времени с помощью гризменного стретчера и используются в качестве сигнальной волны в схеме трехступенчатого ОПУЧИ, реализуемого в трех установленных последовательно кристаллах KTA. Полем накачки для этого процесса служат импульсы излучения Nd : YAG-лазера длительностью 100 пс, формируемые в трех пучках с энергиями 50, 250 и 700 мДж, обеспечивающих оптическую накачку трех кристаллов KTA. Импульс холостой волны, формирующийся в системе ОПУЧИ, характеризуется широким спектром с центральной длиной волны $\lambda \approx 3.9$ мкм и имеет энергию до 50 мДж [8–10]. Сжатие этих импульсов решеточным компрессором позволяет получить импульсы с энергией до 35 мДж и длительностью около 80 фс.

Для анализа физических факторов, влияющих на качество пространственно-временной моды излучения среднего ИК-диапазона, формируемого на выходе системы ОПУЧИ, воспользуемся общим выражением для лазерного пучка с неоднородным профилем пространственной фазы:

$$A_0(\omega, x, y, z=0) \sim \sqrt{I(x,y)} \times \quad (1)$$

$$\times \left[\int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{I(t)} \exp(i\varphi(t) + i\sigma_x x t + i\sigma_y y t) \exp(-i\omega t) dt \right] \times$$

$$\times \exp\left(-ik(\omega)\frac{y^2}{2\varepsilon}\right) \exp(i\alpha_x x(\omega-\omega_0) + i\alpha_y x(\omega-\omega_0)).$$

Здесь x, y – поперечные, z – продольная координаты, ω – частота, ω_0 – центральная частота импульса, $k(\omega)$ – волновой вектор, $I(x,y)$ – пространственный профиль интенсивности пучка, $I(t)$ – временной профиль интенсивности, $\varphi(t)$ – фаза поля, σ_x и σ_y – параметры пространственного чирпа импульса, α_x и α_y – параметры наклона пучка, ε – параметр астигматизма.

Выражение (1) описывает все основные типы искажений пространственной фазы, характерные для излучения ОПУЧИ среднего ИК-диапазона, включая наклон фронта и астигматизм выходного пучка. Конкретные значения параметров пространственного профиля фазы в выражении (1) задаются на основе экспериментальной характеризации излучения среднего ИК-диапазона, генерируемого описанной выше системой ОПУЧИ. Полная картина фокусировки такого пучка (рис. 2), определенная путем последовательной съемки распределения интенсивности в фокусируемом пучке с помощью специально спроектированной для этой цели ИК-камеры, удовлетворительно описывается в модели параболической фокусировки пучка вида (1) с параметрами $\xi = 0.02$, $\varepsilon = 950$ см, $\sigma_y = 30$ пс$^{-1}$ см$^{-1}$, $\sigma_x = 0$ пс$^{-1}$ см$^{-1}$, $\alpha_x = \alpha_y = 0$ пс см$^{-1}$. Ключевым результатом этого анализа является вывод о том, что в условиях наших экспериментов эффекты пространственно-временного наклона фронта поля оказывают значительно меньшее влияние на качество фокусировки излучения по сравнению с эффектами астигматизма.

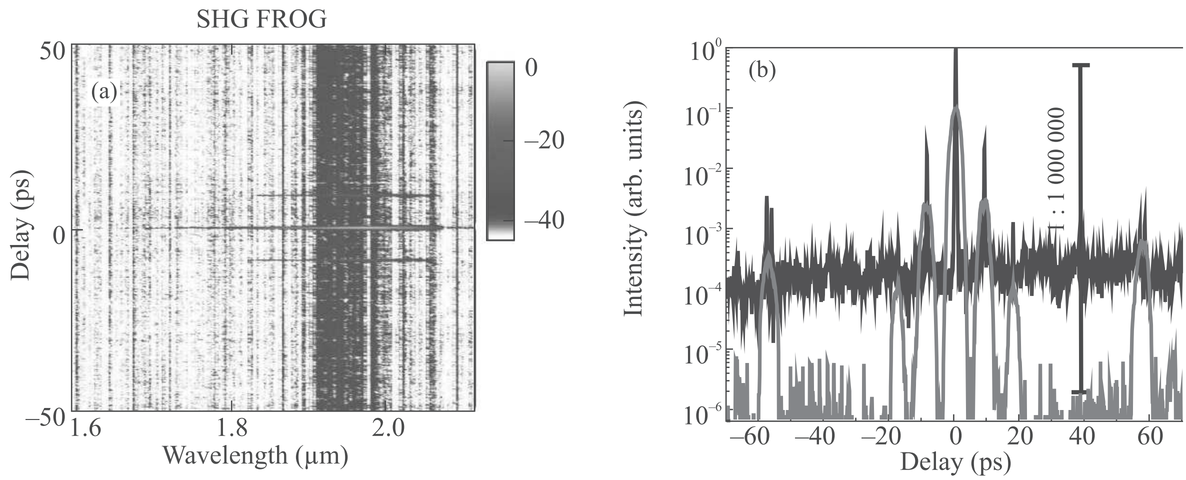

Рис. 4. (Цветной онлайн) Характерная SHG-FROG-спектрограмма (a) и полученная на основе обработки этой спектрограммы автокорреляционная функция интенсивности (b) импульса среднего ИК-излучения. Розовой кривой показана АК-функция интенсивности импульса среднего ИК-излучения с наложенным с помощью решеточного компрессора профилем фазы, соответствующим параметру чирпа 0.05 пс^2

Для наблюдения явления генерации оптических гармоник высокого порядка (ГГВП) формируемые в нашей экспериментальной схеме высококонтрастные сверхкороткие импульсы среднего ИК-диапазона фокусируются на поверхность твердотельной мишени с помощью параболического зеркала с фокусным расстоянием 5 см (рис. 1). Мишень помещается в вакуумную камеру, в которой поддерживается давление фонового газа не выше 10^{-7} бар (рис. 1). В экспериментах исследовались мишени из боросиликатного стекла БК7, сапфира, фторида кальция и кремния с толщиной 2–3 мм. В спектрах излучения, отраженного от поверхности мишени, наблюдается интенсивный сигнал на частоте гармоник вплоть до 17-й поля накачки. На рис. 3a и b представлены характерное угловое распределение интенсивности и спектры излучения высоких гармоник, полученные при фокусировке излучения накачки на поверхность мишени из боросиликатного стекла БК7 толщиной 2 мм под углом $\theta = 45°$ относительно нормали к поверхности. Один из ключевых результатов выполненных экспериментов заключается в появлении при уровнях энергии импульсов накачки в районе 17–25 мДж интенсивного ГГВП-излучения не только в схеме с p-поляризованной накачкой, но и для s-поляризованного поля накачки. Этот результат свидетельствует [1–4] о релятивистской природе явления ГГВП в условиях выполненных экспериментов.

Наблюдение релятивистских явлений при таких необычно низких уровнях пиковой мощности лазерного поля становится возможным за счет формирования высококачественной пространственно-временной моды лазерного поля с точно заданным состоянием поляризации. Такая структура поля обеспечивает высокую интенсивность излучения в фокусе пучка и эффективное ускорение электронов низкочастотным электромагнитным полем высококонтрастного лазерного импульса точно заданной поляризации на предельно резкой границе вакуум–твердое тело. Высокая чистота поляризации излучения накачки достигается в наших экспериментах за счет использования проволочно-решеточного поляризатора (Thorlabs WP50L-UB или аналогичный), обеспечивавшего подавление ортогонально поляризованной компоненты поля по отношению к интенсивности поля требуемой поляризации на уровне 10000 : 1 (для $\lambda \approx 3.9$ мкм).

Высокий временной контраст лазерного импульса является одним из ключевых условий реализации релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом при фокусировке лазерного поля на твердую мишень. Сложность определения контраста мощных сверхкоротких импульсов среднего ИК-излучения обусловлена необходимостью регистрации сигнала в необычайно широком динамическом диапазоне для импульсов среднего ИК-излучения длительностью менее 100 фс в интервале временных задержек до нескольких пикосекунд. Стандартные методы временной характеризации лазерных импульсов не обеспечивают необходимого динамического диапазона и не позволяют выполнять измерения в таком широком интервале временных задержек.

Для решения задачи определения контраста мощных сверхкоротких импульсов среднего ИК-

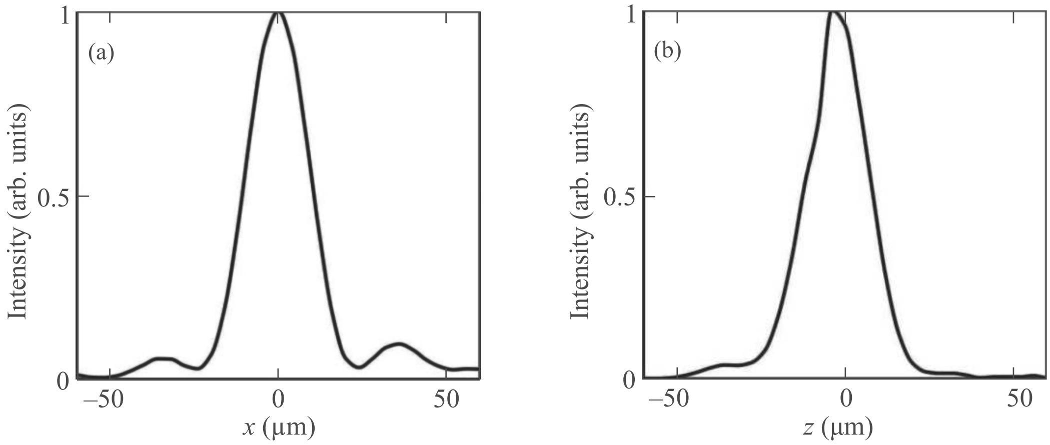

Рис. 5. (Цветной онлайн) Характерные поперечные профили интенсивности поля в фокусе пучка накачки, измеренные вдоль двух ортогональных координат x (a) и z (b) для импульса среднего ИК-излучения длительностью 80 фс

диапазона нами разработана специальная процедура (рис. 4a, b), основанная на измерении автокорреляционной (АК) функции интенсивности (рис. 4a) методом разрешенного по частоте оптического стробирования сигнала второй гармоники (SHG FROG). Разработанная процедура предусматривает SHG-FROG-измерения (рис. 4b) как со спектрально ограниченными импульсами ОПУЧИ, так и с импульсами со специальным, точно настраиваемым профилем фазы. Длительность импульса излучения среднего ИК-диапазона в этих измерениях варьируется от 80 фс до нескольких пикосекунд. При этом имеется возможность ослабления интенсивности лазерного поля на несколько порядков для обеспечения необходимого динамического диапазона. Перестройка фазы практически не влияет на соотношение интенсивности поля пикосекундного пьедестала импульса и пиковой интенсивности поля (рис. 4c). Представленные на рис. 4a и c результаты показывают, что во всем исследованном в наших экспериментах диапазоне параметров интенсивность светового поля пикосекундного пьедестала формируемого системой ОПУЧИ импульса излучения среднего ИК-диапазона не превышает $5 \cdot 10^{-6}$.

Для оценки верхней границы интенсивности поля накачки на поверхности мишени производилось прямое измерение размеров пучка в фокусе используемого в ГГВП-экспериментах параболического зеркала (рис. 1). Для этой цели изображение пучка накачки в фокусе параболического зеркала перестраивалось на анализатор профиля излучения с 25-кратным увеличением. В качестве анализатора профиля пучка в наших экспериментах использовалась пироэлектрическая камера с детектором излучения среднего ИК-диапазона на основе кристалла $LiTaO_3$. Характерные поперечные профили интенсивности поля в фокусе пучка накачки, измеренные вдоль двух ортогональных координат, представлены на рис. 5a и b. Характерный диаметр пучка накачки, получаемый на основе анализа изображения его пространственного профиля в фокусе параболического зеркала, для импульса с энергией $W \approx 25$ мДж составляет $d \approx 18$ мкм (см. рис. 5a). Интенсивность поля накачки в фокусе такого пучка составляет $I_0 \approx \approx 1.2 \cdot 10^{17}$ Вт/см^2. Выполненные измерения, таким образом, указывают на то, что для импульсов среднего ИК-излучения с длиной волны $\lambda \approx 3.9$ мкм, длительностью 80 фс и характерной для наших экспериментов энергией 25 мДж, соответствующей пиковой мощности 0.3 ТВт, достигаются значения пондеромоторного лазерного потенциала $a_0 \sim 1.2$, преодолевающие релятивистский порог $a_0 = 1$.

Сформированная таким образом высококачественная пространственно-временная мода поля накачки, сочетающая высококонтрастный интенсивный сверхкороткий импульс во времени с хорошо фокусируемым профилем пучка в пространстве и точно заданным состоянием поляризации, является ключевым фактором, обуславливающим возможность реализации релятивистского режима взаимодействия излучения с веществом в поле световых импульсов умеренной пиковой мощности. В условиях выполненных экспериментов явления, свидетельствующие о релятивистском характере взаимодействия излучения с веществом, наблюдаются уже при пиковой мощности импульсов накачки на уровне 0.3 ТВт.

На рисунке 3a представлено характерное угловое распределение суммарной интенсивности излучения гармоник высокого порядка $I_h(\varphi_x, \varphi_y)$, измеренной в функции угловых переменных φ_x и φ_y, отсчитываемых от направления зеркального отражения излучения накачки. Как видно из представленных на рис. 3а карт $I_h(\varphi_x, \varphi_y)$, излучение гармоник в условиях наших экспериментов характеризуется высокой направленностью, свидетельствующей о когерентном характере явления ГГВП. На всех измеренных в экспериментах распределениях $I_h(\varphi_x, \varphi_y)$ наблюдается явно выраженный максимум при $\varphi_x = \varphi_y = 0$, т.е. в направлении зеркального отражения.

На рисунке 3b представлены спектры ГГВП, измеренные с разрешением по углу путем сканирования диафрагмы по пучку излучения гармоник. Число гармоник, наблюдаемых в спектре отраженного излучения, увеличивается с ростом интенсивности поля накачки. Все основные свойства спектров гармоник высокого порядка, а также их поляризационные свойства и свойства углового распределения их интенсивности согласуются с известной картиной ГГВП в релятивистском режиме взаимодействия излучения с твердотельной мишенью [1–5, 22–28].

Таким образом, представленные в настоящей работе эксперименты по генерации оптических гармоник высокого порядка показывают возможность реализации релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом в поле лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с пиковой мощностью на уровне 0.3 ТВт. Возможность наблюдения релятивистских явлений при таких необычно низких уровнях пиковой мощности лазерного поля в условиях представленных экспериментов обусловлена четырьмя основными физическими факторами: (1) увеличением кинетической энергии электронов с понижением частоты лазерного поля; (2) высоким пространственным качеством лазерного излучения, обеспечивающим возможность достижения высоких интенсивностей поля за счет его фокусировки; (3) высокой чистотой поляризационного состояния поля накачки, (4) высоким контрастом лазерного импульса, обеспечивающим предельно высокий градиент плотности поверхностной плазмы на границе вакуум–твердое тело.

Исследования в области каскадных спектрально-временных преобразований сверхкоротких лазерных импульсов поддержаны грантом Российского научного фонда # 18-72-10109. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 18-29-20031, 18-02-01141, 19-02-00473, 18-32-20196, 18-02-40034), Министерства науки и высшего образования РФ (госконтракт 14.Z50.31.0040, 17 февраля 2017 г.), грантом Президента РФ (МК-3820.2019.2), фондом Уелча (грант # A-1801-20180324).

1. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, Rev. Mod. Phys. **78**, 309 (2006).
2. B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustaizis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys, Nature Phys. **2**, 456 (2006).
3. A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wünsche, and D. von der Linde, Phys. Rev. Lett. **98**, 103902 (2007).
4. U. Teubner and P. Gibbon, Rev. Mod. Phys. **81**, 445 (2009).
5. B. Dromey, S. Rykovanov, M. Yeung, R. Hörlein, D. Jung, D. C. Gautier, T. Dzelzainis, D. Kiefer, S. Palaniyppan, R. Shah, J. Schreiber, H. Ruhl, J. C. Fernandez, C. L. S. Lewis, M. Zepf, and B. M. Hegelich, Nature Phys. **8**, 804 (2012).
6. D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
7. A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, Opt. Commun. **88**, 437 (1992).
8. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, А. А. Воронин, А. Пугжлис, Г. Андрюкайтис, Е. А. Степанов, С. И. Алишаускас, Т. Флери, А. Б. Федотов, В. Я. Панченко, А. Балтушка, А. М. Желтиков, УФН **185**, 97 (2015).
9. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, E. A. Stepanov, G. Andriukaitis, T. Flöry, S. Ališauskas, A. B. Fedotov, A. Baltuška, and A. M. Zheltikov, Sci. Rep. **5**, 8368 (2015).
10. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, S. I. Mitryukovsky, A. B. Fedotov, E. E. Serebryannikov, D. V. Meshchankin, V. Shumakova, S. Ališauskas, A. Pugžlys, V. Ya. Panchenko, A. Baltuška, and A. M. Zheltikov, Optica **3**, 299 (2016).
11. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, S. I. Mitryukovskiy, D. A. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, G. Andriukaitis, T. Flöry, E. A. Stepanov, A. B. Fedotov, A. Baltuška, and A. M. Zheltikov, Opt. Lett. **40**, 2068 (2015).
12. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, S. I. Mitryukovsky, M. V. Rozhko, A. Pugžlys, A. B. Fedotov, V. Ya. Panchenko, A. Baltuška, and A. M. Zheltikov, Opt. Lett. **41**, 3479 (2016).
13. J. Weisshaupt, V. Juvé, M. Holtz, S. Ku, M. Woerner, T. Elsaesser, S. Ališauskas, A. Pugžlys, and A. Baltuška, Nature Photonics **8**, 927 (2014).
14. D. Woodbury, L. Feder, V. Shumakova, C. Gollner, R. Schwartz, B. Miao, F. Salehi, A. Korolov, A. Pugžlys, A. Baltuška, and H. M. Milchberg, Opt. Lett. **43**, 1131 (2018).

15. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. M. Nazarov, A. A. Voronin, M. V. Rozhko, A. D. Shutov, S. V. Ryabchuk, E. E. Serebryannikov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, Optica **7**, 15 (2020).
16. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, P. B. Glek, M. V. Rozhko, E. A. Stepanov, A. D. Shutov, S. V. Ryabchuk, A. A. Voronin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, Opt. Lett. **45**, 750 (2020).
17. А. А. Ланин, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **98**, 423 (2013).
18. А. А. Ланин, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **103**, 184 (2016).
19. E. A. Stepanov, A. A. Lanin, A. A. Voronin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, Phys. Rev. Lett. **117**, 043901 (2016).
20. G. Andriukaitis, T. Balčiunas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M.-C. Chen, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, Opt. Lett. **36**, 2755 (2011).
21. T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev et al. (Collaboration), Science **336**, 1287 (2012).
22. Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко, С. Г. Рыкованов, Письма в ЖЭТФ **81**, 11 (2005).
23. В. Т. Платоненко, А. Ф. Стержантов, Письма в ЖЭТФ **91**, 77 (2010).
24. T. Baeva, S. Gordienko, and A. Pukhov, Phys. Rev. E **74**, 046404 (2006).
25. C. Thaury, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. d'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and Ph. Martin, Nature Phys. **3**, 424 (2007).
26. J. M. Mikhailova, M. V. Fedorov, N. Karpowicz, P. Gibbon, V. T. Platonenko, A. M. Zheltikov, and F. Krausz, Phys. Rev. Lett. **109**, 245005 (2012).
27. A. Borot, A. Malvache, X. Chen, A. Jullien, J.-P. Geindre, P. Audebert, G. Mourou, F. Quéré, and R. Lopez-Martens, Nature Phys. **8**, 416 (2012).
28. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, P. B. Glek, M. V. Rozhko, E. A. Stepanov, A. D. Shutov, S. V. Ryabchuk, A. A. Voronin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, Opt. Lett. **45**, 750 (2020).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 30 – 37

Самоиндуцированная прозрачность для терагерцовых импульсов из нескольких колебаний

С. В. Сазонов[+*1)], *Н. В. Устинов*[×○]

[+]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[*]*Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), 125993 Москва, Россия*

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

[○]*Калининградский институт управления, 236001 Калининград, Россия*

Поступила в редакцию 6 мая 2020 г.
После переработки 26 мая 2020 г.
Принята к публикации 26 мая 2020 г.

Получена новая интегрируемая система уравнений, описывающая эффект самоиндуцированной прозрачности для терагерцовых импульсов с малым числом колебаний, распространяющихся в системе резонансных туннельных переходов. При выводе этой системы применен подход, основанный на использовании понятий огибающих для электрического поля импульса и дипольных моментов, задействованных во взаимодействии с ним резонансных и нерезонансных переходов. Такой подход позволяет описывать солитоны, скорость которых может быть значительно меньше линейной групповой скорости света в среде. Это выгодно отличает его от метода, при котором понятие огибающих не используется, но плотность среды предполагается малой.

DOI: 10.31857/S1234567820130054

Введение. В последнее время довольно активно исследуются вопросы взаимодействия терагерцового электромагнитного излучения с веществом [1–5]. Терагерцовое излучение уже сейчас находит различные приложения в системах безопасности, восстановления изображений, связи, астрономии, медицине, спектроскопии и т. д. К настоящему времени в различных научных лабораториях генерируются терагерцовые сигналы настолько высоких интенсивностей, что в самую пору говорить о необходимости развития "нелинейной терагерцовой оптики" [6, 7]. Это утверждение усиливается тем фактом, что нелинейные эффекты в терагерцовом диапазоне проявляются при интенсивностях излучения, на много порядков меньших, чем соответствующие интенсивности в оптическом диапазоне [8].

Одно из направлений развития нелинейной оптики связано с исследованиями солитонных режимов распространения коротких оптических импульсов в нелинейных диспергирующих средах [9]. При этом различают резонансные и нерезонансные солитоны. Как известно, первые солитоны, экспериментально наблюдавшиеся в нелинейной оптике, были резонансными. Ими были импульсы самоиндуцированной прозрачности (СИП) [10, 11].

Возвращаясь к терагерцовым сигналам, приходим к выводу о желательности исследования для них эффекта СИП. В терагерцовой области спектра лежат колебательные, вращательные, колебательно-вращательные и туннельные квантовые переходы среды. Поэтому именно эти переходы могут сильно возбуждаться терагерцовыми импульсами, испытывая с ними резонансное взаимодействие. В работах [7, 12, 13] рассмотрены туннельные переходы протона в двухъямном молекулярном потенциале. В этом случае туннельное расщепление приводит к образованию двух близколежащих квантовых состояний, разделенных по частоте терагерцовым интервалом.

В связи с изложенным выше актуальным представляется развитие резонансной нелинейной оптики терагерцового диапазона. Проводя здесь активные параллели с резонансной нелинейной оптикой видимого диапазона, следует ожидать соответствующих сходств и различий. Это обстоятельство может оказаться важным как со стороны фундаментальных исследований, так и с прикладной точки зрения.

При оптическом методе генерации терагерцового излучения, основанном на эффекте оптического выпрямления, генерируемые сигналы содержат порядка всего нескольких периодов электромагнитных колебаний [14, 15]. Поэтому в спектральном смысле они являются широкополосными. Тем не менее в

[1)]e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

спектре таких импульсов можно выделить доминирующую частоту ω, определяемую периодом содержащихся в них нескольких осцилляций.

Помимо нерезонансного эффекта оптического выпрямления для генерации импульсов длительностью в несколько периодов колебаний (включая терагерцовые сигналы) может быть использована пассивная синхронизация мод при резонансном эффекте СИП [16, 17].

Ситуация, описанная выше, позволяет при построении теории сделать акцент на двух аспектах. Первый состоит в том, что в среде можно выделить два квантовых уровня, частота перехода между которыми близка к доминирующей частоте в спектре терагерцового импульса. Тем не менее, достаточно широкий спектр таких импульсов приводит к необходимости отойти от приближения двухуровневой среды, учтя и другие квантовые переходы. Суть второго аспекта состоит в том, что в этом случае можно использовать понятия огибающих для импульса и нестационарных дипольных моментов среды. Важно, однако, что эти огибающие здесь не являются медленно меняющимися.

Первый аспект был принят во внимание в работах [7, 12, 13], где примешивающиеся к резонансному взаимодействию переходы на вышележащие квантовые уровни учитывались в приближении оптической прозрачности. Как результат, в работе [13] была получена обобщенная редуцированная система Максвелла–Блоха (ОРМБ), интегрируемая методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) [18–20]. В этой системе не используются понятия огибающих для поля и материальных переменных. Ее бризерные решения в резонансном случае описывают терагерцовые солитоны СИП с малым числом электромагнитных колебаний. Однако вывод системы ОРМБ схож во многом с выводом обычной редуцированной системы уравнений Максвелла–Блоха [21] и предполагает, что она описывает эффект СИП только при малой плотности туннельных переходов. В этом случае скорость распространения солитонов близка к линейной скорости света в среде.

Если отвлечься от приближения малой плотности квантовых переходов, то при эффекте СИП скорость резонансных солитонов может на 2 – 4 порядка быть меньше, чем линейная скорость света в среде [10, 11, 22]. Чтобы рассмотреть терагерцовые солитоны с малым числом колебаний в достаточно плотной резонансной среде, следует учесть второй отмеченный выше аспект. А именно, использовать понятие огибающих для электрического поля терагерцового импульса и для нестационарных дипольных моментов возбуждаемых квантовых переходов. Заметим, что такой подход хорошо себя зарекомендовал в нерезонансной нелинейной оптике импульсов длительностью в несколько колебаний [23]. Здесь же этот подход позволит исследовать резонансные терагерцовые солитоны с малым числом колебаний и скоростями, значительно меньшими линейной скорости света в среде. Такое исследование и составляет содержание настоящей работы.

Уравнения самоиндуцированной прозрачности для импульсов из малого числа колебаний. В качестве среды будем рассматривать протоны, способные туннелировать между минимумами молекулярных двухъямных потенциалов [7, 12, 13]. Такая ситуация реализуется, например, в кристаллах типа KDP [24]. Из-за туннелирования протонов происходит расщепление основного состояния с образованием двух близких квантовых уровней с номерами 1 и 2, разделенных частотным интервалом терагерцового диапазона. С этих уровней разрешены переходы на удаленные вверх по энергии состояния. Из-за правил отбора по четности с уровней 1 и 2 разрешены переходы на разные состояния. По этой причине аппроксимируем удаленные состояния двумя квантовыми уровнями с номерами 3 и 4 противоположных четностей. Таким образом, в условиях рассматриваемой задачи приходим к четырехуровневой модели с разрешенными переходами $1 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 4$, частоты переходов которых равны $\omega_{21} \equiv \omega_0$, ω_{31} и ω_{42} соответственно. При этом выполняется условие [24, 25]

$$\omega_0 \approx \omega \ll \omega_{31},\, \omega_{42}. \tag{1}$$

Переходом между удаленными состояниями 3 и 4 будем пренебрегать вследствие их сильной ослабленности. Анализ показывает, что включение в модель большего, чем двух удаленных состояний принципиально ситуации не меняет [13].

Пусть световой импульс распространяется вдоль оси z. Тогда имеем следующую систему материальных уравнений для элементов ρ_{ml} матрицы плотности ρ $(m,\, l = 1,\, 2,\, 3,\, 4)$ и волнового уравнения для электрического поля E терагерцового импульса:

$$\frac{\partial \rho_{ml}}{\partial t} = -i\omega_{ml}\rho_{ml} + \frac{i}{\hbar} E \left[\hat{d}, \hat{\rho}\right]_{ml}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi n}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(d_{21}\rho_{12} + d_{31}\rho_{31} + d_{42}\rho_{24} + \text{c.c.}\right). \tag{3}$$

Здесь $\hbar$ – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, n – концентрация задействованных туннельных переходов, $\hat{d}$ – симметричная матрица дипольного момента с отличными от нуля элементами $d_{21} = d_{12}$, $d_{31} = d_{13}$, $d_{42} = d_{24}$, t – время.

Пусть центральная частота спектра терагерцового сигнала равна E. Тогда представим поле E и, согласно (2) и (3), недиагональные элементы матрицы плотности, соответствующие разрешенным переходам, в виде

$$E = \mathcal{E}\,\mathrm{e}^{i(\omega t - kz)} + \text{c.c.}, \quad \rho_{\mu\gamma} = R_{\mu\gamma}\mathrm{e}^{i(\omega t - kz)} + \text{c.c.}, \tag{4}$$

где $\mu < \gamma$, k – волновое число, соответствующее частоте ω.

Подставив (4) в (2) и (3) и отбросив быстро осциллирующие слагаемые на частоте ω, придем к системе

$$\frac{\partial R_{12}}{\partial t} = i\Delta R_{12} - \\ - i\frac{\mathcal{E}}{\hbar}\Big[d_{21}(\rho_{11} - \rho_{22}) - (d_{31}\rho_{23}^* - d_{42}\rho_{14})\Big], \tag{5}$$

$$\frac{\partial R_{13}}{\partial t} = i\omega_{31}R_{13} - i\frac{\mathcal{E}}{\hbar}\Big[d_{31}(\rho_{11} - \rho_{33}) - d_{21}\rho_{23}\Big], \tag{6}$$

$$\frac{\partial R_{24}}{\partial t} = i\omega_{42}R_{24} - i\frac{\mathcal{E}}{\hbar}\Big[d_{42}(\rho_{22} - \rho_{44}) - d_{21}\rho_{14}\Big], \tag{7}$$

$$\frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} = i\omega_{32}\rho_{23} - \frac{i}{\hbar}\Big(d_{31}\mathcal{E}R_{12}^* - d_{21}\mathcal{E}^*R_{13}\Big), \tag{8}$$

$$\frac{\partial \rho_{14}}{\partial t} = i\omega_{41}\rho_{14} - \frac{i}{\hbar}\Big(d_{42}\mathcal{E}^*R_{12} - d_{21}\mathcal{E}R_{24}^*\Big), \tag{9}$$

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = -i\frac{d_{21}}{\hbar}\Big(\mathcal{E}^*R_{12} - \mathcal{E}R_{12}^*\Big) - \\ - i\frac{d_{31}}{\hbar}\Big(\mathcal{E}^*R_{13} - \mathcal{E}R_{13}^*\Big), \tag{10}$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = i\frac{d_{21}}{\hbar}\Big(\mathcal{E}^*R_{12} - \mathcal{E}R_{12}^*\Big) - \\ - i\frac{d_{42}}{\hbar}\Big(\mathcal{E}^*R_{24} - \mathcal{E}R_{24}^*\Big), \tag{11}$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = i\frac{d_{31}}{\hbar}\Big(\mathcal{E}^*R_{13} - \mathcal{E}R_{13}^*\Big), \tag{12}$$

$$\frac{\partial \rho_{44}}{\partial t} = i\frac{d_{42}}{\hbar}\Big(\mathcal{E}^*R_{24} - \mathcal{E}R_{24}^*\Big), \tag{13}$$

$$\left[1 + i\frac{c}{2\omega}\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)\right]\left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}\right) = \\ = -i\frac{2\pi n\omega}{c}\left(1 - \frac{2i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Theta, \tag{14}$$

где $\Delta = \omega_0 - \omega$ – отстройка центральной частоты спектра импульса от резонансной частоты перехода $1 \leftrightarrow 2$, введено обозначение

$$\Theta = d_{21}R_{12} + d_{31}R_{13} + d_{42}R_{24},$$

а также принято, что $k = \omega/c$.

В правой части (14) мы пренебрегли вторыми производными по времени от R_{12}, R_{13} и R_{24}. При этом с хорошей точностью имеем $\rho_{34} = 0$. Кроме того, при получении материальных уравнений (6) и (7) мы, в соответствии с (1), учли, что $\omega_{31} - \omega \approx \approx \omega_{31} - \omega_0 \approx \omega_{31}$ и $\omega_{42} - \omega \approx \omega_{42} - \omega_0 \approx \omega_{42}$.

В силу того же условия (1) имеем $1 \gg \omega_0/\omega_{31} \sim \sim \omega/\omega_{31} \sim \omega/\omega_{42}$. Так как импульс вмещает всего несколько, но все же более одного колебания, то $\omega > 1/\tau_p$, где τ_p – временная длительность импульса. Тогда $\omega_{31}\tau_p \sim \omega_{42}\tau_p \gg 1$. Поскольку как $\omega_{31} \approx \omega_{32}$ и $\omega_{42} \approx \omega_{41}$, то с очевидностью выполняются неравенства $\omega_{32}/\omega \sim \omega_{41}/\omega \gg 1$. Перепишем отмеченные неравенства, введя малые параметры:

$$\varepsilon_1 \sim (\omega_{31}\tau_p)^{-1} \sim (\omega_{42}\tau_p)^{-1} \ll 1, \tag{15}$$

$$\varepsilon_2 \sim \frac{\omega}{\omega_{32}} \sim \frac{\omega}{\omega_{41}} \ll 1. \tag{16}$$

Ограничимся ниже приближениями первого порядка по этим параметрам.

В силу условий (15), (16) в первом порядке по ε_1 и ε_2 в уравнениях (6)–(9) можно пренебречь левыми частями, превратив их из дифференциальных уравнений в алгебраические. Тогда из (6)–(9) имеем

$$R_{13} = \frac{\mathcal{E}}{\hbar\omega_{31}}\Big[d_{31}(\rho_{11} - \rho_{33}) - d_{21}\rho_{23}\Big], \tag{17}$$

$$R_{24} = \frac{\mathcal{E}}{\hbar\omega_{42}}\Big[d_{42}(\rho_{22} - \rho_{44}) - d_{21}\rho_{14}\Big], \tag{18}$$

$$\rho_{23} = \frac{d_{31}\mathcal{E}R_{12}^* - d_{21}\mathcal{E}^*R_{13}}{\hbar\omega_{32}}, \tag{19}$$

$$\rho_{14} = \frac{d_{42}\mathcal{E}^*R_{12} - d_{21}\mathcal{E}R_{24}^*}{\hbar\omega_{41}}. \tag{20}$$

Отсюда легко видеть, что последними слагаемыми в квадратных скобках (17), (18) и в числителях (19), (20) следует пренебречь, поскольку они второго порядка малости относительно ε_1 и ε_2. Тогда, подставив (17) и (18) в уравнения (12) и (13), получим $\partial\rho_{33}/\partial t = \partial\rho_{44}/\partial t = 0$. Ниже будем считать, что до воздействия импульса на среду были заселены только два нижних состояния 1 и 2. В результате имеем $\rho_{33} = \rho_{44} = 0$. Таким образом,

$$R_{13} = \frac{d_{31}\mathcal{E}}{\hbar\omega_{31}}\rho_{11}, \quad \rho_{23} = \frac{d_{31}\mathcal{E}R_{12}^*}{\hbar\omega_{32}} \approx \frac{d_{31}\mathcal{E}R_{12}^*}{\hbar\omega_{31}}, \tag{21}$$

$$R_{24} = \frac{d_{42}\mathcal{E}}{\hbar\omega_{42}}\rho_{22}, \quad \rho_{14} = \frac{d_{42}\mathcal{E}^*R_{12}}{\hbar\omega_{41}} \approx \frac{d_{42}\mathcal{E}^*R_{12}}{\hbar\omega_{42}}. \tag{22}$$

Введем разность населенностей двух нижних состояний $W = (\rho_{22} - \rho_{11})/2$. Так как верхние состояния в принятом приближении не заселяются, то выполняется условие нормировки $\rho_{11}+\rho_{22}=1$. Отсюда имеем

$$\rho_{11}=\frac{1}{2}-W, \quad \rho_{22}=\frac{1}{2}+W. \tag{23}$$

Подставив теперь вторые выражения (21) и (22) в (5), а первые – в (10) и (11), после использования (23) придем к уравнениям

$$\frac{\partial R_{12}}{\partial t}=i\left[\Delta+\left(\frac{d_{31}^2}{\omega_{31}}-\frac{d_{42}^2}{\omega_{42}}\right)\frac{|\mathcal{E}|^2}{\hbar^2}\right]R_{12}+2i\frac{d_{21}\mathcal{E}}{\hbar}W, \tag{24}$$

$$\frac{\partial W}{\partial t}=i\frac{d_{21}}{\hbar}\left(\mathcal{E}^*R_{12}-\mathcal{E}R_{12}^*\right). \tag{25}$$

Таким образом, из материальных уравнений мы исключили переменные, относящиеся к удаленным квантовым состояниям и к переходам на них из двух нижних состояний. Проделаем теперь аналогичные операции с волновым уравнением (14).

Пусть для нерезонансных переходов $1\leftrightarrow 3$ и $2\leftrightarrow 4$ выполняется условие малой плотности

$$\eta=\frac{\pi n}{\hbar}\left(\frac{d_{31}^2}{\omega_{31}}+\frac{d_{42}^2}{\omega_{42}}\right)\ll 1. \tag{26}$$

Тогда в квадратных скобках левой части (14) можно приближенно положить $\frac{\partial}{\partial z}=-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}$. Перенося затем оператор в квадратных скобках в правую часть, будем иметь

$$\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial t}=$$
$$=-i\frac{2\pi n\omega}{c}\left(1-\frac{i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)^{-1}\left(1-\frac{2i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Theta\approx,$$
$$\approx\frac{2\pi n\omega}{c}\left(1+\frac{i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(1-\frac{2i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Theta\approx,$$
$$\approx -i\frac{2\pi n\omega}{c}\left(1-\frac{i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Theta.$$

Подставив сюда первые выражения (21) и (22), с учетом (23) получим

$$\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial z}+\frac{1}{v_g}\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial t}=-i\frac{\omega}{c}\eta\mathcal{E}-$$
$$-\frac{2\pi n}{c}\left(i\omega+\frac{\partial}{\partial t}\right)\left[d_{21}R_{12}-\left(\frac{d_{31}^2}{\omega_{31}}-\frac{d_{42}^2}{\omega_{42}}\right)\frac{\mathcal{E}}{\hbar}W\right], \tag{27}$$

где линейная групповая скорость v_g определяется выражением $v_g=c/(1+\eta)$.

Теперь используем фазовые преобразования

$$\frac{2d_{21}}{\hbar}\mathcal{E}=\psi\,\mathrm{e}^{-i\omega\eta z/c}, \quad R_{21}=R\,\mathrm{e}^{-i\omega\eta z/c}. \tag{28}$$

Тогда система уравнений (24), (25), (27) примет вид

$$\frac{\partial R}{\partial\tau}=i\left(\Delta+\beta|\psi|^2\right)R+i\psi W, \tag{29}$$

$$\frac{\partial W}{\partial\tau}=\frac{i}{2}\left(\psi^*R-\psi R^*\right), \tag{30}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial z}=-\alpha\left(i\omega+\frac{\partial}{\partial\tau}\right)\left(R-2\beta\psi W\right). \tag{31}$$

Здесь

$$\tau=t-\frac{z}{v_g}, \quad \alpha=\frac{4\pi d_{21}^2 n}{\hbar c}, \quad \beta=\frac{1}{4d_{21}^2}\left(\frac{d_{31}^2}{\omega_{31}}-\frac{d_{42}^2}{\omega_{42}}\right).$$

Системой (29)–(31) описывается эффект СИП для терагерцовых импульсов с малым числом колебаний в системе туннельных переходов.

Пренебрегая производной $\frac{\partial}{\partial\tau}$ в правой части уравнения (31), придем к системе, описывающей СИП для квазимонохроматических терагерцовых импульсов. Если к тому же положить $\beta=0$, то система (29)–(31) перейдет в систему СИП в двухуровневой среде [10, 11]. В этой связи заметим, что слагаемые с коэффициентом β в (29) и (31), учитывающие влияние квантовых переходов на удаленные уровни, в общем случае нельзя рассматривать как малые поправки к уравнениям СИП для двухуровневой среды. Например, в случае точного резонанса ($\Delta=0$) слагаемое $\beta|\psi|^2$ в скобках уравнения (29) становится доминирующим и способно оказать принципиальное влияние на эффект СИП.

Терагрецовые солитоны СИП. Система (29)–(31) тоже оказалась интегрируемой в рамках МОЗР [18–20], как и обычные уравнения СИП. Эту систему удалось записать в виде условия нулевой кривизны

$$\frac{\partial\hat{L}}{\partial z}-\frac{\partial\hat{A}}{\partial\tau}+[\hat{L},\hat{A}]=0,$$

в котором матрицы $\hat{L}$ и $\hat{A}$ имеют вид

$$\hat{L}=\frac{i}{16}\begin{pmatrix}\Xi & \frac{2\rho_-}{\sigma}(\lambda-\lambda_0)\psi\\ -\frac{2\rho_-}{\sigma}(\lambda+\lambda_0)\psi^* & -\Xi\end{pmatrix},$$

$$\hat{A}=\frac{i\alpha}{2}\begin{pmatrix}-\Phi W & \frac{2\sigma(\lambda-\lambda_0)}{\lambda-1}R\\ -\frac{2\sigma(\lambda+\lambda_0)}{\lambda-1}R^* & \Phi W\end{pmatrix}+2\alpha\beta W\hat{L}.$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\Xi=\lambda\rho_-\frac{\omega_++\beta|\psi|^2}{\beta\omega_+}-\frac{4\beta\omega_--1}{\beta}+\frac{\rho_+}{\omega_+}|\psi|^2,$$

$$\Phi = \frac{8\beta\omega_+}{\rho_-(\lambda - 1)} + 1 - 2\beta\omega,$$

$$\lambda_0 = \frac{\rho_+}{\rho_-}, \quad \sigma = \sqrt{\beta\omega_+},$$

$$\rho_\pm = 4\beta\omega_+ \pm 1, \quad \omega_\pm = \omega \pm \Delta,$$

λ – спектральный параметр.

С помощью алгебраических методов, связанных с МОЗР, нами были получены солитонные решения системы (29)–(31). Эти решения записываются в неявной форме и имеют чрезвычайно громоздкий вид. Поэтому мы не приводим здесь выражения для солитонных решений и представим только графики обезразмеренной напряженности электрического поля

$$Q = \frac{\psi}{\omega_0}\, \mathrm{e}^{i\omega\tau} + \text{c.c.},$$

соответствующей этим решениям.

Односолитонное решение системы (29)–(31) имеет один свободный параметр, в качестве которого можно выбрать длительность τ_p солитона, исходя из того, что на его хвостах имеется экспоненциальный спад: $\psi \sim \exp\left(-\frac{|t-z/v|}{\tau_p}\right)$, где v – групповая скорость солитона (см. ниже). Две постоянные, определяющие положение центра солитона и его начальную фазу, можно положить равными нулю, выбрав соответствующим образом начала отсчета координаты z и времени t. Центральная частота ω спектра терагерцового солитона задается изначально в системе (29)–(31). Значение безразмерного параметра $\omega\tau_p$ пропорционально количеству N колебаний, содержащихся в солитоне. Так, одноперoccupied периодному солитону соответствует $\omega\tau_p \approx 2\pi$. На рисунках 1 и 2 представлены графики переменной Q для случаев $\beta > 0$ и $\beta < 0$ соответственно. Импульсы, для которых $\omega\tau_p \approx 6\pi$ (трехпериодные солитоны), изображены толстыми линиями. Тонкой линией на рис. 1 показан солитон, содержащий полтора колебания ($\omega\tau_p \approx 3\pi$). На рисунках 2 тонкой линией изображен однопериодный солитон.

Имеются отличия в свойствах односолитонных решений системы (29)–(31) при разных знаках параметра β. В случае $\beta > 0$ у солитонов имеются предельные наименьшая длительность и наибольшая амплитуда. Импульс, изображенный тонкой линией на рис. 1, имеет параметры, близкие к предельным. В случае $\beta < 0$ у солитонов возникает осцилляция заостренной формы при уменьшении длительности (см. график, изображенный тонкой линией, на рис. 2). Здесь амплитуда солитона неограниченно растет при уменьшении длительности. Отмеченные эффекты ярко проявляются для однопериодных солитонов. При этом трехпериодные солитоны близки по своим свойствам к квазимонохроматическим импульсам, практически не проявляя свойств предельных и заостренных солитонов.

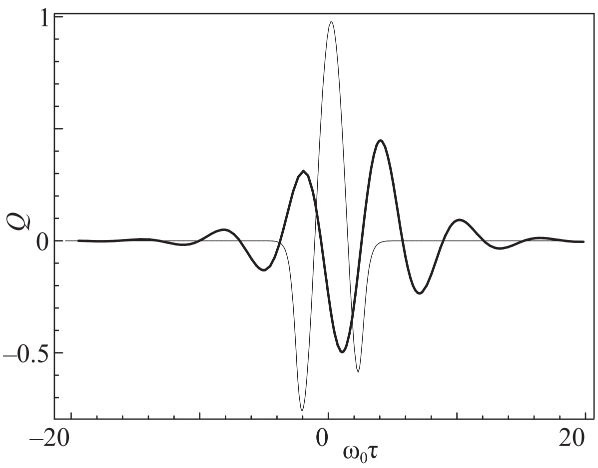

Рис. 1. Временные зависимости полуторапериодных (тонкая линия) и трехпериодных (толстая линия) солитонных профилей электрического поля лазерного импульса в случае $\beta > 0$

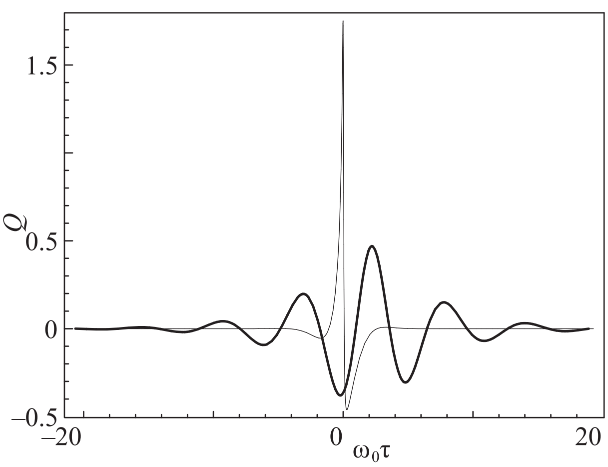

Рис. 2. Временные зависимости однопериодных (тонкая линия) и трехпериодных (толстая линия) солитонных профилей электрического поля лазерного импульса в случае $\beta < 0$

Выражение для скорости v солитонов можно получить, используя метод аналитического продолжения дисперсионных параметров на комплексную плоскость [26–28]. Согласно этому методу, сначала линеаризуем систему (29)–(31). Затем, полагая ψ, $R \sim \mathrm{e}^{i(\Omega t - qz)}$, придем к дисперсионному уравнению

$$q = \frac{\Omega}{v_g} + \alpha\frac{w_1 - w_2}{2}(\omega + \Omega)\left(\frac{1}{\Delta - \Omega} + 2\beta\right),$$

где w_1 и w_2 – начальные населенности первого и второго уровней соответственно. Теперь совершим в этом уравнении замены $q \to q + i\kappa$, $\Omega \to i/\tau_p$. Выделив после этого в обеих частях мнимые части, с помощью соотношения $1/v = 1/(\kappa\tau_p)$ и при учете (23) придем к выражению

$$\frac{1}{v} = \frac{n_0}{c} + \alpha \frac{w_1 - w_2}{2} \frac{\omega_0}{1 + (\Delta\tau_p)^2}\, \tau_p^2. \tag{32}$$

Здесь

$$n_0 = 1 + \frac{2\pi n}{\hbar}\left(\frac{d_{31}^2}{\omega_{31}} w_1 + \frac{d_{42}^2}{\omega_{42}} w_2\right)$$

– показатель преломления, создаваемый переходами $1 \leftrightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 4$.

Выражение (32) практически не отличается от выражения для обратной скорости квазимонохроматических солитонов СИП в резонансной двухуровневой среде.

В соответствии с (26) имеем $n_0 \approx 1$. Взяв, кроме того, $d_{21} \sim 10^{-18}$ СГСЭ, $n \sim 10^{22}\,\text{см}^{-3}$, $\Delta = 0$, $\omega_0 \sim \sim 10^{13}\,\text{с}^{-1}$, $\tau_p \approx 5/\omega_0$, получим $v \sim (0.01{-}0.1)\,c$. Эта оценка соответствует однопериодному терагерцовому импульсу. Таким образом, скорость однопериодного терагерцового солитона СИП может на один – два порядка быть меньше, чем скорость света в вакууме.

Пусть длительность рассматриваемого терагерцового сигнала $\tau_p \sim 10^{-12}$ с. Тогда $|\mathcal{E}| \sim \hbar/d_{21}\tau_p \sim \sim 10^3$ СГСЭ. Следовательно, интенсивность импульса $I \sim c|\mathcal{E}|^2/4\pi \sim 10^8\,\text{Вт/см}^2$. Такие интенсивности терагерцовых сигналов вполне достижимы в современных лабораториях [8]. Поэтому можно ожидать экспериментального обнаружения теоретически исследованных здесь терагерцовых солитонов СИП.

Заключение. Таким образом, здесь нами получена новая интегрируемая система материальных и волнового уравнений, описывающая эффект СИП для терагерцовых импульсов с небольшим числом колебаний. Проведенное выше исследование показывает, что использование понятия огибающих для поля и дипольных моментов среды имеет свое преимущество перед подходом, где это понятие не используется (система ОРМБ [13]).

Преимущество заключается в том, что при использовании огибающих скорость найденных солитонов СИП не обязательно должна быть близка к линейной скорости света в среде, а может на порядки быть меньше этой скорости. Это обусловлено тем, что при использовании огибающей отпадает необходимость применять приближение однонаправленного распространения, справедливого в случае малой плотности задействованных квантовых переходов [13, 21]. Здесь мы такое приближение использовали только для нерезонансных переходов $1 \leftrightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 4$ (см. (26)). В то же время для резонансного перехода $1 \leftrightarrow 2$ такое приближение не использовалось.

Значительное уменьшение скорости распространения терагерцовых сигналов при эффекте СИП может быть использовано в терагерцовых линиях задержки. Такие линии могут оказаться полезными, например, для реализации голографической записи информации с помощью широкополосных сигналов [29]. В этом случае можно говорить о развитии терагерцовой динамической голографии.

В качестве резонансной среды, на которую воздействуют мощные терагерцовые сигналы, здесь мы предложили использовать сегнетоэлектрик типа KDP, содержащий туннельные переходы протонов. Однако не следует ограничиваться только этим примером. Квантовые переходы, аналогичные рассмотренным здесь, реализуются еще в таких объектах, как квантовые точки, квантовые ямы [30–32], многослойные гетероструктуры [33] и т.д. Более того, частоты соответствующих квантовых переходов могут принадлежать терагерцовому диапазону [34]. Поэтому можно ожидать экспериментальной реализации исследованного здесь эффекта СИП и на таких объектах.

Пренебрежение быстро осциллирующими слагаемыми при выводе материальных уравнений (29) и (30) (приближение вращающейся волны [22]), а также отбрасывание высших (после первой) степеней оператора $\frac{1}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}$ при выводе волнового уравнения (31) могут проявить себя как недостатки используемого здесь подхода при рассмотрении солитонов длительностью в одно колебание. В то же время, как отмечалось выше, для однопериодного солитона $\omega\tau_p \approx 2\pi$. Тогда учет второй и высших степеней разложения данного оператора в волновом уравнении, а также быстро осциллирующих слагаемых в материальных уравнениях эквивалентны относительным поправкам $\sim (\omega\tau_p)^{-2} \approx 0.025$. Поэтому мы можем утверждать, что уже однопериодные солитоны описываются системой (29)–(31) с хорошей точностью. Это утверждение тем более справедливо для двух- и трехпериодных солитонов, не говоря о солитонах с еще большим количеством колебаний.

Немаловажным и естественным представляется обобщение системы (29)–(31) на случай учета неоднородного уширения резонансного туннельного перехода и исследование такой системы на интегрируемость с поиском соответствующих солитонных решений. Однако данное исследование выходит за рамки настоящей работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (# 19-02-00234а).

1. G. Kh. Kitaeva, Laser Phys. Lett. **5**, 559 (2008).
2. А. Н. Тучак, Г. Н. Гольцман, Г. Х. Китаева, А. Н. Пенин, С. В. Селиверстов, М. И. Финкель, А. В. Шепелев, П. В. Якунин, Письма в ЖЭТФ **96**, 97 (2012) [A. N. Tuchak, G. N. Gol'tsman, G. Kh. Kitaeva, A. N. Penin, S. V. Seliverstov, M. I. Finkel, A. V. Shepelev, and P. V. Yakunin, JETP Lett. **96**, 94 (2012)].
3. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **96**, 281 (2012) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **96**, 263 (2012)].
4. S. Stremoukhov and A. Andreev, J. Opt. Soc. Am. B **34**, 020232 (2017).
5. А. Н. Бугай, ЭЧАЯ **50**, 185 (2019) [A. N. Bugay, Physics of Particles and Nuclei **50**, 210 (2019)].
6. C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, and F. Ardana, Appl. Phys. Lett. **99**, 161116 (2011).
7. С. В. Сазонов, ЖЭТФ **146**, 483 (2014) [S. V. Sazonov, JETP **119**, 423 (2014)].
8. A. N. Tsypkin, M. V. Melnik, M. O. Zhukova, I. O. Vorontsova, S. E. Putilin, S. A. Kozlov, and X. C. Zhang, Opt. Express **27**, 10419 (2019).
9. Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, *Оптические солитоны: от волоконных световодов к фотонным кристаллам*, Физматлит, М. (2005), 648 с. [Yu. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, Academic Press, N.Y. (2003)].
10. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. Lett. **18**, 908 (1967).
11. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. **183**, 457 (1969).
12. S. V. Sazonov and N. V. Ustinov, Phys. Rev. A **98**, 063803 (2018).
13. S. V. Sazonov and N. V. Ustinov, Phys. Rev. A **100**, 053807 (2019).
14. А. Г. Степанов, А. А. Мельников, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, Письма в ЖЭТФ **85**, 279 (2007) [A. G. Stepanov, A. A. Mel'nikov, V. O. Kompanets, and S. V. Chekalin, JETP Lett. **85**, 227 (2007)].
15. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **87**, 470 (2008) [A. N. Bugai and S. V. Sazonov, JETP Lett. **87**, 403 (2008)].
16. М. В. Архипов, Р. М. Архипов, А. А. Шимко, И. Бабушкин, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **109**, 657 (2019) [M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, A. A. Shimko, I. Babushkin, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **109**, 634 (2019)].
17. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **110**, 9 (2019) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. A. Shimko, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **110**, 15 (2019)].
18. В. Е. Захаров, С. В. Манаков, С. П. Новиков, Л. П. Питаевский, *Теория солитонов: метод обратной задачи*, Наука, М. (1980) [V. E. Zakharov, S. V. Manakov, S. P. Novikov, and L. P. Pitaevskii, *Theory of Solitons: The Inverse Scattering Method*, Consultants Bureau, N.Y. (1984)].
19. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, Мир, М. (1988) [R. K. Dodd, J. C. Eilbeck, J. Gibbon, and H. C. Morris, *Solitons and Nonlinear Wave Equations*, Academic Press, N.Y. (1982)].
20. M. J. Ablowitz and P. A. Clarkson, *Solitons, Nonlinear Evolution Equations and Inverse Scattering*, Cambridge University Press, Cambridge (1991).
21. P. J. Caudrey, J. C. Eilbeck, J. D. Gibbon, and R. K. Bullough, J. Phys. A: Math. Nucl. Gen. **6**, L53 (1973).
22. Л. Ален, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, М. (1978) [L. Allen and J. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, John Wiley and Sons, N.Y. (1975)].
23. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
24. В. Г. Вакс, *Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков*, Наука, М. (1973), 327 с.
25. R. Blintz and B. Zheks, *Soft Modes in Ferroelectrics and Antiferroelectrics*, North-Holland, Amsterdam (1974).
26. E. Shlöman, Appl. Phys. Lett. **19**, 274 (1971).
27. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, Письма в ЖЭТФ **27**, 226 (1978) [V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov, and A. L. Sukstanskii, JETP Lett. **27**, 211 (1978)].
28. С. В. Сазонов, ЖЭТФ **119**, 419 (2001) [S. V. Sazonov, JETP **92**, 361 (2001)].
29. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **111**, 586 (2020).
30. А. И. Маймистов, Оптика и спектроскопия **97**, 981 (2004) [A. I. Maimistov, Optics and Spectroscopy **97**, 920 (2004)].
31. А. М. Башаров, С. А. Дубовис, ЖЭТФ **128**, 476 (2005) [A. M. Basharov and S. A. Dubovis, JETP **101**, 410 (2005)].
32. А. М. Башаров, С. А. Дубовис, Н. В. Знаменский, Оптика и спектроскопия **104**, 784 (2008) [A. M. Basharov, S. A. Dubovis, and N. V. Znamenskii, Optics and Spectroscopy **104**, 709 (2008)].
33. А. Е. Щеголев, А. М. Попов, А. В. Богацкая, П. М. Никифорова, М. В. Терешонок, Н. В. Кленов, Письма в ЖЭТФ **111**, 443 (2020) [A. E. Shchegolev, A. M. Popov, A. V. Bogatskaya, P. M. Nikiforova, M. V. Tereshonok, and N. V. Klenov, JETP Lett. **111**, 371 (2020)].
34. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, Н. С. Куликов, В. В. Уточкин,

Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, Х.-В. Хюберс, Ф. Теппе, С. В. Морозов, Письма в ЖЭТФ **109**, 679 (2019) [D. V. Kozlov, V. V. Rumyantsev, A. M. Kadykov, M. A. Fadeev, N. S. Kulikov, V. V. Utochkin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, V. I. Gavrilenko, H. W. Hubers, F. Teppe, and S. V. Morozov, JETP Lett. **109**, 657 (2019)].

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 38 – 44

Метаструктуры для гигантского усиления рамановского рассеяния света в ближней ИК-области спектра

В. И. Кукушкин[1)], *В. Е. Кирпичев, Е. Н. Морозова, В. В. Соловьев, Я. В. Федотова, И. В. Кукушкин*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 28 апреля 2020 г.
После переработки 28 мая 2020 г.
Принята к публикации 28 мая 2020 г.

Исследованы свойства периодических диэлектрических структур, покрытых толстым слоем металла, которые позволяют усиливать сигнал неупругого рассеяния света более чем на восемь порядков при длине волны лазерного возбуждения 1064 нм. Показано, что гигантское резонансное усиление рамановского сигнала в ближней инфракрасной области спектра, помимо дополнительно усиленного плазменного резонанса, обеспечивается также геометрическим резонансом между размерами диэлектрической структуры и длиной волны лазерного излучения. Изучена зависимость коэффициента усиления рамановского рассеяния света от высоты столбиков в периодических диэлектрических структурах, а также зависимость усиления от толщины слоя металлического покрытия. Обнаружены новые резонансные моды, для которых высота диэлектрических столбиков равна 1/4, 1/2 и 3/4 длины волны лазерного излучения. Показано, что в ближней инфракрасной области спектра могут быть достигнуты рекордно большие коэффициенты усиления рамановского рассеяния света, что связано также с высокой добротностью плазменных волн в металлах при этих частотах.

DOI: 10.31857/S1234567820130066

Одной из важнейших задач современной физики твердого тела и микроэлектроники является проблема усиления локального электромагнитного поля вблизи метаповерхностей, представляющих собой сочетание наноструктурированных металлических и диэлектрических резонаторов. Решение этой принципиально важной задачи позволит на порядки повысить чувствительность детекторов электромагнитного излучения. При этом особую актуальность эта задача имеет в далекой инфракрасной (ИК) и терагерцовой области частот, где уровень чувствительности детекторов пока не является достаточно высоким. Следует отметить, что в области частот, отвечающих видимому диапазону электромагнитных волн, имеется хорошо установленный пример колоссального усиления локального поля: SERS-эффект (Surface Enhanced Raman Scattering), который приводит к гигантскому усилению интенсивности рамановского рассеяния света за счет плазмонных эффектов в миллиарды раз. Цель настоящей работы заключается в разработке и исследовании свойств комбинированных плазмон-диэлектрических метаструктур, в которых возможно получать гигантское усиление локального поля в ИК-области частот. При этом измерение коэффициента усиления локального поля в ИК-области спектра будет проводиться с помощью изучения рамановского SERS-эффекта.

Традиционно рамановская спектроскопия с гигантским усилением интенсивности рассеяного света за счет плазмонных эффектов (SERS-эффект) [1–3] применяется на довольно коротких длинах волн лазерного возбуждения (450–750 нм), потому что эффект неупругого рассеяния света тем сильнее, чем короче длина волны лазерного возбуждения. Однако при использовании данного диапазона длин волн обычно возникает проблема, связанная с сильной фоновой люминесценцией, а также проявляется деградация органических молекул из-за сильного поглощения света. Кроме того, с увеличением частоты электромагнитного излучения практически во всех металлах (особенно в золоте) существенно уменьшается параметр добротности плазменных волн (отношение квадрата реальной части диэлектрической проницаемости к ее мнимой части) и, как следствие, значительно растет их затухание [4, 5]. Для решения обозначенных выше проблем можно использовать более длинноволновое ИК лазерное возбуждение, поскольку в этой области длин волн затухание плазменных волн резко снижается [5] и, кроме того, практически исчезают проблемы, связанные с интенсивной люминесценцией и деградацией молекул.

[1)]e-mail: kukush@issp.ac.ru

Необходимо отметить, что простое утверждение про интенсивность рамановского рассеяния, которая пропорциональна четвертой степени частоты возбуждения, является правильным только для случая нерезонансного "объемного" неупругого рассеяния света. Если же говорить о рассеянии с гигантским усилением рамановского сигнала на наноструктурированных металлических SERS-подложках, то ситуация может быть прямо противоположной. Дело в том, что в этом случае более важна зависимость коэффициента усиления от частоты, которая задается квадратом добротности плазменных волн в металле Q^2, определяющейся отношением квадрата действительной (ϵ_1) и мнимой (ϵ_2) частей диэлектрической проницаемости: $Q = \epsilon_1^2/\epsilon_2$. Хорошо известно [5], что при увеличении длины волны от 500 до 1500 нм добротности плазменных волн в серебре и в золоте меняются на порядки, что компенсирует потери в интенсивности рассеяния, связанные с отмеченной выше биквадратичной частотной зависимостью интенсивности рассеяния света. Таким образом, SERS-усиление в ближней ИК-области частот может быть значительно больше, чем усиление в видимой области спектра. Кроме того, с увеличением длины волны лазерного возбуждения в случае SERS подложек возникает возможность усиливать сигнал на значительно большем расстоянии от подложки, что позволяет исследовать большие по размеру молекулы [6]. Также следует отметить, что для создания SERS-подложек, работающих на длинах волн более 1000 нм, можно использовать не электронную, а фотолитографию, что существенно уменьшает стоимость производства таких структур.

Таким образом, одна из важнейших задач бионанотехнологии заключается в разработке стабильных и дешевых SERS-активных наноструктур, работающих в ближней ИК-области (длина волны 1000–1500 нм) и имеющих максимальное усиление рамановского сигнала [7–9].

В одной из наших предыдущих работ [10, 11] были разработаны и исследованы свойства комбинированных диэлектрических и металлических резонаторов, предназначенных для получения гигантского усиления сигнала неупругого рассеяния света. В этом случае диэлектрические резонаторы создавались на подложках $\mathrm{Si/SiO_2}$, в которых с помощью электронной литографии и плазменного травления изготавливались периодические структуры (диэлектрические квадратные столбики высотой 10–400 нм) с планарным размером a (и периодом $p = 2a$), который изменялся в интервале от 50 до 1500 нм. Для создания комбинированного диэлектрического и металлического резонатора на изготовленную периодическую диэлектрическую структуру методом термического напыления наносился толстый слой металла. В работах [11, 12] нами было установлено, что для разных длин волн лазерного возбуждения при разных фиксированных высотах диэлектрических столбиков наблюдаются осцилляции коэффициента усиления рамановского сигнала в зависимости от периода (и планарного размера) столбиков. Обнаруженные осцилляции усиления рамановского сигнала определяются модами комбинированного резонатора, и максимальное усиление достигается, когда параметр a равняется половине длины волны излучения лазера.

В настоящей работе для случая лазерного излучения с длиной волны 1064 нм мы исследовали зависимости коэффициента усиления интенсивности рамановского рассеяния света от высоты столбиков в периодических диэлектрических структурах, а также от толщины слоя металлического покрытия. Обнаружены новые резонансные моды, для которых высота диэлектрических столбиков равна $1/4$, $1/2$ и $3/4$ длины волны лазерного излучения. Показано, что в ближней ИК-области спектра могут быть достигнуты рекордно большие коэффициенты усиления рамановского рассеяния света, что связано также с высокой добротностью плазменных волн в металлах при этих частотах.

Исследованные структуры создавались методом, подробно описанным в работах [10–12]: на термически оксидированной кремниевой подложке (размером 5×5 мм с толщиной окисла 1200 нм) были изготовлены активные (с диэлектрическими столбиками) поля размером 2×2 мм. Активные поля содержали квадратные столбики высотой h, размером $a = 500$ нм и периодом $p = 1000$ нм, что отвечало максимальному усилению рамановского сигнала при длине волны лазерного излучения 1064 нм [12]. Высота диэлектрических столбиков h изменялась в разных структурах от 10 до 1000 нм. Вся структура (все активные и неактивные поля) покрывалась толстым металлическим слоем (серебро с толщиной t от 10 до 160 нм) с помощью метода термического напыления. Исследования по пространственному распределению интенсивности рамановского рассеяния на таких структурах проводились с помощью рамановского микроскопа, который позволял получать пространственное разрешение до 1 мкм, однако в качестве оптимального диаметра пятна сфокусированного лазерного луча мы выбрали размер 10 мкм (шаг сканирования при этом также составлял 10 мкм). Рамановский микроскоп, который использовался в настоящей работе, позволял проводить измерения на длине волны 1064 нм, а также (для сравнения) на нескольких других длинах волн лазера: 488, 532, 568 нм. Было установлено, что на площади 2×2 мм, в которой были расположены 2000×2000 столбиков, после высыхания капли водного раствора аналита (тиофенола) с очень малой концентрацией (вплоть до 10^{-8}), наблюдался практически идентичный спектр рамановского рассеяния света. Отметим, что при сканировании большой площади SERS-подложки интенсивности всех линий этого спектра практически не изменялись (с точностью до 10 %).

Обнаружено, что в местах с гладким металлическим покрытием, которые располагались между областями с периодически модулированными структурами, не наблюдалось никакого усиления интенсивности рамановского рассеяния, а вместо этого происходило подавление сигналов люминесценции и неупругого рассеяния света. Напротив, в местах, где присутствовали периодические диэлектрические структуры с толстым металлическим покрытием, наблюдалось гигантское (более 8 порядков) усиление сигнала рамановского рассеяния, причем коэффициент усиления зависел как от высоты диэлектрических столбиков периодической структуры, так и от толщины металлического покрытия. Показано, что наблюдаемое резонансное усиление рамановского сигнала связано с преобразованием электромагнитного излучения в локализованные плазмон-поляритонные моды, и эффективность такого преобразования определяется соизмеримостью длины волны плазмон-поляритонной моды и высоты диэлектрических столбиков периодической структуры.

При исследовании SERS-эффекта на длине волны лазерного возбуждения 1064 нм мы использовали в качестве аналитов различные органические вещества (4-аминобензентиол, тиофенол и др.) и было установлено, что полученные ответы по усилению рамановского рассеяния практически совпадали для всех использованных веществ. Далее представлены результаты, полученные для тиофенола, поскольку рамановские спектры, измеренные на SERS-подложке и в объеме, содержали много одинаковых линий, спектральные положения которых практически совпадали. Этот факт позволял проводить наиболее прямые сравнения интенсивностей рассеяния и получать надежные результаты по величине гигантского усиления рамановского сигнала. На рисунке 1 показаны рамановские спектры тиофенола (C_6H_6S), измеренные для лазерного фотовозбуждения с длиной волны 1064 нм в случае объемного жидкого тиофенола (концентрация 100 %) и в случае, когда капля раствора тиофенола с концентрацией $3 \cdot 10^{-7}$ высыхала на SERS-подложке. Видно, что спектры неупругого рассеяния хорошо соответствуют друг другу, демонстрируя близкие рамановские моды, и при этом уровень сигнала от SERS-подложки был сопоставим с объемным сигналом, несмотря на то, что концентрация аналита отличалась почти на семь порядков. При этом SERS-спектр, показанный на рис. 1, был

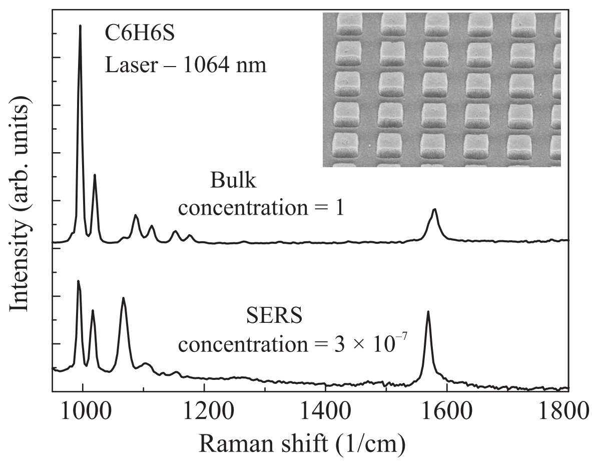

Рис. 1. Рамановские спектры тиофенола (C_6H_6S), измеренные для лазерного фотовозбуждения с длиной волны 1064 нм в случае объемного жидкого тиофенола (концентрация 100 %) и в случае, когда капля раствора тиофенола с концентрацией $3 \cdot 10^{-7}$ высыхала на SERS-подложке. На вставке представлена фотография одной из исследованных SERS-структур, полученная на электронном микроскопе, в которой геометрические параметры отвечали значениям: $a = 500$ нм, $p = 1000$ нм, $h = 200$ нм, $t = 80$ нм

получен с SERS-подложки, которая не была полностью оптимизирована по параметрам структуры h и t. Для нахождения максимума SERS-усиления мы производили перебор по следующим параметрам: (а) высота диэлектрических столбиков h; (б) толщина серебряной пленки t.

На вставке к рис. 1 показана фотография одной из SERS-структур с диэлектрическими столбиками (полученная на электронном микроскопе), которая была покрыта толстым слоем серебра. В этой структуре геометрические параметры отвечали значениям: $a = 500$ нм, $p = 1000$ нм, $h = 200$ нм, $t = 80$ нм.

В наших прошлых исследованиях [10–12] было показано, что максимальное усиление рамановского сигнала в таких периодических SERS-структурах достигается в условиях, когда период структуры равен длине волны лазерного возбуждения. В случае лазерного возбуждения с длиной волны 1064 нм при величинах параметров $a = 500$ нм, $p = 1000$ нм, $h =$

$= 200$ нм, $t = 80$ нм нам удавалось достигать рекордных значений коэффициента усиления интенсивности рамановского сигнала вплоть до $2 \cdot 10^8$ [12]. На рисунке 2 показано, как изменяются спектры неупругого рассеяния света, измеренные на SERS-подложке с указанными выше геометрическими параметрами при вариации концентрации раствора тиофенола от 10^{-4} до 10^{-8}. Из этого рисунка видно, что даже при самых малых концентрациях в рамановском спектре отчетливо наблюдаются три основные линии рассеяния света, причем соотношение сигнал/шум остается приемлемым вплоть до концентраций 10^{-8}. Увеличение времени накопления позволяет записывать SERS-сигнал вплоть до концентраций $3 \cdot 10^{-10}$.

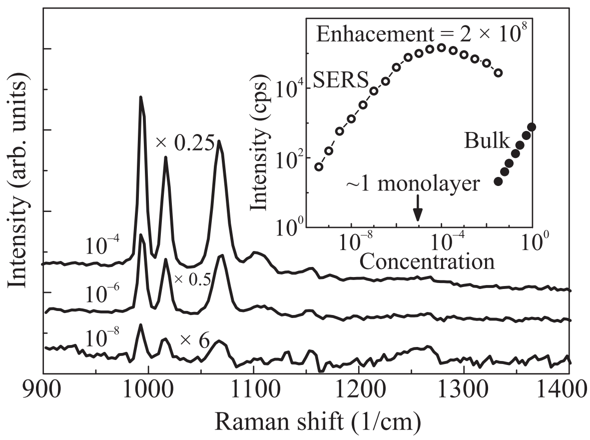

Рис. 2. Рамановские SERS-спектры тиофенола (C_6H_6S), измеренные для лазерного фотовозбуждения с длиной волны 1064 нм для трех концентраций 10^{-4}, 10^{-6} и 10^{-8}. На вставке представлена зависимость интенсивности SERS-сигнала от концентрации тиофенола. Темными символами также показана измеренная зависимость (линейная) рамановского сигнала от концентрации в случае объемного тиофенола

Из вставки к рис. 2 следует, что, используя SERS-подложку, удается измерять рамановский сигнал от тиофенола с концентрацией вплоть до 10^{-9} и ниже. Этот факт однозначно свидетельствует о гигантской величине коэффициента усиления рамановского сигнала на исследованных SERS-подложках, которая при накачке 1064 нм заметно превышала 100 миллионов раз. Заметим, что дальнейшая оптимизация металлического покрытия из комбинации металлических слоев разной толщины позволила увеличить SERS-усиление еще на порядок и получить усиление вплоть до $2 \cdot 10^9$. Результаты этих исследований будут опубликованы отдельно.

Наблюдаемый при лазерном возбуждении с длиной волны 1064 нм колоссальный коэффициент SERS-усиления, превышающий значение $2 \cdot 10^8$, является довольно неожиданным результатом и требует объяснения. Как уже отмечалось в начале статьи, коэффициент SERS-усиления определяется квадратом добротности металлической пленки $Q = \epsilon_1^2/\epsilon_2$. Оба значения диэлектрической проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 существенно зависят от частоты [5]. Например, для золота при длине волны лазера 532 нм $\epsilon_1 = -4.68$, $\epsilon_2 = 2.42$, поэтому добротность золотой пленки при 532 нм будет около 9.0. В то же время, при длине волны лазера 1064 нм для золота $\epsilon_1 = -48.4$, $\epsilon_2 = 3.60$, что обеспечивает добротность золотой пленки при 1064 нм величиной 650, что в 72 раза больше, чем при длине волны 532 нм. Поскольку SERS-усиление пропорционально квадрату добротности, то для золота следует ожидать увеличения коэффициента SERS-усиления при переходе от длины волны 532 нм к 1064 нм почти на 4 порядка. Аналогичное рассмотрение зависимостей параметров компонент диэлектрической проницаемости для серебра показывает, что в этом случае следует ожидать увеличения коэффициента SERS-усиления при переходе от длины волны 532 к 1064 нм более, чем на 2 порядка.

Представленные выше зависимости интенсивности рамановского SERS-сигнала от концентрации тиофенола, из которых следовал рекордно высокий коэффициент SERS-усиления ($2 \cdot 10^8$), были получены при фиксированной высоте диэлектрических столбиков $h = 200$ нм. В работе [12] было установлено, что эта высота столбиков близка к оптимальной, однако тогда не была изучена зависимость SERS-усиления от высоты столбиков h. Следует отметить, что подробных измерений зависимости SERS-усиления от высоты столбиков в метаструктурах, необходимых для определения оптимальных параметров структуры, не были сделаны ни в одной из работ. Вместо этого, обычно при изготовлении метаструктур их параметры (период, высота столбиков и толщина металлического покрытия) выбирались на основе теоретических вычислений. Однако, как следует из нашего эксперимента, в реальности геометрические параметры структур, при которых наблюдается максимальное усиление SERS-эффекта, совершенно не соответствует вычислениям. Например, в работах [13, 14], где похожая структура использовалась для исследования SERS-эффекта в случае лазерного излучения с длиной волны 488 и 514 нм соотвественно, оптимальная высота столбиков была выбрана из теоретических вычислений и составляла 70 нм (порядка $\lambda/7$) [13] и 50 нм (порядка $\lambda/10$) [14]. Как будет показано ниже, эти "теоретические" значения высоты столбиков совершенно не отвечают оптимальной величине h. Для определения оптимального значения параметра h и для изучения механизма дополнительного SERS-усиления, связанного с образованием стоячих плазмон-поляритонных волн в столбиках, мы исследовали набор из 16 SERS-подложек, отличающихся лишь высотой столбиков, которая менялась от 10 до 1000 нм. Все 16 подложек были покрыты одинаковым слоем серебра с толщиной $t = 80$ нм. На рисунке 3 представлена зависимость интенсивности рамановского рассеяния, измеренная в одинаковых условиях (при одинаковых концентрациях аналита и одинаковой мощности лазера) на всех 16 SERS-подложках. Из этой зависимости видно, что реализуются, по крайней мере, три геометрических резонанса, связанных с образованием стоячих плазмон-поляритонных волн в этих структурах. Первый (основной) геометрический резонанс проявляется при $h = 250$ нм, второй – при $h = 500$ нм, третий – при $h = 800$ нм. Эти три резонанса отвечают отношениям высоты к длине волны лазерного излучения как: $1/4$, $1/2$ и $3/4$. Следует заметить, что такой набор резонансов является довольно необычным. Стандартное условие на образование стоячих волн подразумевает соотношение между размером L и длиной волны λ:

$$L = \lambda \cdot (N + 1/2), \quad \text{где} \quad N = 0, 1, 2, \ldots$$

Вместе с тем, в работе [15] было показано, что это стандартное соотношение выполняется лишь в случае симметричных граничных условий. В этой же работе было показано также, что в асимметричных условиях, когда один конец полоски закорочен металлом, а второй – не закорочен и является свободным, то резонансное условие меняется:

$$L = \lambda \cdot (N + 1/2)/2, \quad \text{где} \quad N = 0, 1, 2, \ldots$$

Этот факт связан с тем, что на свободном конце полоски нет условия зануления амплитуды поля, и, значит, резонанс отвечает старому условию, но с удвоенной длиной полоски. Поскольку в нашем случае с диэлектрическими столбиками, покрытыми металлом с одной стороны, реализуется именно случай с асимметричными граничными условиями, то следует ожидать, что геометрические резонансы будут наблюдаться при отношениях высоты к длине волны лазерного излучения: $1/4$, $3/4, \ldots$ Именно такие резонансы и наблюдаются в эксперименте в качестве основных (см. рис. 3). Проявление дополнительного резонанса при $h/\lambda = 1/2$, очевидно, отвечает стоячей волне, которая образуется на гранях столбиков, и при этом резонанс устанавливается между

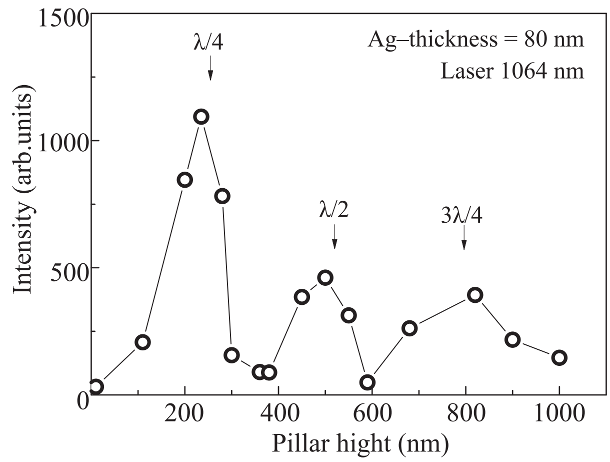

Рис. 3. Зависимость интенсивности рамановского рассеяния от высоты диэлектрических столбиков, измеренная на серии из 16 SERS-структур с фиксированными параметрами $a = 500$ нм, $p = 1000$ нм, $t = 80$ нм. В структурах менялся лишь параметр h от 10 до 1000 нм. Все измерения проводились при одинаковых концентрациях аналита и одинаковой мощности лазера

двумя металлическими поверхностями, находящимися на верхней и нижней части столбиков. Этот случай отвечает симметричным граничным условиям, и поэтому соотношение $h/\lambda = 1/2$ является естественным результатом.

Несмотря на то, что использованная в нашей работе геометрия резонаторов является простой и традиционной, результаты по зависимости от высоты столбиков представляются интересными и неожиданными. Например, в аналогичных серебряных структурах, сделанных под длину волны лазерного излучения 532 нм (с периодом около 500 нм), зависимость SERS-усиления от высоты содержала лишь один максимум на высоте 130 нм (около $\lambda/4$) и не содержала дополнительного усиления при 260 нм ($\lambda/2$). Этот факт означает, что в зависимости от длины волны лазерного излучения эффективность различных механизмов усиления электромагнитного поля оказывается разной. Как уже отмечалось, существуют два вклада в усиление SERS-эффекта, один из которых связан с локализованными поверхностными плазмон-поляритонными модами, а второй вклад определяется распространяющимися плазмон-поляритонными модами. При этом первый механизм можно связать с резонансом при $h = \lambda/4$, а второй механизм отвечает за резонанс при $h = \lambda/2$. Из полученных результатов следует, что по мере увеличения длины волны лазерного излучения все большее значение начинают играть распространяющиеся плазмон-поляритонные моды. К аналогичному выводу можно прийти, если сравнить две зависимости SERS-усиления от высоты столбиков, которые были измерены для одинаковых метаструктур, сделанных под длину волны лазерного излучения 1064 нм, но покрытых разными металлами. В случае серебряного покрытия в этой зависимости наблюдаются максимумы усиления как при $h = \lambda/4$, так и при $h = \lambda/2$, а в случае золотого покрытия наблюдается только один максимум при $h = \lambda/4$. Этот результат связан с тем, что при длине волны 1064 нм добротность плазменных волн в золоте значительно меньше, чем в серебре, и поэтому в случае структур, покрытых золотом, вклад распространяющихся плазмон-поляритонных мод подавлен, по сравнению с локализованными модами.

Дополнительно мы исследовали влияние толщины металлического покрытия t на величину SERS-усиления в случае SERS-подложки, в которой параметры диэлектрической структуры a, p и h оптимизированы и отвечают максимальному усилению. С этой целью были созданы две SERS-подложки, в которых параметры a и p были равны 500 и 1000 нм соответственно, а высота h в одной из структур была 250 и 500 нм – в другой структуре. В структуре первого типа можно было изучить свойства моды, для которой $h/\lambda = 1/4$, а вторая структура позволяла исследовать свойства моды $h/\lambda = 1/2$. Отметим, что при вариации толщины серебряного покрытия от 10 до 1000 нм, оказалось возможным полностью удалить серебряный слой, вернуться к исходной диэлектрической структуре и затем напылить свежий слой серебра другой толщины.

На рисунке 4 представлены зависимости интенсивности рамановского рассеяния от толщины серебряного покрытия, измеренные в одинаковых условиях (при одинаковых концентрациях аналита и одинаковой мощности лазера) на этих двух SERS-подложках. Видно, что по мере увеличения толщины серебра коэффициент SERS-усиления значительно растет и достигает максимального значения $t = 80$ нм. Этот рост, несомненно, связан с улучшением добротности плазменных волн в металлическом слое, поскольку совершенство (однородность) металлической пленки улучшается.

Падение эффективности SERS-эффекта при $t > 80$ нм представляется неожиданным, поскольку такой же результат (с максимумом при толщине около 80 нм) наблюдался в наших экспериментах не только в случае серебряного покрытия, но и в случае, когда структура покрывалась слоем золота. Учитывая, что морфология поверхности пленок золота и серебра совершенно разная, можно заключить, что причина па-

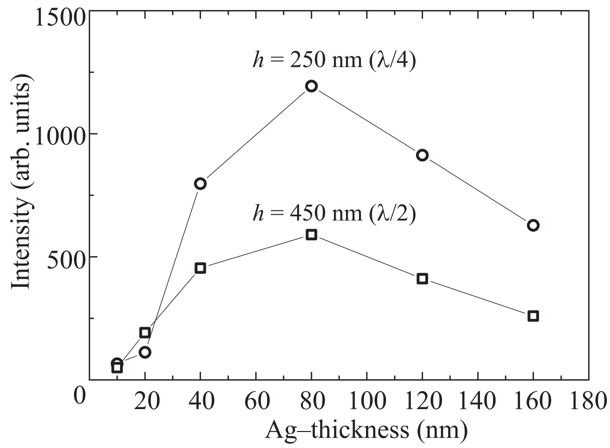

Рис. 4. Зависимость интенсивности рамановского рассеяния от толщины серебряного покрытия, измеренная в двух SERS-структурах с фиксированными параметрами $a = 500$ нм, $p = 1000$ нм, $h = 250$ нм (структура 1) и $h = 500$ нм (структура 2). В структурах менялся лишь параметр t от 10 до 160 нм. Все измерения проводились при одинаковых концентрациях аналита и одинаковой мощности лазера

дения эффективности усиления SERS-эффекта при толщине металлической пленки более 80 нм не связана с изменением шероховатости поверхности. Отметим, что зависимости коэффициента SERS-усиления с максимумом при $t = 80$ нм наблюдаются для обеих резонансных мод (как при $h/\lambda = 1/4$, так и при $h/\lambda = 1/2$).

Следует подчеркнуть, что полученные нами результаты важны не только (и не столько) для SERS-эффекта, но и для решения проблемы, связанной с повышением чувствительности приемников, работающих в далекой ИК области частот, вплоть до ТГц, где уровень чувствительности детекторов пока не является достаточно высоким. Важно, что пока по мере продвижения в область меньших частот от 564 ТГц (длина волны 532 нм) до 282 ТГц (длина волны 1064 нм) коэффициент усиления локального поля не падает, а даже растет в несколько раз. Этот эффект в первую очередь связан с тем, что в этой области частот при уменьшении частоты увеличивается добротность плазменных волн в металле и растет длина пробега распространяющихся плазмон-поляритонных мод. Однако очевидно, что такое поведение не может быть постоянным и, начиная с некоторых частот, эффект усиления будет уменьшаться. Детальное изучение частотной зависимости усиления локального поля на подобных метаструктурах в интервале от ближнего ИК- до дальнего ИК-излучения представляет собой важную нерешенную задачу.

Таким образом, в настоящей работе были исследованы свойства периодических диэлектрических структур, покрытых толстым слоем металла, которые позволяют усиливать сигнал неупругого рассеяния света более, чем на восемь порядков при длине волны лазерного возбуждения 1064 нм. Показано, что гигантское резонансное усиление рамановского сигнала в ближней ИК-области спектра, помимо дополнительно усиленного плазменного резонанса, обеспечивается также геометрическим резонансом между размерами диэлектрической структуры и длиной волны лазерного излучения. Изучена зависимость коэффициента усиления рамановского рассеяния света от высоты столбиков в периодических диэлектрических структурах, а также зависимость усиления от толщины слоя металлического покрытия. Обнаружены новые резонансные моды, для которых высота диэлектрических столбиков равна $1/4$, $1/2$ и $3/4$ длины волны лазерного излучения. Показано, что в ближней ИК-области спектра могут быть достигнуты рекордно большие коэффициенты усиления рамановского рассеяния света, что связано также с высокой добротностью плазменных волн в металлах при этих частотах.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант РНФ-19-72-30003).

1. M. Fleischmann, P. J. Hendra, and A. J. McQuillan, Chem. Phys. Lett. **26**(2), 163 (1974).
2. R. B. M. Schasfoort and A. J. Tudos, *Handbook of Surface Plasmon Resonance*, Royal Society of Chemistry, London, UK (2008).
3. J. Homola, *Surface Plasmon Resonance Based Sensors*, Springer, Berlin, Germany (2006).
4. W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, Nature **424**, 824 (2003).
5. P. B. Johnson and R. W. Christy, Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
6. В. И. Кукушкин, А. Б. Ваньков, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **98**, 72 (2013).
7. M. G. Blaber and G. C. Schatz, Chem. Commun. **47**, 3769 (2011).
8. N. G. Greeneltch, M. G. Blaber, G. C. Schatz, and R. P. Van Duyne, J. Phys. Chem. C **117**, 2554 (2013).
9. A. D. McFarland, M. A. Young, J. A. Dieringer, and R. P. Van Duyne, J. Phys. Chem. B **109**, 11279 (2005).
10. В. И. Кукушкин, Я. В. Гришина, С. В. Егоров, В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **103**, 508 (2016).
11. В. И. Кукушкин, Я. В. Гришина, В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **105**, 637 (2017).
12. Ya. V. Fedotova, V. I. Kukushkin, V. V. Solov'ev, and I. V. Kukushkin, Opt. Express **27**, 32578 (2019).
13. H. Schneidewind, K. Weber, M. Zeisberger, U. Hubner, A. Dellith, D. Cialla-May, R. Mattheis, and J. Popp, Nanotechnology **25**, 445203 (2014).
14. U. Hubner, K. Weber, D. Cialla, H. Schneidewind, M. Zeisberger, H. Meyer, and J. Popp, Microelectronic Engineering **88**, 1761 (2011).
15. В. М. Муравьев, А. А.Фортунатов, А. А. Дремин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **92**, 513 (2010).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 45 – 53

Фазовые превращения в сплавах на основе Nd–Fe–B при кручении под высоким давлением при разных температурах

Б. Б. Страумал[+*×○1)], *А. А. Мазилкин*[+○], *С. Г. Протасова*[+], *А. Р. Кильмаметов*[*○], *А. В. Дружинин*[×], *Б. Барецки*[○]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Научный центр РАН в Черноголовке, 142432 Черноголовка, Россия*

[×]*Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", 119049 Москва, Россия*

[○]*Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany*

Поступила в редакцию 2 мая 2020 г.
После переработки 14 мая 2020 г.
Принята к публикации 14 мая 2020 г.

В работе изучено поведение сплава Nd–Dy–Fe–Co–Cu–B для постоянных магнитов при кручении под высоким давлением (КВД). В исходном состоянии изученной сплав в основном содержал кристаллическую фазу τ_1 $(Nd,Dy)_2(Fe,Co,Cu)_{14}B$. После КВД при комнатной температуре ($T_{\mathrm{HPT}} = 30\,^\circ$C) в сплаве наблюдается смесь аморфной фазы с нанокристаллическими вкраплениями фазы τ_1. На равновесной фазовой диаграмме это состояние эквивалентно смеси фазы τ_1 с расплавом при температуре $T_{\mathrm{eff}} =\sim 1100\,^\circ$C. Определенное таким образом значение T_{eff} называют эффективной температурой. При повышении температуры T_{HPT} КВД-обработки до 300 и 400 °C аморфная фаза исчезает, а вместо нее появляются фазы FeB_2 и γ-Fe. На равновесной фазовой диаграмме это состояние эквивалентно смеси фаз $\tau_1 + FeB_2 + \gamma$-Fe, которое наблюдается в интервале температур от ~ 950 до $\sim 1050\,^\circ$C. Мы объясняем это явление тем, что при увеличении температуры T_{HPT} скорость образования дефектов при деформации остается постоянной, но возрастает скорость их термической релаксации (аннигиляции). Это эквивалентно понижению эффективной температуры T_{eff} на равновесной фазовой диаграмме. Предсказанное ранее понижение T_{eff} при повышении T_{HPT} наблюдается впервые.

DOI: 10.31857/S1234567820130078

При кручении под высоким давлением (КВД) плоский образец помещен между вращающимися твердосплавными бойками испытательной машины, к которым приложено внешнее давление. Таким образом, образец находится в замкнутом пространстве и не может разрушиться, а процесс КВД может продолжаться до тех пор, пока не разрушатся твердосплавные бойки установки. Для мягких металлов и сплавов (медь, алюминий) это означает многие сотни оборотов [1–5]. Для более твердых материалов, как сплавы Nd–Fe–B, бойки выдерживают примерно 20 оборотов [6, 7]. Что же происходит в материале при этом процессе? Некоторое представление дает нам величина крутящего момента, который измеряется в ходе испытаний. Оказывается, что крутящий момент довольно быстро приходит к насыщению [5, 8–12]. Это означает, с началом процесса в образце образуется множество дефектов (вакансии, дислокации, границы зерен), и дальше их концентрация возрастает, что приводит к упрочнению материала. Одновременно с появлением новых дефектов начинается процесс их релаксации. В том случае, когда скорость появления новых дефектов и скорость их аннигиляции (релаксации) становятся равны, наступает стационарное состояние [10, 13]. Не так давно было обнаружено, что это состояние, как правило, эквифинально [14]. Иными словами, оно не зависит от структуры и свойств образца до начала испытаний [15–18]. Так например, КВД приводит к резкому уменьшению размера зерен (от нескольких миллиметров до сотен нанометров). Однако, если исходный размер зерен меньше стационарного, то зерна при КВД не уменьшаются, а растут [1, 19, 20]. Тоже самое происходит, например, с микротвердостью. Вообще говоря, микротвердость увеличивается при КВД [2, 21, 22]. Однако, если ее исходное значение меньше стационарного, то образец, наоборот, разупрочняется [23].

Особенно интересно следить за фазовыми превращениями при КВД [16, 24–29]. Они могут мно-

1)e-mail: e-mail straumal@issp.ac.ru

гое поведать про необычное неравновесное стационарное состояние, возникающее при такой интенсивной пластической деформации (ИПД). К числу этих фазовых превращений относятся распад и формирование пересыщенного твердого раствора при растворении частиц второй фазы [1, 16–18], переходы между аллотропными модификациями веществ [30–37], а также превращения кристаллических фаз в аморфные [38, 39] и обратно [38, 40, 41]. В случае фазовых превращений мы тоже наблюдаем эквифинальность. Например, эквифинален состав твердого раствора в двухфазных системах при КВД. Если исходный состав твердого раствора c_{init} был меньше стационарного c_{ss}, т.е. $c_{\mathrm{init}} < c_{\mathrm{ss}}$, то в объеме растворяются частицы второй фазы и концентрация возрастает до c_{ss}. Если же концентрация в твердом растворе до КВД c_{init} была выше c_{ss} ($c_{\mathrm{init}} > c_{\mathrm{ss}}$) то, наоборот, формируется новые частицы второй фазы, и концентрация в твердом растворе падает до c_{ss} [16–18].

Если говорить на языке термодинамики необратимых процессов [42–45], то стационарное состояние при КВД устойчиво, и представляет собой некоторый аттрактор [42–45]. Это значит, что если исходное состояние (структура и свойства) материала отличается от стационарного не слишком сильно, то система возвращается в стационарное состояние при КВД при небольших отклонениях и не зависит от исходного состояния. Понятно, что в таком стационарном состоянии при КВД концентрация дефектов в материале сильно повышена по сравнению с равновесием при температуре опыта T_{HPT}. Это означает, что структура и свойства фаз, образующихся при КВД в стационарном состоянии, будут отличаться от структуры и свойства свойств фаз на равновесных фазовых диаграммах для условий, в которых происходит КВД. Обычно это атмосферное давление и комнатная температура. Это означает, что для описания стационарных состояний при КВД с высокой концентрацией дефектов должны существовать особые, неравновесные фазовые диаграммы [42–45]. К сожалению, такие диаграммы мало исследованы или совсем не исследованы. Поэтому для описания фазовых превращений при КВД мы вынуждены пользоваться равновесными фазовыми диаграммами. Этот подход был предложен еще Жоржем Мартеном, чтобы описать состояние систем при интенсивном облучении нейтронами [46].

Мартен показал еще в 1984 г., что фазы, возникшие в материале после интенсивного внешнего воздействия, можно найти на равновесных фазовых диаграммах [46]. Как правило, эти фазы на равновесных фазовых диаграммах находятся при температуре выше комнатной. Это температуру было предложено назвать эффективной температурой T_{eff}. Опять же, еще Мартен отметил, что этот подход годится не только для кристаллических, но и для аморфных фаз. Если внешнее воздействие настолько велико, что концентрация дефектов превышает некоторый критический уровень, то материал аморфизуется. Такое исчезновение кристаллической структуры можно считать эквивалентом плавления на равновесной фазовой диаграмме. Интуитивно ясно, что величина эффективной температуры T_{eff} связана с концентрацией избыточных дефектов в образце. Чем выше эта концентрация, тем выше будет находиться и эффективная температура на равновесной фазовой диаграмме.

Таким образом, ранее было показано, что стационарное состояние эквифинально и не зависит от исходного состояния образца [15–18]. Однако понятно, что стационарное состояние контролируется равновесием между процессом производства дефектов за счет внешней деформации и процессом их аннигиляции (релаксации). Такая релаксация (аннигиляция) обычно происходит путем барьерных (термически-активируемых) процессов массопереноса. Можно ожидать, что если мы увеличим температуру КВД T_{HPT} выше комнатной (нагревая рабочую часть установки с помощью печи), то скорость диффузионно-контролируемых процессов релаксации возрастет, и количество дефектов в стационарном состоянии понизится. Интуитивно ясно, что эффективная температура T_{eff} при этом тоже понизится. Если же, наоборот, понизить температуру опыта T_{HPT}, охлаждая рабочую часть установки КВД, то равновесная скорость релаксации уменьшится, а стационарная концентрация дефектов должна возрасти. В этом случае конфигурационная точка на равновесной фазовой диаграмме должна сдвинуться вверх, к более высокой температуре T_{eff} и к более высокой равновесной концентрации дефектов.

Целью данной работы было найти прямое экспериментальные предположение нашей гипотезе о том, что при повышении температуры КВД эффективная температура будет понижаться. Для этих опытов мы выбрали сплавы на основе системы Nd–Fe–B. В настоящее время такие сплавы служат основой наилучших постоянных магнитов. Ранее мы наблюдали, что смесь кристаллических фаз в Nd–Fe–B образце до КВД превращаются после КВД в смесь аморфной и кристаллической фаз (или же в смесь двух аморфных фаз) [6, 7]. Это означает, что конфигурационная точка на равновесной фазовой диаграмме находится в области, где в равновесии существует смесь двух жидких фаз или смесь расплава и кристаллических фаз [6, 7]. В данной работе мы провели КВД подобных сплавов при комнатной и при повышенной температуре.

Шестикомпонентный сплав Nd–Dy–Fe–Co–Cu–B на основе системы Nd–Fe–B был получен от фирмы Vacuumschmelze GmbH (Германия). Он был изготовлен с помощью жидкофазного спекания при температуре ~1100 °C, последующего отжига при ~800 °C и второго, дополнительного, отжига при ~550 °C и содержал 66.5 масс. % Fe, 22.1 масс. % Nd, 9.4 масс. % Dy, 1.0 масс. % Co, 0.8 масс. % B, 0.2 масс. % Cu. Методом электроискровой резки из этих образцов были вырезаны диски диаметром 10 мм и толщиной 0.7 мм. Образцы подвергали КВД в камере с наковальнями Бриджмена (фирма W. Klement GmbH, Ланг, Австрия) при давлении 7 ГПа, 5 оборотов наковален со скоростью 1 об/мин, при комнатной температуре, 300 и 400 °C. Для опытов при повышенной температуре применялась специальная кольцевая печь сопротивления, помещенная вокруг наковален. Образцы для структурных исследований механически шлифовали и полировали на алмазной пасте зернистостью до 1 мкм. Образцы для растровой электронной микроскопии (РЭМ) готовили путем шлифования с последующей полировкой безводными алмазными эмульсиями для предотвращения чрезмерного окисления поверхности образца. Образцы после КВД вырезали на расстоянии 3 мм от центра деформированного диска. Полученные шлифы изучали с помощью РЭМ и рентгеновского микроанализа на приборе Versa HighVac (FEI), оборудованном энергодисперсионным спектрометром EDAX. Рентгеновские дифрактограммы были получены в геометрии Брэгга–Брентано на порошковом дифрактометре Bruker Discovery с использованием излучения Co-Kα. Параметр решетки определяли с помощью программы “Fityk” [47]. Фазы в сплавах идентифицировали сравнением с данными банка фаз ICSD (FIZ Karlsruhe). Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) была выполнена на микроскопе TECNAI G2 FEG super TWIN (200 кВ), оборудованном энергодисперсионным спектрометром EDAX. Тонкопленочные образцы для ПЭМ готовились на устройстве PIPS (Gatan Inc.). Магнитные свойства были измерены на сверхпроводящем квантовом интерференционном устройстве SQUID (Quantum Design MPMS-7 и MPMS-XL).

На рисунке 1a приведена РЭМ-микрофотография изученного Nd–Dy–Fe–Co–Cu–B. На рисунке 1a

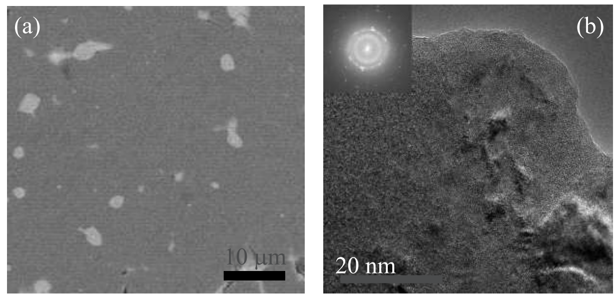

Рис. 1. (a) – РЭМ – микрофотография изученного сплава до КВД. (b) – Светлопольная ПЭМ – микрофотография высокого разрешения после КВД. В левом верхнем углу помещена соотвествующая картина FFT

видно, что этот сплав состоит из крупных ~30 мкм зерен “основной” магнитной τ_1-фазы $(Nd,Dy)_2(Fe,Co,Cu)_{14}B$ (на микрофотографии она – темно-серого цвета). В тройных стыках этих зерен видны участки оксидной фазы Nd_2O_3, богатой неодимом, она выглядит более светлой. На рисунке 1b приведена светлопольная ПЭМ-микрофотография высокого разрешения того же сплава после КВД при 5 оборотах при комнатной температуре. Как видно из микрофотографии и соотвествующей картины FFT (Fast Fourier Transformation), в основном сплав состоит из аморфной фазы с небольшими включениями кристаллических частиц $(Nd,Dy)_2(Fe,Co,Cu)_{14}B$.

На рисунке 2 приведены кривые намагничивания изученного сплава Nd–Dy–Fe–Co–Cu–B до и после КВД при комнатной температуре. В состоянии поставки изученный сплав обладает великолепными свойствами, требуемыми для постоянных магнитов (намагниченность насыщения $J_s = 125\,\mathrm{A}\cdot\mathrm{м}^2\cdot\mathrm{кг}^{-1}$, коэрцитивная сила $H_c = 3.5\,\mathrm{T}$). КВД практически полностью переводит этот сплав в класс мягких магнетиков: коэрцитивная сила H_c падает до $H_c = 1.5\,\mathrm{T}$, а намагниченность насыщения остается почти на том же уровне. Величина намагниченности насыщения говорит о том, что оставшаяся кристаллическая фаза – это, по всей видимости, все та же τ_1-фаза $(Nd,Dy)_2(Fe,Co,Cu)_{14}B$.

На рисунке 3 приведены спектры рентгеновской дифракции изученного сплава Nd–Dy–Fe–Co–Cu–B. На рисунке 3a показан спектр рентгеновской дифракции этого сплава в состоянии после поставки (т.е. после жидкофазного спекания при ~1100 °C и двух дополнительных отжигов при ~800 °C и ~550 °C). Этот спектр содержит узкие линии кристаллической фазы τ_1-фазы $Nd_2Fe_{14}B$ и небольше пики оксидной фазы. Пики τ_1-фазы смещены к боль-

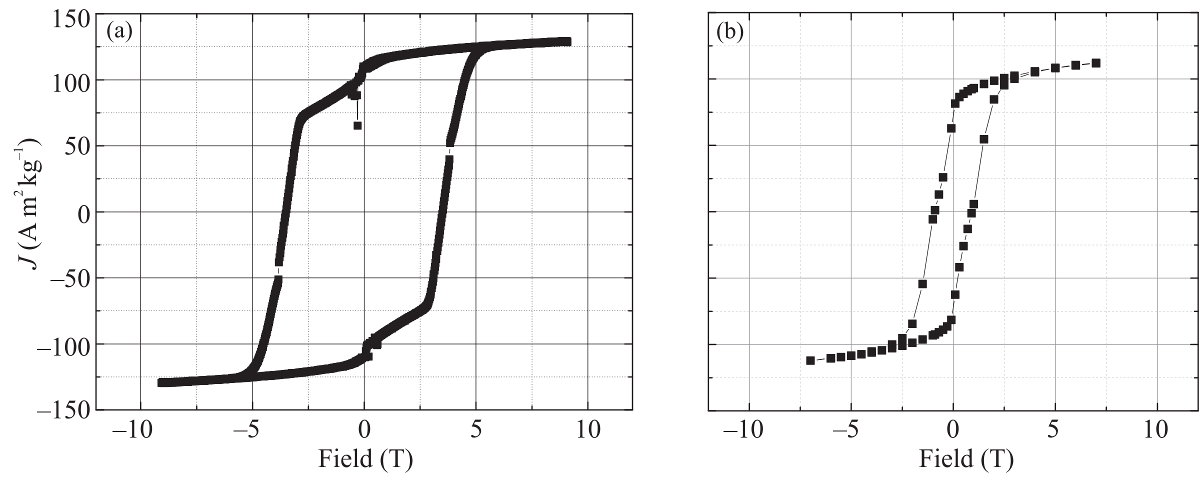

Рис. 2. Кривые намагниченности до (a) и после (b) КВД

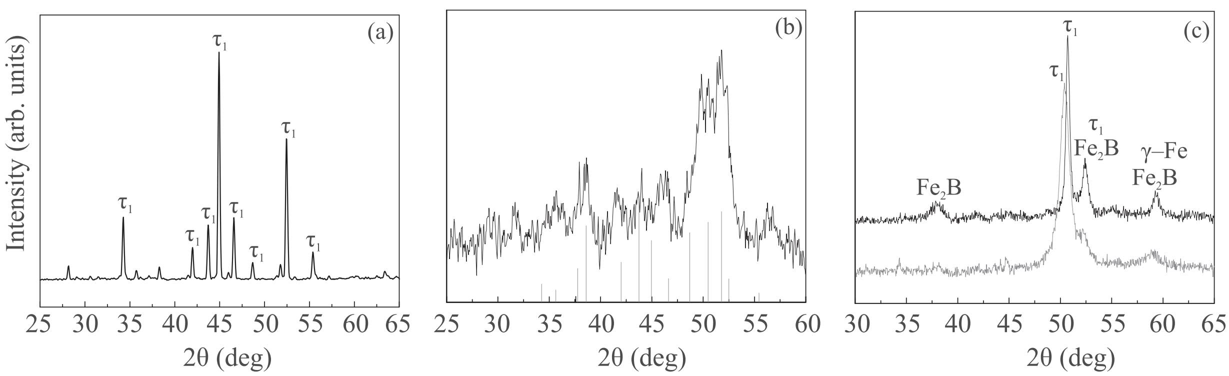

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры рентгеновской дифракции. (a) – До КВД. Обозначены пики фазы τ_1. Мелкие пики отвечают оксидной фазе Nd_2O_3. (b) – После КВД при комнатной температуре. Тонкие вертикальные линии отмечают положение пиков фазы τ_1. (c) – После КВД при 300 °C (нижняя кривая) и 400 °C (верхняя кривая). Обозначены пики фаз τ_1, FeB_2 и γ-Fe

шим углам дифракции по сравнению с чистой фазой $Nd_2Fe_{14}B$ и соответствуют периодам решетки $a = 0.87895$ нм и $c = 1.21460$ нм. Дело в том, что наш образец содержит 22.1 масс. % Nd и 9.4 масс. % Dy. Это означает, что только две трети узлов решетки τ_1-фазы заняты атомами неодима, а оставшаяся треть – атомами диспрозия. Периоды решетки у $Nd_2Fe_{14}B$ равны $a = 0.882$ нм, $c = 1.224$ нм, а у $Dy_2Fe_{14}B$ они составляют $a = 0.875$ нм, $c = 1.200$ нм [48]. Это означает, что замена части атомов неодима на диспрозий уменьшает период решетки τ_1-фазы, что мы и наблюдаем на спектре рис. 3a.

Спектр на рисунке 3b соответствует образцу после КВД при комнатной температуре. Широкий пик около 52° содержит также аморфное гало, что соответсвует результату ПЭМ исследований. Присуствующие в спектре пики хорошо объясняются набором перекрывающихся пиков от τ_1-фазы (их положение отмечено тонкими вертикальными линиями на рис. 3b). Большая ширина пиков связана с тем, что оставшиеся в образце после КВД частицы τ_1-фазы очень мелкие (см. ПЭМ микрофотографию на рис. 1b).

Дополнительным подтверждением аморфизации образца и уменьшения количества кристаллической τ_1-фазы является изменение магнитных свойств (рис. 2), а именно, падение коэрцитивной силы и изменение намагниченности насыщения. Нижняя кривая на рис. 3c показывает спектр рентгеновской дифракции после КВД при температуре 300 °C. Аморфное гало практически исчезло, и на спектре появляются достаточно узкие пики фазы τ_1. Кроме них, в спектре можно найти пики фаз FeB_2 и γ-Fe. И наконец, верхний спектр на рис. 3c соответствует образцу, подвергнутому КВД при температуре 400 °C. Гало аморфной фазы здесь полностью отсутствует, а пики кристаллической τ_1-фазы, а также фаз FeB_2 и γ-Fe становятся узкими и острыми. Интенсивность этих пиков заметно выше по сравнению со спектрами на образцах, подвергнутых КВД при комнатной температуре и 300 °С.

С чем связано такое влияние температуры КВД обработки на фазовый состав образца? Почему мы видим, что КВД исходного образца, содержащего только кристаллические фазы (в основном фазу τ_1) приводит к почти полной аморфизации материала, как мы и наблюдали ранее [6, 7]? Повышение температуры КВД-обработки приводит к тому, что доля аморфной фазы после КВД при 300 °С уменьшается, а после КВД при 400 °С аморфная фаза полностью исчезает. Обратимся теперь к схеме на рис. 4. Она

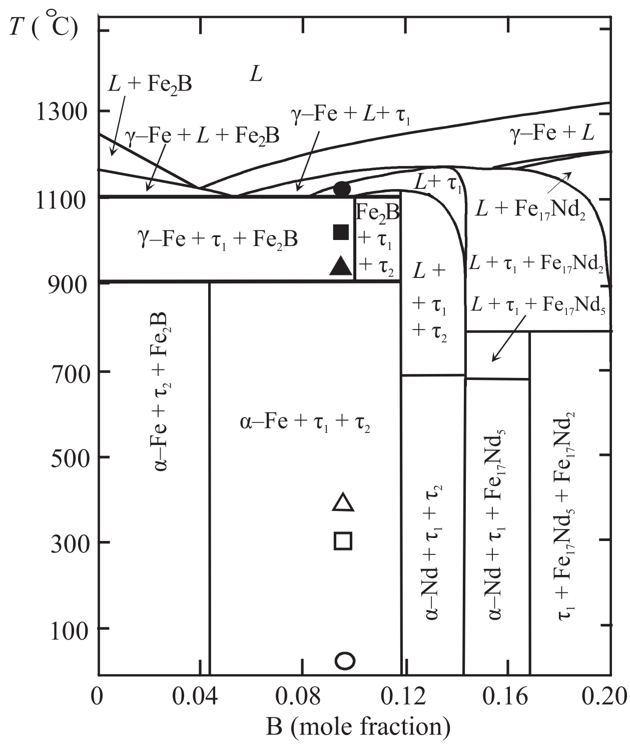

Рис. 4. Квазибинарное сечение тройной фазовой диаграммы Nd–Fe–B, полученное методом Calphad, при постоянной концентрации 80 ат. % железа [49]. Светлые символы обозначают температуру КВД обработки $T_{\rm HPT}$, темные символы обозначают соотвествующую им эффективную температуру $T_{\rm eff}$

показывает сечение бинарное тройной фазовой диаграммы для системы Nd–Fe–B при постоянной концентрации железа [49]. Следует отметить, что изученный сплав на самом деле шестикомпонентный, однако многокомпонентные фазовые диаграммы изучены в этой системе плохо. Поэтому фазовая диаграмма для трех основных компонентов служит для наших целей неплохим приближением, но следует помнить, что примерно треть атомов неодима в решетке τ_1-фазы заменена атомами диспрозия, а часть атомов железа – атомами кобальта и меди. Итак, как мы уже отмечали ранее [6, 7], КВД при комнатной температуре приводит к почти полной аморфизации образца. Следуя идее Мартена [46], мы можем найти на равновесной фазовой диаграмме точку, которая примерно соответствует этому состоянию, т.е. смеси расплава L с некоторым количеством твердой фазы τ_1. Эта точка обозначена черным кружком при температуре $T_{\rm eff} \cong 1100$ °С. Температура КВД $T_{\rm HPT} = 30$ °С для этого образца показана в нижней части диаграммы белым кружком.

При повышении температуры КВД до $T_{\rm HPT} = 300$ °С аморфная фаза практически исчезает, а в образце остаются кристаллические фазы τ_1 (в основном), FeB_2 и γ-Fe. Точку, эквивалентную этому состоянию, можно найти на фазовой диаграмме при температуре $T_{\rm eff} \cong 1000$ °С, где жидкая фаза отсутствует. Это состояние показано на фазовой диаграмме рис. 4 черным квадратом в верхней части области $\tau_1 + FeB_2 + \gamma$-Fe, вблизи температуры образования расплава. Температура КВД $T_{\rm HPT} \cong 300$ °С показана светлым квадратом в нижней части рис. 4. И, наконец, при КВД при температуре $T_{\rm HPT} = 400$ °С (эти условия КВД-обработки показаны открытым треугольником) образец тоже содержит только кристаллические фазы $\tau_1 + FeB_2 + \gamma$-Fe. Это состояние схематически отмечено на диаграмме черным треугольником при $T_{\rm eff} =\sim 950$ °С в нижней части того же поля $\tau_1 + FeB_2 + \gamma$-Fe. В принципе, набор пиков на кривых рис. 3с можно интерпретировать и как смесь фаз $\tau_1 + FeB_2 + \tau_2$. Фаза τ_2 – это $Nd_{4.5}Fe_{82.5}$–$B_{12.5}$. В этом случае черные квадрат и треугольник на фазовой диаграмме рис. 4 сместятся чуть вправо, из области $\tau_1 + FeB_2 + \gamma$-Fe в область $\tau_1 + FeB_2 + \tau_2$. Однако, набор пиков фазы γ-Fe подходит для интерпретации спектров лучше, чем фазы τ_2, поэтому мы остановились на первом варианте. В любом случае, $T_{\rm eff}$ для $T_{\rm HPT} = 300$ и 400 °С находится выше температуры 950 °С, ниже которой γ-Fe превращается в α-Fe. Таким образом, как следует из схемы на рис. 4, повышение температуры КВД приводит, как мы и ожидали, к понижению эффективной температуры $T_{\rm eff}$.

Ранее мы уже находили в опубликованных результатах некоторые косвенные подтверждения нашей идее о снижении $T_{\rm eff}$ при росте $T_{\rm HPT}$ [50]. Так например, в работе [51] было изучено КВД сплавов с памятью формы на основе никелида титана. Авторы деформировали три сплава титана с 48.5, 50 и 50.7 ат. % Ni при комнатной температуре и при $T_{\rm HPT} = 200$, 250, 270 и 350 °С. После деформации при $T_{\mathrm{HPT}} = 30\,^\circ$C оба сплава были полностью аморфными. На нашем языке это означает, что эффективная температура T_{eff} находилась выше $1350\,^\circ$C, где в этой системе существует только жидкая фаза [52]. При повышении температуры КВД до $200\,^\circ$C в образцах Ti – 50.7 ат. % Ni и $270\,^\circ$C в образцах Ti – 48.5 ат. % Ni наблюдалась смесь аморфной фазы и интерметаллида NiTi. Это означает, что конфигурационная точка для T_{eff} на фазовой диаграмме опустилась вниз по температуре и оказалась в области, где сосуществуют расплав и фаза NiTi. Для сплава Ti – 48.5 ат. % Ni это соотвествует интервалу температур $T_{\mathrm{eff}} = 964{-}1310\,^\circ$C, а для сплава Ti – 50.7 ат. % Ni интервалу $T_{\mathrm{eff}} = 1250{-}1310\,^\circ$C [52]. При дальнейшем повышении температуры T_{HPT} КВД до $370\,^\circ$C аморфная фаза в образцах не появлялась [51]. Они полностью состояли из нанокристаллической фазы смеси фаз NiTi + Ti_2Ni для сплава Ti – 48.5 ат. % Ni и NiTi + $TiNi_2$ для сплава Ti – 50.7 ат. % Ni. Это означает, что эффективная температура T_{eff} опустилась еще ниже в область сосуществования фаз NiTi + Ti_2Ni или NiTi + $TiNi_2$ на фазовой диаграмме, т.е. ниже $984\,^\circ$C и $1118\,^\circ$C соответственно [52].

Мы пользуемся понятием эффективной температуры T_{eff} еще и для того, чтобы подчеркнуть, что в нашей работе речь идет о фазовых превращениях в условиях, далеких от равновесия. А именно: фазовые превращения при кручении под высоким давлением происходят в условиях, когда внешняя деформация производит огромное количество дефектов, а они – в свою очередь – непрерывно релаксируют (аннигилируют), и в результате возникает состояние динамического равновесия.

Есть определенное сходство между нашими опытами и экспериментами по твердофазной аморфизации в опытах с высокими давлениями в условиях, близких к равновесию (т.е. просто при приложении внешнего давления, без одновременной интенсивной деформации) [53–58]. Действительно, в нашем случае при повышении температуры КВД-опыта аморфная фаза исчезает. Это происходит потому, что в стационарном состоянии ускоряется диффузионная релаксация дефектов, вызванных внешней деформаций. Вблизи равновесия твердофазная аморфизация наблюдается как при приложении давления, так и при его снятии. Так, например, лед аморфизуется при сжатии при температуре ниже 130 K, а при более высоких температурах наблюдается его кристаллизация в фазы высокого давления [53–55]. И, наоборот, фаза высокого давления возникает при сжатии, а при снятии давления она не может превратиться в фазы низкого давления из-за необходимости массопереноса [56–58]. Однако, при повышении температуры опыта такая фаза высокого давления не аморфизуется, и успевает превратиться в фазы низкого давления [56–58].

Однако, это сходство обманчиво. В опытах [53–58] повышение температуры действительно ускоряет диффузионный массоперенос и приводит к превращению аморфной фазы в кристаллическую. Для описания этих опытов вполне подходят обычные равновесные фазовые диаграммы. В нашем случае система далека от равновесия, а стационарная концентрация дефектов при КВД постоянно повышена (по сравнению с равновесием при T_{HPT}). Для описания этого состояния нужны, вообще говоря, неравновесные фазовые диаграммы. Однако они отсутствуют, и, используя равновесные диаграммы, мы договариваемся, что речь идет не о "настоящей", а об эффективной температуре.

Разумеется, определение T_{eff} в условиях, когда в одном случае у нас есть аморфная фаза, а в другом ее нет на фазовой диаграмме, не слишком впечатляет. К счастью, есть случаи, когда эффективную температуру можно определить с высокой точностью $\pm 10{-}20\,^\circ$C, если состав фаз непрерывно меняется в широком интервале концентрации и температуры, как, например, в случае конкуренции между образованием и распадом твердого раствора в бинарных системах [15]. В этом случае такое фазовое превращение описывается на фазовой диаграмме непрерывной кривой сольвуса (т.е. зависимостью растворимости второго компонента в твердом растворе от температуры). Эта растворимость может изменяться в широких пределах концентрации и температуры. В этом случае, определяя стационарную концентрацию второго компонента в твердом растворе после КВД, мы можем оценивать величину T_{eff} с высокой точностью.

Ранее мы наблюдали, что КВД вызывает ускоренный перенос массы [15, 16, 18, 59, 60]. При этом мы оценивали эквивалентный коэффициент диффузии, например, при вызванной КВД конкуренции между распадом твердого раствора и растворением частиц в сплавах меди [15, 18, 59, 60]. Выполним подобную оценку и для перемешивания в сплаве на основе системы Nd–Fe–B. Для такой оценки необходимо, чтобы фазы до и после КВД отличались по составу. В нашем случае до КВД образец содержал одну только фазу τ_1 (рис. 3a), а после КВД при $T_{\mathrm{HPT}} = 300\,^\circ$C в образце, кроме фазы τ_1, появляется γ-Fe (рис. 3c). Характерный размер кристаллических частиц после КВД составляет около 20 нм (рис. 1b). Время, необходимое для достижения этого стационарного состояния, составляет примерно $t = 350$ с. Пользуясь простой формулой $L = (Dt)^{0.5}$ для массопереноса с помощью объемной диффузии, получаем оценку $D = 10^{-18}\,\text{м}^2\,\text{с}^{-1}$ для коэффициента объемной диффузии, необходимого для формирования частиц γ-Fe. Экстраполяция данных по объемной самодиффузии в γ-Fe к температуре КВД $T_{\text{HPT}} = 300\,^\circ$C дает величину $D = 10^{-28}\,\text{м}^2\,\text{с}^{-1}$ [61–64], а для самодиффузии в α-Fe величину $D = 10^{-30}\,\text{м}^2\,\text{с}^{-1}$ [63–68]. Таким образом, под воздействием КВД в изученном сплаве Nd–Dy–Fe–Co–Cu–B происходит ускоренный массоперенос со скоростью на 10–12 порядков выше скорости обычной термической диффузии при $T_{\text{HPT}} = 300\,^\circ$C, и это несмотря на то, что высокое давление само по себе заметно понижает кинетические коэффициенты массопереноса [69, 70]. Объемная диффузия с коэффициентом $D = 10^{-18}\,\text{м}^2\,\text{с}^{-1}$ происходит в γ-железе при $\sim 900\,^\circ$C [61–64]. Эти величины вполне сопоставимы со значениями $T_{\text{eff}} \cong 950{-}1000\,^\circ$C, определенными выше по наличию фаз на фазовой диаграмме (рис. 4). Ускоренный массоперенос, по всей видимости, объясняется повышенной концентрацией дефектов (в частности, вакансий) при КВД, а оно, в свою очередь, эквивалентно повышению температуры с T_{HPT} до T_{eff}. Понятно, что на самом деле при КВД не происходит реальное повышение температуры или ускорение диффузии [26, 28, 29, 33, 59, 71]. Просто при КВД мы имеем дело с переносом массы на расстояния, много большие межатомных. При этом возникает (и исчезает) множество дефектов различных типов. В результате, конечная картина процессов при КВД оказывается похожей на ту, что наблюдается при повышении температуры [72–75].

Таким образом, наши опыты являются непосредственным подтверждением гипотезы о снижении T_{eff} при росте T_{HPT}, высказанной в начале данной статьи. Иными словами, если условия деформирования остаются неизменными (а в нашем случае это форма наковален, приложенное давление, скорость деформации и количество оборотов), то фазовый состав образца контролируется температурой опыта T_{HPT}. Наличие тех или иных фаз в образце при КВД определяется равновесием между скоростью возникновения дефектов под действием внешних сил и скоростью их аннигиляции (релаксации) путем диффузионно-контролируемого массопереноса. При повышении температуры опыта T_{HPT} скорость возникновения дефектов остается постоянной, а скорость их релаксации возрастает. Это означает, что стационарная концентрация дефектов должна уменьшиться. Используя как инструмент равновесную фазовую диаграмму, мы видим, что фазовый состав образца после КВД при этом можно найти на диаграмме при все более низких температурах T_{eff}. Как нам представляется, такой сдвиг как раз и означает, что стационарная концентрация дефектов в образце при повышении температуры опыта T_{HPT} падает. Таким образом, в данной работе мы впервые получили прямое экспериментально подтверждение гипотезы о стационарной концентрация дефектов при КВД и ее зависимости от температуры опыта.

Работа выполнена частично в рамках государственного задания ИФТТ и НЦЧ РАН с использованием оборудования Центра коллективного пользования ИФТТ РАН, а также при финансовом содействии Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 18-33-00473, 19-33-90125 и 19-58-06002) и фонда Industrielle Gemeinschaftsforschung (Германия, грант 19838N).

Авторы благодарят фирму Vacuumschmelze GmbH (Др. М. Каттер) за предоставленные для исследований сплавы.

---

1. C. Borchers, C. Garve, M. Tiegel, M. Deutges, A. Herz, K. Edalati, R. Pippan, Z. Horita, and R. Kirchheim, Acta Mater. **97**, 207 (2015).
2. S. Lee and Z. Horita, Mater. Trans. **53**, 38 (2012).
3. K. Edalati, S. Toh, M. Watanabe, and Z. Horita, Scr. Mater. **66**, 386 (2012).
4. J. M. Cubero-Sesin and Z. Horita, Mater. Trans. **53**, 46 (2012).
5. K. Bryla, J. Morgiel, M. Faryna, K. Edalati, and Z. Horita, Mater. Lett. **212**, 323 (2018).
6. B. B. Straumal, A. R. Kilmametov, A. A. Mazilkin, S. G. Protasova, K. I. Kolesnikova, P. B. Straumal, and B. Baretzky, Mater. Lett. **145**, 63 (2015).
7. B. B. Straumal, A. A. Mazilkin, S. G. Protasova, D. V. Gunderov, G. A. López, and B. Baretzky, Mater. Lett. **161**, 735 (2015).
8. Б. Б. Страумал, А. Р. Кильмаметов, А. А. Мазилкин, А. С. Горнакова, О. Б. Фабричная, М. Й. Кригель, Д. Рафайя, М. Ф. Булатов, А. Н. Некрасов, Б. Барецки, Письма в ЖЭТФ **111**, 674 (2020) [B. B. Straumal, A. R. Kilmametov, A. A. Mazilkin, A. S. Gornakova, O. B. Fabrichnaya, M. J. Kriegel, D. Rafaja, M. F. Bulatov, A. N. Nekrasov, and B. Baretzky, JETP Lett. **111**, 624 (2020)].
9. B. B. Straumal, A. A. Mazilkin, B. Baretzky, E. Rabkin, and R. Z. Valiev, Mater. Trans. **53**, 63 (2012).
10. B. B. Straumal, A. R. Kilmametov, Yu. Ivanisenko, A. A. Mazilkin, O. A. Kogtenkova, L. Kurmanaeva, A. Korneva, P. Zieba, and B. Baretzky, Int. J. Mater. Res. **106**, 657 (2015).
11. K. Edalati, D. J. Lee, T. Nagaoka, M. Arita, H. S. Kim, Z. Horita, and R. Pippan, Mater. Trans. **57**, 533 (2016).

12. K. Edalati, Z. Horita, T. Furuta, and S. Kuramoto, Mater. Sci. Eng. A **559**, 506 (2013).
13. K. Edalati and Z. Horita, Acta Mater. **59**, 6831 (2011).
14. L. von Bertalanffy, Science **111**, 23 (1950).
15. B. B. Straumal, A. R. Kilmametov, A. Korneva, A. A. Mazilkin, P. B. Straumal, P. Zieba, and B. Baretzky, J. Alloys Compd. **707**, 20 (2017).
16. B. B. Straumal, B. Baretzky, A. A. Mazilkin, F. Phillipp, O. A. Kogtenkova, M. N. Volkov, and R. Z. Valiev, Acta Mater. **52**, 4469 (2004).
17. B. B. Straumal, S. G. Protasova, A. A. Mazilkin, E. Rabkin, D. Goll, G. Schütz, B. Baretzky, and R. Valiev, J. Mater. Sci. **47**, 360 (2012).
18. B. Straumal, A. R. Kilmametov, Yu. O. Kucheev, L. Kurmanaeva, Yu. Ivanisenko, B. Baretzky, A. Korneva, P. Zieba, and D. A. Molodov, Mater. Lett. **118**, 111 (2014).
19. X. Z. Liao, A. R. Kilmametov, R. Z. Valiev, H. Gao, X. Li, A. K. Mukherjee, J. F. Bingert, and Y. T. Zhu, Appl. Phys. Lett. **88**, 021909 (2006).
20. H. Wen, R. K. Islamgaliev, K. M. Nesterov, R. Z. Valiev, and E. J. Lavernia, Phil. Mag. Lett. **93**, 481 (2013).
21. K. Edalati, Y. Hashiguchi, P. H. R. Pereira, Z. Horita, and T. G. Langdon, Mater. Sci. Eng. A **714**, 167 (2018).
22. M. Y. Alawadhi, S. Sabbaghianrad, Y. Huang, and T. G. Langdon, J. Mater. Rest. Technolol. **6**, 369 (2017).
23. A. A. Mazilkin, B. B. Straumal, M. V. Borodachenkova, R. Z. Valiev, O. A. Kogtenkova, and B. Baretzky, Mater. Lett. **84**, 63 (2012).
24. S. K. Pabi, J. Joardar, and B. S. Murty, Proceedings of Indian National Science Academy A **67**, 1 (2001).
25. X. Sauvage, A. Chbihi, and X. Quelennec, J. Phys. Conf. Ser. **240**, 012003 (2010).
26. V. I. Levitas and O. M. Zarechnyy, Phys. Rev. B **82**, 174123 (2010).
27. B. B. Straumal, A. R. Kilmametov, Yu. Ivanisenko, A. A. Mazilkin, O. A. Kogtenkova, L. Kurmanaeva, A. Korneva, P. Zieba, and B. Baretzky, Int. J. Mater. Res. **106**, 657 (2015).
28. M. Javanbakht and V. I. Levitas, Phys. Rev. B **94**, 214104 (2016).
29. V. I. Levitas, Mater. Trans. **60**, 1294 (2019).
30. B. B. Straumal, A. A. Mazilkin, B. Baretzky, E. Rabkin, and R. Z. Valiev, Mater. Trans. **53**, 63 (2012).
31. Y. Ivanisenko, I. MacLaren, X. Sauvage, R. Z. Valiev, and H.-J. Fecht, Acta Mater. **54**, 1659 (2006).
32. M. T. Perez-Prado and A. P. Zhilyaev, Phys. Rev. Lett. **102**, 175504 (2009).
33. B. Feng and V. I. Levitas, Mater. Sci. Eng. A **680**, 130 (2017).
34. K. Edalati, E. Matsubara, and Z. Horita, Metall. Mater. Trans. A **40**, 2079 (2009).
35. B. Feng, V. I. Levitas, and M. Kamrani, Mater. Sci. Eng. A **731**, 623 (2018).
36. Y. Ivanisenko, A. Kilmametov, H. Roesner, and R. Valiev, Int. J. Mater. Res. **99**, 36 (2008).
37. B. Feng, V. I. Levitas, and W. Li, Int. J. Plastic. **113**, 236 (2019).
38. V. I. Levitas, Phys. Rev. Lett. **95**, 075701 (2005).
39. V. I. Levitas, Y. Ma, E. Selvi, J. Wu, and J. A. Patten, Phys. Rev. B **85**, 054114 (2012).
40. A. M. Glezer, M. R. Plotnikova, A. V. Shalimova, and S. V. Dobatkin, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **73**, 1233 (2009).
41. S. Hóbor, Á. Révész, A. P. Zhilyaev, and Zs. Kovacs, Rev. Adv. Mater. Sci. **18**, 590 (2008).
42. I. Prigogine, *Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes*, J. Wiley & Sons, N.Y., London (1955).
43. G. Nikolis and I. Prigogine, *Self-Organization in Non-equilibrium Systems*, J. Wiley & Sons Inc., N.Y., London (1977).
44. D. Kondepudi and I. Prigogine, *Modern Thermodynamics. From Heat Engine to Dissipative Structures*, 2-nd ed., J. Wiley & Sons Ltd., Chichester, UK (2015).
45. I. Prigogine and I. Stengers, *Order out of Chaos. Man's New Dialog with Nature*, Verso, London, N.Y. (2017).
46. G. Martin, Phys. Rev. B **30**, 1424 (1984).
47. M. Wojdyr, J. Appl. Cryst. **43**, 1126 (2010).
48. M. Sagawa, S. Fujimura, H. Yamamoto, Y. Matsuura, and K. Hiraga, IEEE Trans. Magn. **20**, 1584 (1984).
49. T. L. Chen, J. Wang, C. P. Guo, R. Li, Z. M. Du, G. H. Rao, and H. Y. Zhou, Calphad **66**, 101627 (2019).
50. B. Straumal, A. Korneva, and P. Zieba, Arch. Civil Mech. Eng. **14**, 242 (2014).
51. S. D. Prokoshkin, I. Yu. Khmelevskaya, S. V. Dobatkin, I. B. Trubitsyna, E. V. Tatyanin, V. V. Stolyarov, and E. A. Prokofiev, Acta Mater. **53**, 2703 (2005).
52. *Binary Alloy Phase Diagrams*, ed. by T. B. Massalski, 2nd ed., ASM International, Materials Park, OH (1990), 760 p.
53. Е. Л. Громницкая, О. В. Стальгорова, А. Г. Ляпин, В. В. Бражкин, О. Б. Тарутин, Письма в ЖЭТФ **78**, 960 (2003) [E. L. Gromnitskaya, O. V. Stal'gorova, A. G. Lyapin, V. V. Brazhkin, and O. B. Tarutin, JETP Lett. **78**, 488 (2003)].
54. Е. Л. Громницкая, А. Г. Ляпин, О. В. Стальгорова, И. В. Данилов, В. В. Бражкин, Письма в ЖЭТФ **96**, 879 (2012) [E. L. Gromnitskaya, A. G. Lyapin, O. V. Stal'gorova, I. V. Danilov, and V. V. Brazhkin, JETP Lett. **96**, 789 (2012)].
55. Е. Л. Громницкая, О. В. Стальгорова, В. В. Бражкин, ЖЭТФ **112**, 200 (1997) [E. L. Gromnitskaya, O. V. Stal'gorova, and V. V. Brazhkin, JETP **112**, 109 (1997)].

56. В. В. Бражкин, А. Г. Ляпин, С. В. Попова, Р. Н. Волошин, Письма в ЖЭТФ **56**, 156 (1992) [V. V. Brazhkin, A. G. Lyapin, S. V. Popova, and R. N. Voloshin, JETP Lett. **56**, 152 (1992)].
57. O. I. Barkalov, I. T. Belash, and E. G. Ponyatovsky, High Pressure Res. **4**, 390 (1990).
58. V. E. Antonov, A. E. Arakelyan, O. I. Barkalov, A. F. Gurov, E. G. Ponyatovsky, V. I. Rashupkin, and V. M. Teplinsky, J. Alloys Compd. **194**, 279 (1993).
59. B. B. Straumal, V. Pontikis, A. R. Kilmametov, A. A. Mazilkin, S. V. Dobatkin, and B. Baretzky, Acta Mater. **122**, 60 (2017).
60. Б. Б. Страумал, А. Р. Кильмаметов, И. А. Мазилкин, А. Корнева, П. Земба, Б. Барецки, Письма в ЖЭТФ **110**, 622 (2019) [B. B. Straumal, A. R. Kilmametov, I. A. Mazilkin, A. Korneva, P. Zieba, and B. Baretzky, JETP Lett. **110**, 624 (2019)].
61. И. Г. Иванцов, А. М. Блинкин, ФММ **22**, 876 (1966) [I. G. Ivantsov and A. M. Blinkin, Fiz. Met. Metalloved. **22**, 876 (1966)].
62. Th. Heumann and R. Imm, J. Phys. Chem. Solids **29**, 1613 (1968).
63. C. M. Walter and N. L. Peterson, Phys. Rev. **178**, 922 (1968).
64. D. Graham, J. Appl. Phys. **40**, 2386 (1969).
65. R. J. Borg and C. E. Birchenall, Transactions of Metallurgical Society of AIME **218**, 980 (1960).
66. G. Hettich, H. Mehrer, and K. Maier, Scripta Metallurgica **11**, 795 (1977).
67. J. Geise and C. Herzig, Z. Metallkd. **78**, 291 (1987).
68. H. Mehrer and M. Ltibbehusen, Defect and Diffusion Forum **66–69**, 591 (1989).
69. B. B. Straumal, L. M. Klinger, and L. S. Shvindlerman, Scripta Metallurgica **17**, 275 (1983).
70. D. A. Molodov, B. B. Straumal, and L. S. Shvindlerman, Scripta Metallurgica **18**, 207 (1984).
71. B. B. Straumal, A. R. Kilmametov, G. A. López, I. López-Ferreño, M. L. Nó, J. San Juan, H. Hahn, and B. Baretzky, Acta Mater. **125**, 274 (2017).
72. T. Kim, G. Ouyang, J. D. Poplawsky, M. J. Kramer, V. I. Levitas, J. Cui, and L. Zhou, J. Alloys Compd. **808**, 151743 (2019).
73. M. Kamrani, V. I. Levitas, and B. Feng, Materi. Sci. Eng. A **705**, 219 (2017).
74. V. I. Levitas and A. M. Roy, Phys. Rev. B **91**, 174109 (2015).
75. V. I. Levitas, Int. J. Plastic. **106**, 164 (2018).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 54 – 61 © 2020 г. 10 июля

Нелинейные AC и DC проводимости в двухподзонной структуре n-GaAs/AlAs

И. Л. Дричко[+1)], *И. Ю. Смирнов*[+], *А. К. Бакаров*[*], *А. А. Быков*[*], *А. А. Дмитриев*[×], *Ю. М. Гальперин*[+○]

[+]*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

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

[×]*Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия*

[○]*Department of Physics, University of Oslo, P. O. Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway*

Поступила в редакцию 30 апреля 2020 г.
После переработки 19 мая 2020 г.
Принята к публикации 19 мая 2020 г.

Изучены DC и AC проводимости структуры n-GaAs/AlAs с двумя заполненными уровнями пространственного квантования в широком интервале магнитных полей. Электронный спектр такой структуры характеризуется двумя подзонами (симметричной S и антисимметричной AS), разделенными энергетической щелью $\Delta_{12} = 15.5$ мэВ. Показано, что в линейном режиме в магнитных полях $B > 3$ Тл наблюдаются осцилляции, соответствующие режиму целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ), сложная картина которых хорошо объясняется переходами между уровнями Ландау различных подзон. В магнитных полях $B < 1$ Тл наблюдаются межподзонные осцилляции (MISO). Рост проводимости при увеличении тока через образец или интенсивности поверхностной акустической волны (ПАВ) в режиме ЦКЭХ определяется ростом температуры электронного газа. При межподзонных переходах установлено, что механизм нелинейности не сводится к разогреву, причем уменьшение AC проводимости при росте напряженности электрического поля ПАВ не зависит от частоты, но и не совпадает с характером зависимости DC проводимости от холловского напряжения E_y.

DOI: 10.31857/S123456782013008X

1. Введение. Электронный спектр полупроводниковых структур с двумя квантовыми ямами, с широкими квантовыми ямами, а также с двумя зонами пространственного квантования, минимумы которых находятся ниже уровня Ферми, характеризуется двухзонным спектром – двумя подзонами, разделенными энергетической щелью, Δ_{12}. Взаимодействие между ними оказывает существенное влияние на базовые свойства двухподзонных систем, что приводит к появлению ряда новых магнетотранспортных явлений [1, 2], которые отсутствуют в одноподзонных системах. Например, в двухподзонной системе зависимость проводимости от $1/B$ содержит не только периодические осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ), частоты которых (f_1 и f_2) определяются концентрациями электронов в подзонах (n_1 и n_2), но еще и осцилляции с разностной частотой (f_1–f_2). Эти осцилляции (английская аббревиатура MISO – *magneto-inter-subband oscillations*) обусловлены изоэнергетическими переходами, возникающими при пересечении уровней Ландау различных подзон. Резонансный характер таких межподзонных переходов не зависит от положения уровня Ферми и поэтому MISO проявляются при более высоких температурах по сравнению с осцилляциями ШдГ [1]. MISO широко исследовались как теоретически [1, 3, 4, 5], так и экспериментально в одиночных и двойных GaAs квантовых ямах [6, 7]. Недавно они были обнаружены в HgTe квантовой яме с двумя заполненными спиновыми подзонами [8]. В квантующих магнитных полях в двухподзонных системах возникают не только целочисленный и дробный квантовые эффекты Холла [2, 9], но еще и коллективные электронные состояния, обусловленные антипересечениями уровней Ландау различных подзон [10, 11].

Необычно выглядят в таких структурах и неомические эффекты, проявляющиеся при увеличении тока через исследуемый образец в области малых магнитных полей, где наблюдаются межподзонные переходы [12–15]. Несмотря на многолетнюю историю исследования двухподзонных электронных систем, многие аспекты магнетотранспорта в них остаются до сих пор дискуссионными [16–18]. При наличии двух частично заполненных подзон картина осцил-

[1)]e-mail: irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

ляций Шубникова–де Гааза (так же, как и картина целочисленного эффекта Холла) – очень сложная, и тоже требует специального исследования.

В настоящей работе исследовалась структура n-GaAs/AlAs с шириной ямы 26 нм и AlAs/GaAs барьерами из сверхрешеток. Транспортные свойства этой структуры на постоянном токе, как в линейном, так и в нелинейном режимах, были подробно исследованы в работах [15, 19, 20, 21, 22] в магнитных полях до 2 Тл. В этих работах было показано, что полная концентрация, n_{tot}, носителей заряда (электронов) равна $8.13 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, так что верхний (второй) уровень пространственного квантования находится ниже уровня Ферми. Поэтому электронный спектр характеризуется двухподзонной системой (симметричной и антисимметричной подзонами) с энергетической щелью $\Delta_{12} = 15.5$ мэВ. Концентрации носителей в подзонах различались в 3 раза: в симметричной подзоне $n_1 = 6.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, а в антисимметричной – $n_2 = 1.9 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, что было определено посредством Фурье-анализа осцилляций статической проводимости.

Цель настоящей работы – исследование влияния двухподзонного энергетического спектра на формирование картины осцилляций магнетотранспорта в магнитных полях до 14 Тл в линейном и нелинейном режимах. Измерения проводились с использованием двух методик: на постоянном токе (в полях до 14 Тл) и бесконтактного метода акустической спектроскопии (в полях до 8 Тл). Насколько нам известно, подобные измерения в двухподзонных структурах ранее не проводились. В частности, предполагалось изучить частотные зависимости AC проводимости в нелинейном режиме.

2. Экспериментальные методы и результаты. Использованные экспериментальные методы и актуальные диапазоны измеряемых величин проиллюстрированы на рис. 1. Более детальное описание можно найти, например, в работе [18].

Измерения на постоянном токе проводились на холловском мостике с размерами 50×450 мкм^2; причем компоненты магнетосопротивления $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ исследовались в полях до 14 Тл и температурах от 2.2 до 20 K в линейном и нелинейном режимах.

Поглощение и изменение скорости поверхностной акустической волны (ПАВ) измерялись в магнитных полях до 8 Тл, при $T = 1.7$–15 K в линейном и нелинейном режимах; частоты ПАВ, f, были 30, 86, 140, 198 и 253 МГц. При этом поверхностная акустическая волна (ПАВ) возбуждалась и принималась встречно-штыревыми преобразователями IDT1 (interdigital transducer 1) и IDT2

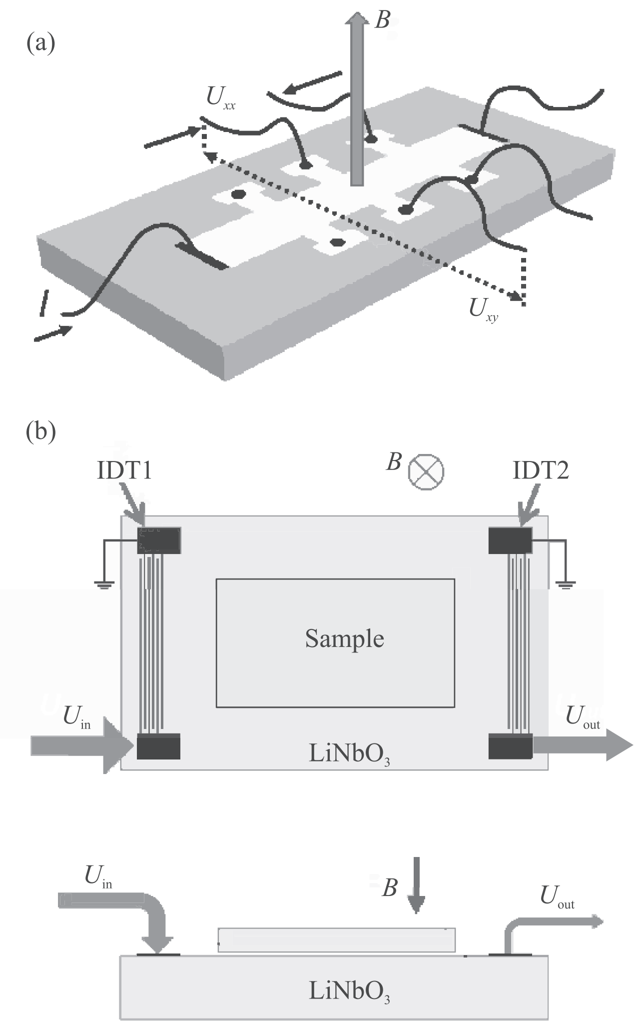

Рис. 1. (Цветной онлайн) Методики исследования и актуальные диапазоны параметров. (a) – Измерения на постоянном токе (Холловский мостик). Одновременные измерения $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$. $B \le 14$ Тл, $T = 2$–20 K. (b) – Акустическая методика. Определение AC проводимости $\sigma_{xx}(\omega) \equiv \sigma_1 - i\sigma_2$. $B \le 8$ Тл, $T = 1.7$–15 K

(interdigital transducer 2), сформированными на поверхности кристалла ниобата лития. Между этими преобразователями прижимался с помощью пружины исследуемый образец. Распространение ПАВ (волны Релея) вдоль поверхности ниобата лития (U_{in} – входной сигнал, U_{out} – выходной сигнал) сопровождалось электрическим полем, которое проникало в образец и взаимодействовало с носителями заряда в проводящем канале. Измерялись поглощение и изменение фазы взаимодействующей с электронами ПАВ в зависимости от магнитного поля, температуры, частоты и интенсивности ПАВ. Из одновременно измеренных поглощения и изменения фазы по формулам работы [18] можно определить реальную и мнимую компоненты комплексной АС проводимости $\sigma_{xx}(\omega) \equiv \sigma_1 - i\sigma_2$.

На постоянном токе в исследуемом образце были измерены компоненты ρ_{xx} и ρ_{xy} тензора магнетосопротивления в зависимости от температуры и электрического тока через образец. Зависимости проводимостей σ_{xx} и σ_{xy} [пересчитанных из значений тензора магнетосопротивлений по формулам $\sigma_{ik} = \rho_{ik}/(\rho_{xx}^2+\rho_{xy}^2)$] от магнитного поля при $T = 2.65$ К представлены на рис. 2.

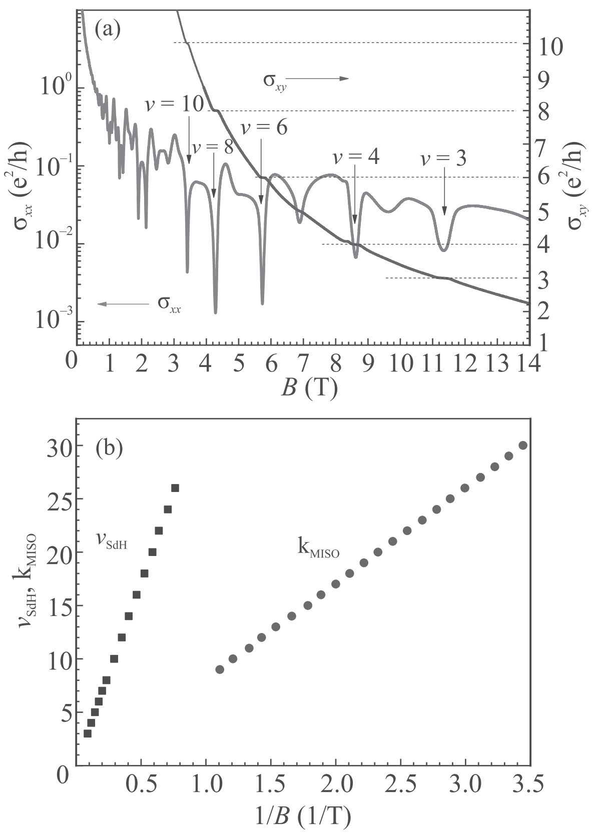

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости σ_{xx} и σ_{xy} от B, $T = 2.65$ К. Над осцилляциями проставлены значения чисел заполнения. (b) – Зависимость положений максимумов межподзонных осцилляций σ_{xx} ($k_{\rm MISO}$) и минимумов осцилляций ШдГ ($\nu_{\rm SdH}$) от обратного магнитного поля в диапазоне $0 \le B$, Тл ≤ 14

Стрелки на рис. 2a, проведенные в центрах плато σ_{xy}, соответствуют $\nu = 2\varepsilon_F/\hbar\omega_c$, где энергия Ферми, ε_F, рассчитана для полной концентрации электронов, $n_{\rm tot}$, в квантовой яме при $B = 0$, а ω_c – циклотронная частота. Коэффициент 2 обусловлен учетом спинового расщепления уровней Ландау. Из рисунка 2 видно, что наблюдается сложная картина осцилляций, причем в магнитных полях 1–3 Тл (рис. 2a) наблюдаются осцилляции ШдГ, выше 3 Тл – целочисленный квантовый эффект Холла, а в полях $B < 1$ Тл – межподзонные осцилляции (рис. 2b). Далее мы обсудим эти области подробнее.

Магнитные поля $B > 1$ Тл. Линейный режим. Сложную картину осцилляций σ_{xx} в этом образце удалось привязать к определенному числу заполнения ν с помощью экспериментально определенных значений проводимостей $\sigma_{xy}(B)$ на плато и их положений в магнитном поле при $T = 2.65$ К. Эти значения совпадают с вычисленными по формуле $\nu = 2\varepsilon_F/\hbar\omega_c$.

Чтобы вычислить величину энергии Ферми и ее зависимость от магнитного поля для системы с двухподзонным энергетическим спектром, мы использовали известное выражение для концентрации электронов, n,

$$n = \int \rho(\varepsilon) f_0(\varepsilon)\, d\varepsilon. \qquad (1)$$

Здесь $\rho(\varepsilon)$ – плотность электронных состояний, а $f_0(\varepsilon) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon-\zeta}{k_B T}\right) + 1\right]^{-1}$ – функция распределения Ферми–Дирака, k_B – постоянная Больцмана, ζ – химический потенциал; $\zeta_{T\to 0}$ есть энергия Ферми.

В магнитном поле, пренебрегая столкновительным уширением уровней Ландау, плотность состояний можно записать в виде

$$\rho(\varepsilon) = \frac{eB}{2\pi\hbar c} \sum_{i=1,2} \sum_{s=\pm 1/2} \sum_{N=0}^{\infty} \delta\left[\varepsilon - \varepsilon_i - \right.$$
$$\left. - \hbar\omega_c(N+1/2) - sg\mu_0 B\right]. \qquad (2)$$

Здесь i – номер подзоны размерного квантования, ε_i – энергия минимума i-той подзоны, $s = \pm 1/2$ – проекция спина на направление вдоль магнитного поля, g – фактор спектроскопического расщепления электронов, μ_0 – магнетон Бора. В квантующем магнитном поле, $\hbar\omega_c \gg k_B T$, можно заменить $f_0(\varepsilon) \to \Theta(\varepsilon_F - \varepsilon)$, после чего интеграл (1) вычисляется тривиально. Каждый полностью заполненный уровень Ландау с заданной проекцией спина дает вклад $e/2\pi\hbar c$, а уровень Ферми совпадает с верхним, частично заполненным уровнем Ландау.

На рисунке 3 построены "веера" уровней Ландау для двух подзон, рассчитанные из следующих входных данных: дно S-подзоны $\varepsilon_1 \equiv 0$, дно верхней подзоны $\varepsilon_2 \equiv \Delta_{12} = 15.5$ мэВ; $m^* = 0.067 m_0$ – эффективная масса электронов в GaAs; g – фактор спектроскопического расщепления электронов ($g = 1.3$). Опираясь на эту энергетическую диаграмму и модификацию выражения (1) для $T = 0$,

$$n_{\rm tot} = \int_0^{\varepsilon_F} \rho(\varepsilon)\, d\varepsilon, \qquad (3)$$

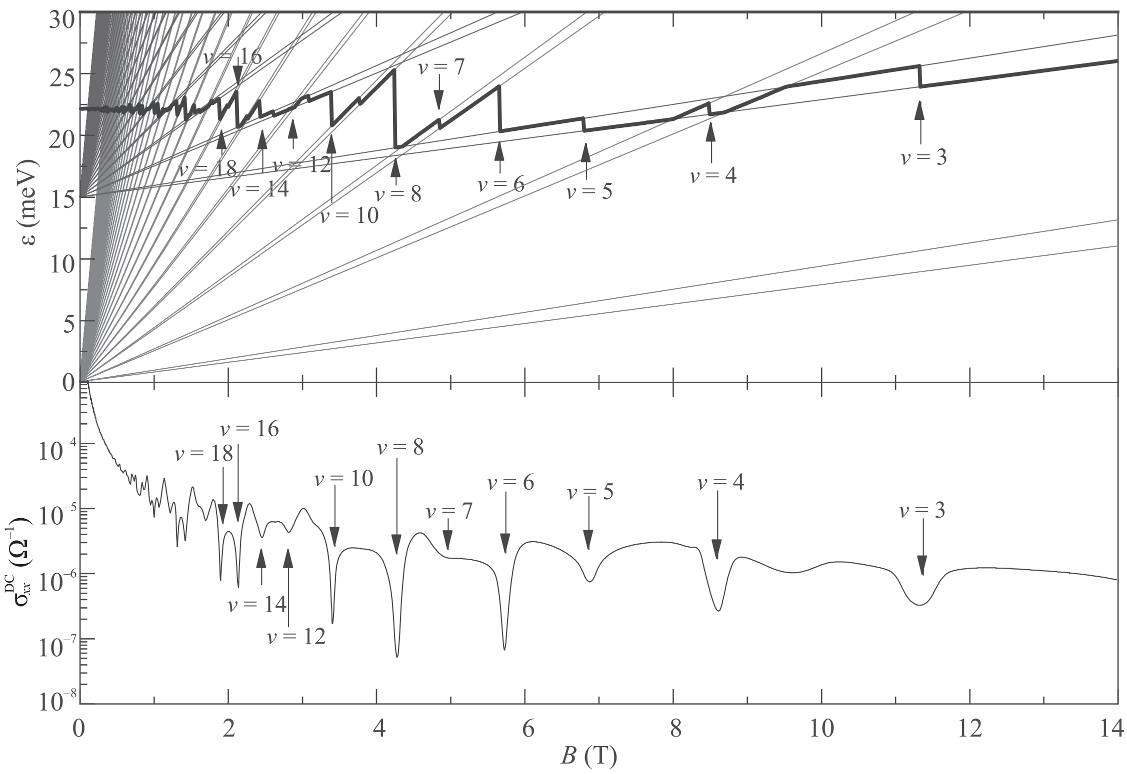

Рис. 3. (Цветной онлайн) Веера уровней Ландау для двух подзон. Красные линии – уровни Ландау для симметричной подзоны, уровни расщеплены по спину, синие линии – для антисимметричной подзоны, g-фактор $g = 1.3$. Черной линией обозначена зависимость уровня Ферми от магнитного поля

мы рассчитали энергию Ферми (см. рис. 3) для значения полной концентрации носителей заряда $n_{\rm tot} = 8.13\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Так как энергию мы отсчитываем от дна S-подзоны, энергия Ферми при нулевом магнитном поле равна энергии Ферми в нижней подзоне (которая пропорциональна концентрации носителей в этой подзоне) и составляет $\varepsilon_{F1} = 22$ мэВ. Рассчитанная зависимость энергии Ферми от магнитного поля представлена на рис. 3 черной линией.

Из сравнения верхней и нижней панелей рис. 3 видно, что положения минимумов осцилляций по магнитному полю, наблюдаемых в эксперименте и соответствующих четным числам заполнения (4, 6, 8, 10, ...), связаны со скачками уровня Ферми между разными подзонами (A и AS), а положения нечетных осцилляций (5, 7) – со скачками между расщепленными по спину уровнями Ландау в каждой из подзон. Таким образом, приведенное выше построение дает возможность утверждать, что сложная картина осцилляций σ_{xx} связана со скачками уровня Ферми в магнитном поле между уровнями Ландау разных подзон.

Температурная зависимость проводимости изучалась бесконтактным акустическим методом.

На рисунке 4 представлены зависимости линейной АС проводимости от магнитного поля при раз-

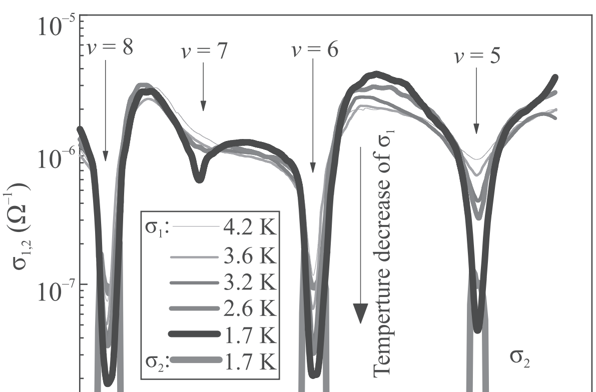

Рис. 4. (Цветной онлайн). Зависимости σ_1 от магнитного поля B при разных температурах (K): 4.2, 3.7, 3.2, 2.7 и 1.7, и σ_2 при $T = 1.7$ K; $f = 86$ МГц. Направление стрелки соответствует уменьшению температуры

ных температурах. Из рисунка 4 видно, что при повышении температуры реальная компонента проводимости в режиме квантового эффекта Холла растет. При $T = 1.7$ К в минимумах проводимости $\sigma_2 > > \sigma_1$, а в промежутках между ними выполняется противоположное неравенство $\sigma_2 \ll \sigma_1$. Этот экспериментальный факт связан с тем, что в минимумах осцилляций в режиме квантового Холла носители заряда локализованы, и проводимость характеризуется прыжковым механизмом [23].

Магнитные поля $B > 1$ Тл. Область целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ). Нелинейный режим.

На рисунке 5 представлены зависимости σ_1 на частоте 30 МГц от температуры и интенсивности

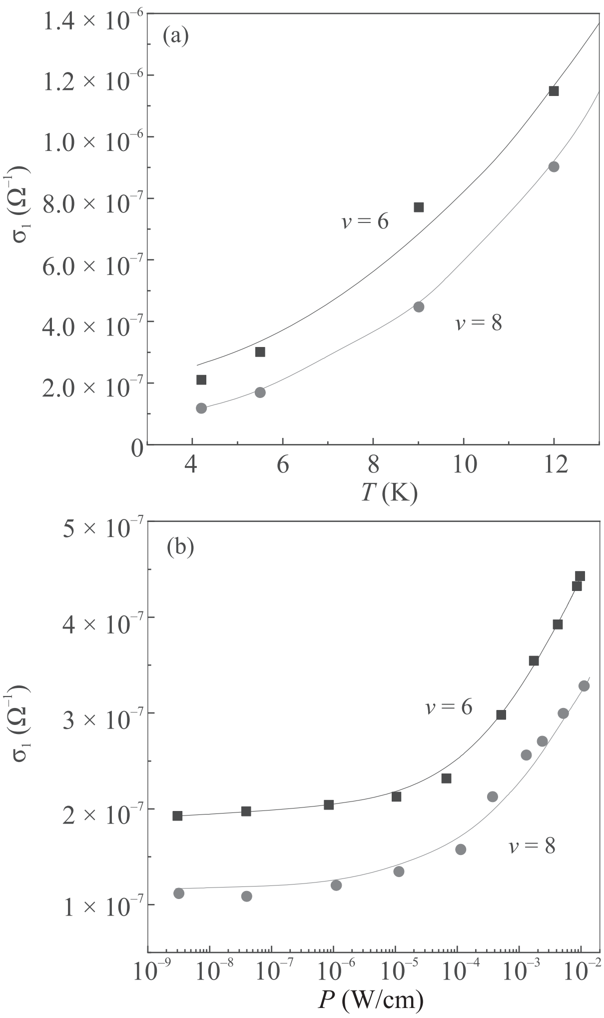

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость σ_1 от температуры для $\nu = 6$ и 8. (b) – Зависимость σ_1 от интенсивности P (Вт/см) поверхностной акустической волны на входе в образец. $T = 4.2$ К; $f = 30$ МГц

ПАВ на входе в образец при $\nu = 6$ и 8, т.е. в режиме ЦКЭХ. Как видно из рисунка, в режиме целочисленного квантового эффекта Холла σ_1 растет как при увеличении температуры (рис. 5a), так и росте интенсивности ПАВ (рис. 5b). Обычно такую зависимость проводимости от интенсивности ПАВ связывают с разогревом электронного газа электрическим полем ПАВ. Сопоставление панелей (a) и (b) рис. 5 дает возможность оценить температуру разогрева. Оценка показывает, что при росте интенсивности почти до 10^{-2} Вт/см электронная система, находящаяся при $T = 4.2$ К, разогревается лишь до температуры ~ 7 К. Нелинейные эффекты в DC-проводимости в режиме ЦКЭХ подробно исследованы и проанализированы в ряде работ, например [24, 25], в которых было установлено, что основным механизмом нелинейностей также является разогрев электронного газа постоянным электрическим полем.

Картина осцилляций σ_1, измеренная на постоянном токе в магнитных полях до 14 Тл в линейном режиме, представлена на рис. 2b; в малых магнитных полях период осцилляций гораздо больше, чем период осцилляций ШдГ. Поскольку под уровнем Ферми находятся 2 уровня пространственного квантования, можно ожидать, что это – межподзонные осцилляции. Если построить положения максимумов этих осцилляций от $1/B$, то можно определить $\Delta_{12} = 15.5$ мэВ, что совпадает с результатами Фурье-анализа осцилляций магнетосопротивления при $B < 1$ Тл.

Магнитные поля $B < 1$ Тл.

Линейный режим. Как отмечалось во вступлении, проводимость в малых магнитных полях также изучалась двумя способами: на постоянном токе и методом акустической спектроскопии. Экспериментальные зависимости σ_{xx} от магнитного поля в линейном режиме, измеренные на постоянном токе при разных температурах, представлены на рис. 6.

Нелинейный режим. Экспериментальные зависимости вещественной части σ_{xx} от магнитного поля в нелинейном режиме представлены на рис. 7.

Из рисунка 7 видно, что изменения проводимости при межподзонных переходах в нелинейном режиме при измерениях разными методами качественно подобны: с увеличением тока через образец или интенсивности акустической волны максимумы проводимости сменяются минимумами. Из сопоставления рис. 6 и 7b видно, что зависимости проводимости от температуры и от тока через образец (DC) имеют разный характер. А именно, при увеличении температуры проводимость слабо растет, а при увеличении электрического поля проводимость уменьшается, и при дальнейшем росте E максимумы проводимости сменяются на минимумы. Этот факт указывает, что механизм нелинейности при межподзонных переходах, по-видимому, не связан непосредственно с рос-

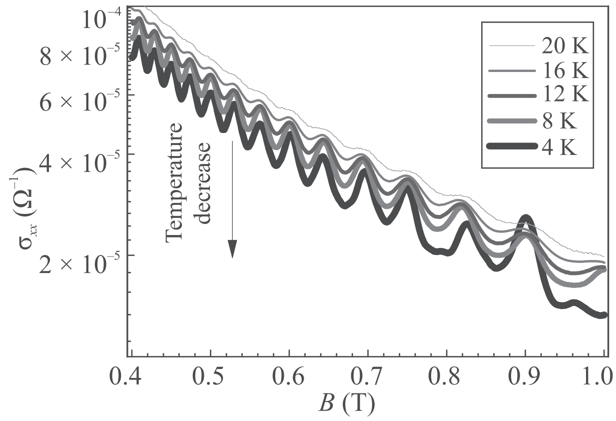

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимости проводимости σ_{xx} от B в режиме межподзонных переходов при температурах T, К: 4, 8, 12, 16 и 20, измеренные на постоянном токе. Направление стрелки соответствует уменьшению температуры

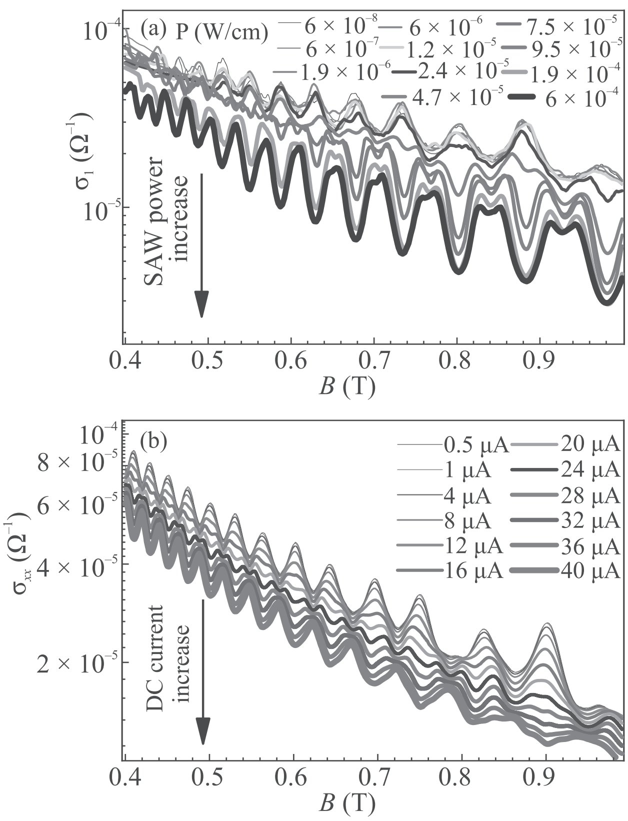

Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимости $\sigma_1(B)$ при $T = 4.2$ К: (a) – при разных интенсивностях ПАВ на входе в образец, $f = 140$ МГц; (b) – на постоянном токе при разных токах через образец. Направления стрелок соответствуют росту интенсивности и тока на входе в образец

том температуры электронного газа, как это наблюдается в режиме квантового эффекта Холла.

Для сравнения характера нелинейных эффектов, исследованных разными методиками, на рис. 8 построены зависимости нормированной проводимо-

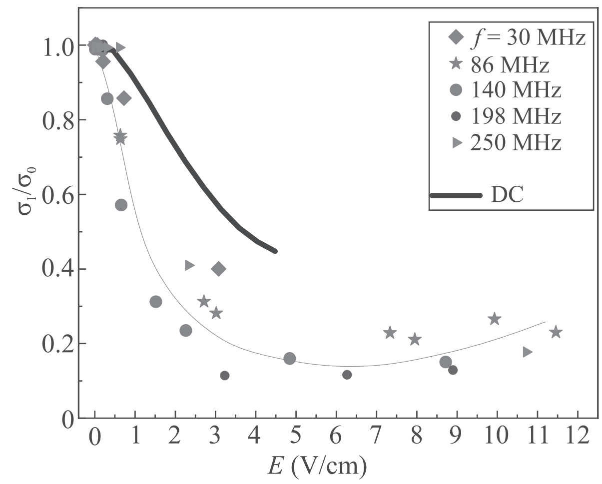

Рис. 8. (Цветной онлайн) Зависимость σ_1/σ_0 от E на разных частотах ПАВ (f) и на постоянном токе (DC) при $B = 0.73$ Тл ($k = 12$). σ_0 – проводимость на той же частоте в линейном режиме

сти, σ_1/σ_0, от напряженности электрического поля E, приложенного к образцу для $k = 12$ (для других k результаты аналогичны). В акустических измерениях E определялось по формуле (1) работы [26]. В DC – измерениях, где изменялся ток I_x через образец, поле $\mathbf{E}$ имеет две компоненты: $E_x = \rho_{xx} I_x/d$ и $E_y = \rho_{yx} I_x/d$, причем $E_y \gg E_x$. Значения E_x оказываются весьма малыми.

Из рисунка 8 видно, что зависимость σ_1/σ_0 от E, измеренная акустическими методами, в пределах ошибки измерений не зависит от частоты ПАВ и отличается от зависимости σ_1/σ_0 от E_y, измеренной на постоянном токе. Более того, в поле $E > 6$ В/см отношение σ_1/σ_0, измеренное акустическими методами, начинает расти. Это, по-видимому, связано с ростом температуры электронного газа. Такой же эффект наблюдался, например, в работе [13], в которой на постоянном токе были использованы токи через образец, превышающие наши в 7 раз. Следует отметить, что характер нелинейного поведения σ_1 в области межподзонных переходов аналогичен поведению проводимости сбалансированных систем.

3. Обсуждение результатов. Перечислим основные особенности обнаруженных нелинейных эффектов в статической и АС проводимости. К сожалению, количественная теория нелинейной АС проводимости для двухподзонных несбалансированных структур в настоящее время отсутствует. Поэтому мы ограничимся качественными соображениями.

Физическая картина нелинейных эффектов различна в различных областях магнитных полей.

- В магнитных полях $B > 3$ Тл, где реализуется ЦКЭХ, за нелинейное поведение ответствен разогрев электронов приложенным электрическим полем – статическим либо высокочастотным, индуцированным распространяющейся акустической волной.

- В полях $B < 1$ Тл, где в линейном режиме наблюдаются межподзонные осцилляции, нелинейное поведение проводимости более разнообразно. Следует, в первую очередь, отметить, что в статическом случае при пропускании тока генерируется заметное холловское поле, приводящее к модуляции эффективного фактора заполнения поперек образца [15]. По-видимому, это и есть главная причина зависимости нелинейной статической проводимости от пропускаемого тока, как и в работе [15].

- В случае, когда АС электрическое поле индуцируется распространяющейся акустической волной, макроскопических холловских полей не возникает. Причина заключается в том, что направления y-компонент протекающих токов противоположны в областях, соответствующих соседним полупериодам ПАВ. В итоге средняя y-компонента тока (а следовательно, макроскопическое холловское поле) равна нулю.

  Нелинейное поведение в такой ситуации, по-видимому, объясняется т.н. *quantal heating* [27]. Именно так интерпретированы результаты ряда экспериментальных наблюдений [12, 13, 28, 29]. Обусловлен этот механизм квантованием электронного спектра в магнитном поле, в результате которого энергетическая зависимость плотности электронных состояний представляется системой узких пиков. Изменение относительного положения пиков плотности состояний, соответствующих разным подзонам, при изменении магнитного поля приводит к магнето-полевой зависимости вероятностей межподзонных переходов. В результате возникают осцилляции проводимости.

  Вероятности межподзонных переходов зависят как от взаимного расположения пиков плотности состояний (совпадающих с уровнями Ландау), так и от разностей чисел заполнения этих состояний. С ростом величины электрического поля распределение электронов по энергиям становится все более неравновесным. Функция распределения электронов по энергиям при этом определяется уравнением диффузии, причем коэффициент диффузии по энергиям пропорционален квадрату электрического поля. Поэтому говорят о так называемой спектральной диффузии, приводящей к уменьшению разностей чисел заполнения начального и конечного состояний. Как показал количественный анализ [13] нелинейной статической проводимости, квантование спектра и неравновесность функции распределения “работают” в разные стороны – соответствующие вклады в проводимость имеют противоположные знаки. Именно поэтому с ростом величины электрического поля максимумы магнето-осцилляционной картины переходят в минимумы.

Детальная интерпретация наблюдаемых явлений требует построения количественной нелинейной теории АС проводимости двухподзонной электронной системы во внешнем магнитном поле. Такая теория требует учета ряда явлений: квантования Ландау, упругого и неупругого рассеяния электронов друг на друге, структурных дефектах и фононах, а также ускорения электронов приложенным электрическим полем. Как уже отмечалось, достаточно подробный анализ статического случая выполнен в работе [27]. Мы надеемся, что полученные в данной работе экспериментальные результаты стимулируют развитие такой теории для АС проводимости.

Заключение. В работе впервые использована бесконтактная акустическая методика для исследования линейной и нелинейной высокочастотной проводимости в структуре n-GaAs/AlAs с двумя заселенными уровнями пространственного квантования (с разной концентрацией носителей), и поэтому обладающей двухподзонным энергетическим спектром. Показано, что нелинейное поведение АС проводимости двухподзонных структур заметно отличается от поведения стандартных структур с одним заполненным уровнем пространственного квантования.

В стандартных структурах линейная АС проводимость в режиме осцилляций ШдГ и изученном нами диапазоне частот не зависит от частоты ПАВ и совпадает с DC проводимостью. При росте температуры, интенсивности ПАВ или тока через образец эти осцилляции подавляются из-за роста температуры электронного газа.

В двухподзонных структурах линейные АС и DC проводимости тоже близки. В то же время, нелинейное поведение проводимостей существенно различается. Таким образом, изучение нелинейной АС проводимости дает дополнительную информацию о магнето-проводимости квази-двумерного электронного газа.

Мы считаем, что главный результат данной работы – существенное различие поведения нелинейных AC и DC проводимостей – обусловлен важной ролью макроскопического холловского поля. Такое поле генерируется в статическом случае и отсутствует в высокочастотном. Как уже отмечалось, детальная интерпретация экспериментальных результатов данной работы требует существенного развития количественной теории нелинейной AC проводимости.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 19-02-00124 и 20-02-00309, а также Президиума РАН.

1. В. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
2. G. S. Boebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990).
3. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
4. N. S. Averkiev, L. E. Golub, S. A. Tarasenko, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 2517 (2001).
5. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
6. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev B **46**, 12439 (1992).
7. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **87**, 563 (2008).
8. Г. М. Миньков, О. Е. Рут, А. А. Шерстобитов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **110**, 274 (2019).
9. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).
10. X. Y. Lee, H. W. Jiang, and W. J. Schaff, Phys. Rev. Lett. **83**, 3701 (1999).
11. X. C. Zhang, D. R. Faulhaber, and H. W. Jiang, Phys. Rev. Lett. **95**, 216801 (2005).
12. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 70 (2008).
13. N. C. Mamani, G. M. Gusev, O. E. Raichev, T. E. Lamas, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **80**, 075308 (2009).
14. S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev, A. K. Bakarov, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **84**, 165303 (2011).
15. S. Dietrich, S. Byrnes, S. Vikalov, A. V. Goran, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **86**, 075471 (2012).
16. I. L. Drichko, I. Yu. Smirnov, M. O. Nestoklon, A. V. Suslov, D. Kamburov, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and L. E. Golub, Phys. Rev. B **97**, 075427 (2018).
17. А. А. Быков, И. С. Стрыгин, А. В. Горан, И. В. Марчишин, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, С. Албеди, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **109**, 401 (2019).
18. А. А. Дмитриев, И. Л. Дричко, И. Ю. Смирнов, А. К. Бакаров, А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **110**, 62 (2019).
19. A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **80**, 193305 (2009).
20. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
21. W. Mayer, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **96**, 045436 (2017).
22. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **100**, 891 (2014).
23. А. Л. Эфрос, ЖЭТФ **89**, 1834 (1985).
24. G. Ebert, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, J. Phys. C: Solid State Phys. **16**, 5441 (1983).
25. J. A. Alexander-Webber, A. M. R. Baker, P. D. Buckle, T. Ashley, and R. J. Nicholas, Phys. Rev. B **86**, 045404 (2012).
26. И. Л. Дричко, А. М. Дьяконов, В. Д. Каган, А. М. Крещук, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев, И. Ю. Смирнов, А. В. Суслов, ФТП **31**, 1357 (1997).
27. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
28. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **75**, 081305 (R) (2007).
29. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **80**, 045310 (2009).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 1, с. 62 – 67

Аномальный сигнал антистоксового рассеяния как индикатор макрозаполненных магнитоэкситонных уровней в режиме КЭХ

Б. Д. Кайсин[+*1)], *А. Б. Ваньков*[+×], *И. В. Кукушкин*[+*×]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

[×]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 мая 2020 г.
После переработки 22 мая 2020 г.
Принята к публикации 25 мая 2020 г.

В сильновзаимодействующих двумерных электронных системах на основе ZnO/MgZnO методом комбинационного рассеяния света обнаружена аномально сильная по интенсивности спектральная линия антистоксовой компоненты спинового экситона. Данная особенность проявляется в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$ при ферромагнитном упорядочении спиновой подсистемы, при этом в условиях парамагнитного упорядочения она не наблюдается. Показано, что происхождение данной линии может быть вызвано формированием ансамбля долгоживущих коллективных возбуждений в ферромагнитной фазе на факторе заполнения $\nu = 2$.

DOI: 10.31857/S1234567820130091

Двумерные электронные системы (ДЭС) с сильным кулоновским взаимодействием являются одним из наиболее интересных предметов исследования в современной физике конденсированного состояния с точки зрения изучения фундаментальных коллективных явлений. Вигнеровская кристаллизация [1], формирование экзотических дробных факторов заполнения в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) [2], Стонеровская неустойчивость [3] – далеко не полный перечень явлений, изучаемых в данных системах. Широкий спектр коллективных эффектов был изучен в высококачественных гетероструктурах GaAs/AlGaAs, обладающих рекордными электронными подвижностями. Кулоновское взаимодействие в ДЭС характеризуется безразмерным радиусом Вигнера–Зейтца r_s, который представляет собой среднее межчастичное расстояние в единицах боровского радиуса, в структурах GaAs/AlGaAs при плотности электронов в двумерном канале $n_s \sim 10^{11}$ см$^{-2}$ этот параметр достигает значения $r_s \sim 1$. Существенно большего межчастичного взаимодействия удается получить в гетероструктурах ZnO/MgZnO, которые отличаются от структур GaAs/AlGaAs большей эффективной массой электронов в зоне проводимости и меньшей диэлектрической проницаемостью. Таким образом, при той же концентрации электронов характерное значение параметра взаимодействия в структурах ZnO/MgZnO $r_s \sim 10$. На сегодняшний день значения подвижности в данных структурах достигают порядка 10^6 см^2/В$\cdot$с [4]. Сопоставимые по величине Зеемановское и циклотронное энергетические расщепления в комбинации с сильным межчастичным взаимодействием и высокой подвижностью позволяют наблюдать множество ранее неизученных, коллективных явлений. Одним из недавних вызывающих интерес результатов, полученных при изучении данных структур, является обнаружение ферромагнитной неустойчивости при четных факторах заполнения в режиме КЭХ. Данное явление было обнаружено и описано в серии магнитотранспортных работ [5–7]. Магнитооптические методы позволяют не только наблюдать данный переход, но и зондировать спектры коллективных возбуждений и их дисперсии [8–10]. Спектр коллективных возбуждений несет в себе информацию о ключевых энергетических параметрах, определяющих масштаб многочастичных корреляций. Так, в работе [10] было показано, что причиной ферромагнитной неустойчивости может служить смягчение одной из коллективных мод, которое приводит к переключению основного состояния из спин-неполяризованного (парамагнитного) в спин-поляризованное (ферромагнитное).

Одним из методических инструментов для исследования спиновой поляризации может служить комбинационное рассеяние света (КРС) на внутриподзонном спиновом экситоне (SE – *spin exciton*) [11]. В

1)e-mail: tiesb@yandex.ru

длинноволновом пределе SE суть нижайшее по энергии возбуждение, его щель не зависит от кулоновского взаимодействия и определяется лишь Зеемановским расщеплением [12]. SE представляет собой волну, образованную переходом электронов между двумя спиновыми подуровнями одного уровня Ландау. В ДЭС в режиме КЭХ данное возбуждение не может образовываться при четных факторах заполнения с симметричным парамагнитным заполнением спиновых подуровней внутри одного уровня Ландау. Однако при ферромагнитном переходе на четных факторах заполнения происходит переключение поляризации с парамагнитной на ферромагнитную, и, как следствие, наблюдается резкое увеличение сигнала SE [8].

В ДЭС с сильным взаимодействием на структуру основного состояния влияет высокий обменный вклад масштаба $e^2/\epsilon l_B$ (l_B – магнитная длина). При некотором соотношении энергетической щели над основным состоянием и обменной энергии может произойти переключение спинового упорядочения на энергетически более выгодную ферромагнитную конфигурацию при $\nu = 2$. Одним из способов добиться условий перехода является поворот образца относительно магнитного поля. Связано это с тем, что при наклоне изменяется соотношение между Зеемановским расщеплением спиновых подуровней внутри одного уровня Ландау (зависит от полного поля) и циклотронным расщеплением между соседними уровнями Ландау (зависит только от перпендикулярной компоненты поля), вследствие чего уменьшается энергетическая щель над основным состоянием.

Изменение структуры основного состояния сильновзаимодействующих ДЭС проявляется в изменении спектра коллективных возбуждений, исследование которого позволяет наблюдать новые нетривиальные эффекты. Настоящая работа посвящена изучению аномального поведения сигнала антистоксовой компоненты комбинационного рассеяния на SE в ферромагнитной фазе на факторе заполнения $\nu = 2$. Исследуется вопрос о формировании уровней долгоживущих возбуждений в условиях фазового перехода, появление которых может стать причиной для образования ансамбля высококогерентных коллективных магнитоэкситонов.

Измерения проводились на высококачественных гетероструктурах $\mathrm{Mg}_x\mathrm{Zn}_{1-x}\mathrm{O}/\mathrm{ZnO}$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [4]. Концентрация электронов в двумерном канале определяется долей магния в барьере $\mathrm{Mg}_x\mathrm{Zn}_{1-x}\mathrm{O}$. Были исследованы два образца: S427 ($n_s = 2.8 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, $\mu = 4.27 \cdot 10^5$ см^2/В $\cdot$ с) и S448 ($n_s = 4.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, $\mu = 2.5 \cdot 10^5$ см^2/В $\cdot$ с). Электронные подвижности измерялись магнитотранспортным методом. Оптические эксперименты были выполнены в криостате с откачкой паров He^3 при температуре 0.35 К в постоянном магнитном поле в диапазоне 0–15 Т. Для изменения угла наклона ДЭС относительно магнитного поля образец крепился на вращательном столике. Угол наклона контролировался с точностью $0.5°$. Оптический доступ к образцу осуществлялся с помощью многомодовых световодов диаметром 400 мкм. Магнитооптические измерения были выполнены методом КРС по двухсветоводной схеме для подавления паразитного света, рассеянного на световоде накачки. Возбуждение осуществлялось перестраиваемым по длине волны титан-сапфировым лазером в диапазоне 720–780 нм, который работал в режиме непрерывного излучения. Для получения резонансного надбарьерного фотовозбуждения использовался удвоитель частоты лазерного излучения на основе нелинейного кристалла BBO. В результате накачка ДЭС выполнялась в диапазоне длин волн 365–368 нм (спектральная ширина линии ~ 10 МГц) с плотностью мощности 0.5 мВт/см^2, что исключало возможность перегрева электронной системы [13].

Система для регистрации спектральных линий состояла из спектрометра с линейной дисперсией 5 Å/мм и ПЗС-камеры (прибор с зарядовой связью), охлаждаемой при помощи жидкого азота. Для количественного описания данных, полученных в эксперименте, требовалось вычисление интенсивностей спектральных линий, расположенных на склоне высокоинтенсивной линии упруго рассеянного света лазера (рис. 1b). Для этого из зарегистрированного спектра устранялась спектральная линия лазера, полученный сигнал аппроксимировался гауссианой, а интенсивность вычислялась как площадь под этой кривой.

На рисунке 1a представлен спектр КРС, на котором присутствуют стоксова и антистоксова компоненты рассеяния на спиновом экситоне (образец S427) при угле наклона $31°$ в поле 6.8 Т, что соответствует ферромагнитному упорядочению на факторе заполнения $\nu = 2$ в области ферромагнитного перехода [8] для данного образца. Рамановский сдвиг обеих компонент одинаков и соответствует Зеемановской энергии с g фактором ≈ 2. Спектр получен при температуре 0.35 К и имеет аномально высокую интенсивность антистоксовой компоненты. Действительно, при данной температуре следовало ожидать, что отношение интенсивностей этих линий вследствие термоактивации SE будет порядка $I_{\mathrm{ast}}/I_{\mathrm{st}} \sim$

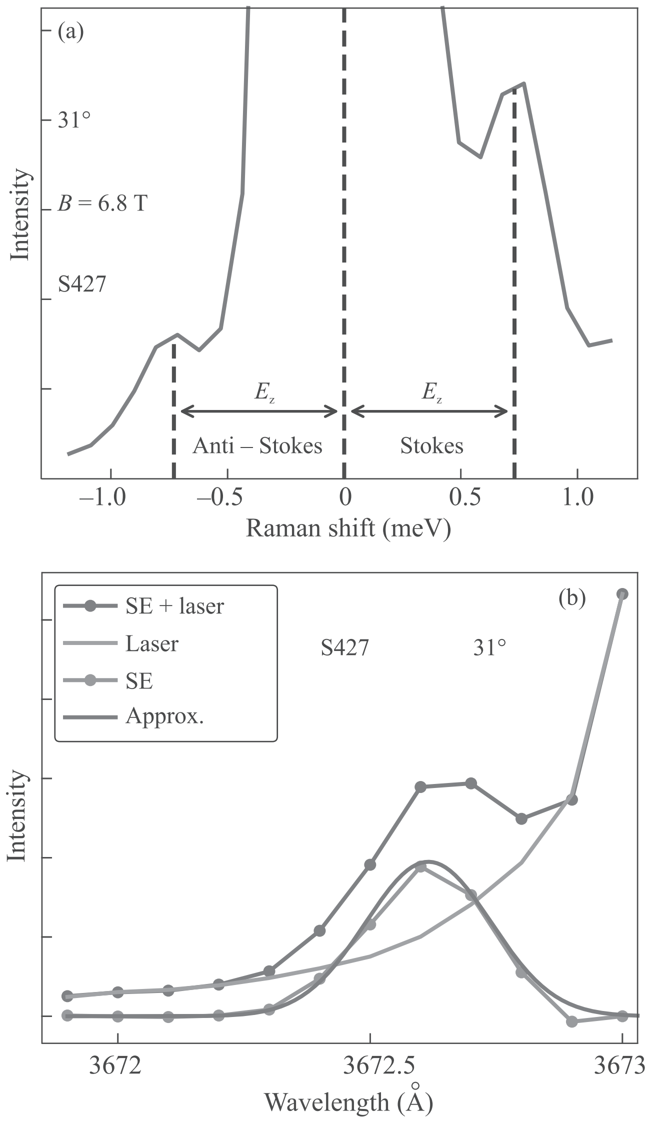

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Спектр стоксовой и антистоксовой компоненты SE, полученный на образце S427 при угле наклона 31° и поле 6.8 Т, соответствующих ферромагнитному упорядочению на факторе заполнения $\nu = 2$. (b) – Процесс аппроксимации антистоксовой компоненты SE, находящейся на склоне спектральной линии лазера

$\sim e^{(-E_z/kT)} \sim 10^{-11}$, в то время как из эксперимента следует, что это отношение $\sim 1/3$. Данный результат является нетривиальным и свидетельствует о том, что возникновение высокоинтенсивной антистоксовой компоненты SE происходит по иным причинам. Стоит отметить, что в зависимости от длины волны лазера накачки резонансные условия для данных спектральных линий могут изменяться, однако в среднем отношение уровней сигнала этих компонент соответствует отображенному на спектре.

Как отмечалось выше, при фазовом переходе в ДЭС на факторе заполнения $\nu = 2$ происходит изменение спектра коллективных возбуждений. Одним из таких изменений является появление уровня SE. На сегодняшний день нет строгого теоретического описания данного возбуждения при ферромагнитном упорядочении на $\nu = 2$, однако оно неоднократно наблюдалось и описывалось в экспериментальных работах [8, 9]. Очевидно, что интенсивность антистоксовой компоненты прямо пропорциональна заселенности уровня SE, в свою очередь, количество данных возбуждений пропорционально их времени жизни. Поскольку данное низкоэнергетическое возбуждение происходит с переворотом спина, оно не имеет существенных каналов распада, что способствует увеличению его времени жизни. Таким образом, в процессе накачки лазером может происходить постепенное заселение уровня долгоживущих возбуждений SE, образующих макрозаполнение, а последующее стимулированное КРС приводит к образованию высокоинтенсивной спектральной линии антистоксовой компоненты.

Проследим за эволюцией данной линии при изменении характера спинового упорядочения. На рисунке 2 представлены спектры антистоксовой компонен-

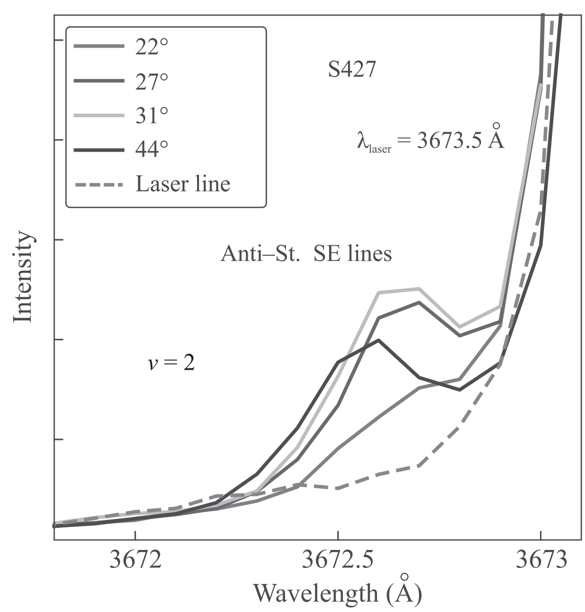

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры антистоксовой компоненты SE, полученные на образце S427 при разных состояниях спиновой подсистемы на факторе заполнения $\nu = 2$: 22° – парамагнитное упорядочение, 27° и 31° – переходная область, 44° – ферромагнитное упорядочение. Различие в Зеемановской энергии возбуждений при разных углах наклона связано с различной величиной полного магнитного поля

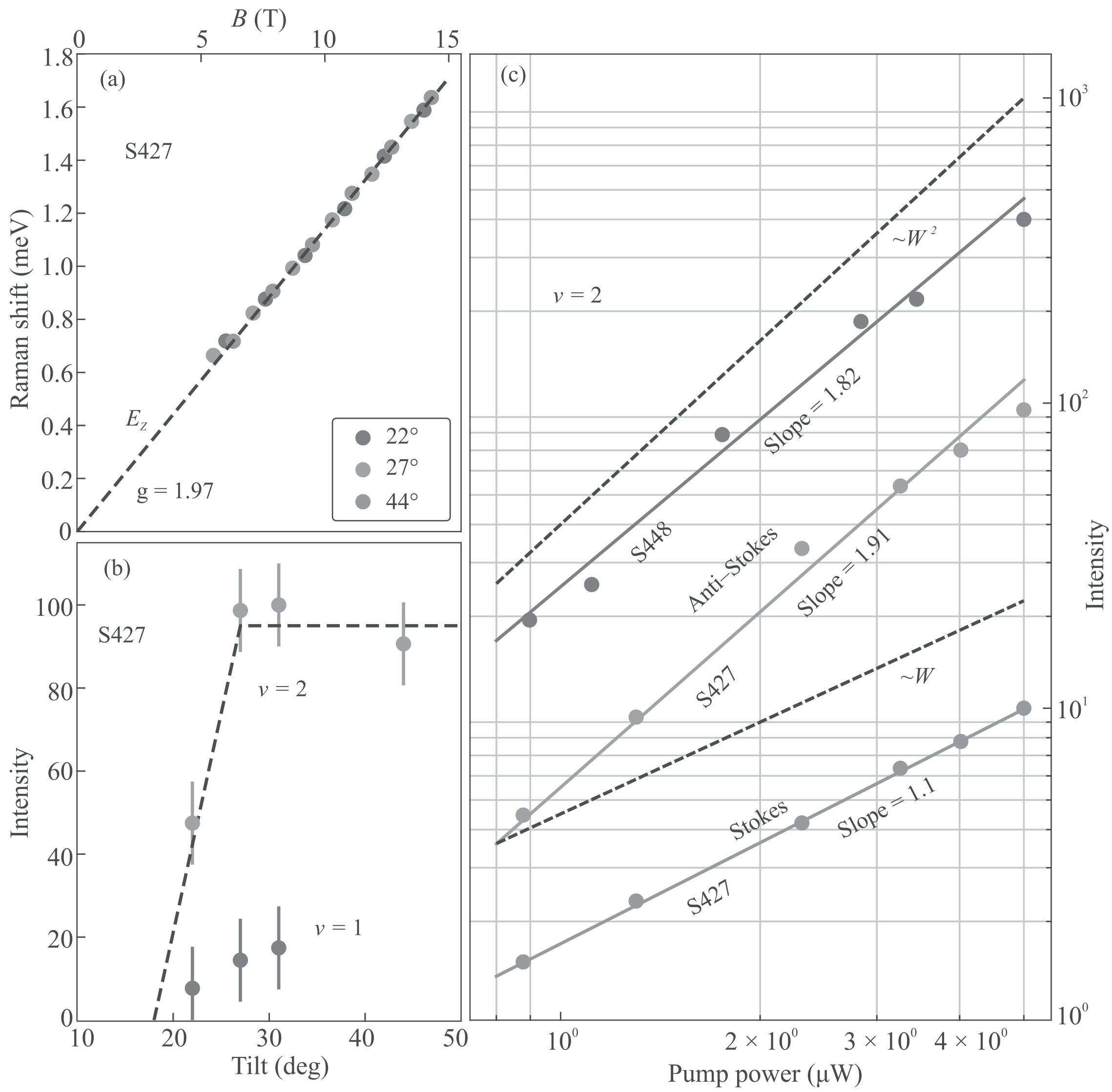

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Модуль рамановского сдвига для антистоксовой компоненты SE (образец S427) при разных углах наклона в зависимости от полного магнитного поля. Пунктирной линией проведена зависимость Зеемановской энергии от магнитного поля с $g = 1.97$. (b) – Зависимость интенсивности антистоксовой компоненты SE (образец S427) от угла наклона для факторов заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 1$. Пунктирной линией проведена экстраполяция в парамагнитную и ферромагнитную области спинового упорядочения на факторе заполнения $\nu = 2$. (c) – Зависимость интенсивности антистоксовой и стоксовой компонент SE для двух образцов (S427, S448) от мощности накачки в двойном логарифмическом масштабе. Для сравнения пунктирными линиями изображены линейная и квадратичная зависимости

ты SE при четырех различных углах наклона в полях, соответствующих $\nu = 2$. Данные углы отвечают различным фазовым состояниям ДЭС. При угле наклона 22° спиновая подсистема имеет парамагнитное упорядочение, близкое к полному. Как отмечалось выше, в таких условиях SE не может формироваться, а остаточный сигнал, появляющийся на спектре, может быть связан с неоднородностью системы или наличием примесных центров, которые могут захватывать электроны в различных спиновых состояниях. Двигаясь по углу в сторону ферромагнитной неустойчивости, наблюдается резкое увеличение сигнала (угол 27°), связанное с изменением спектра коллективных возбуждений. Это изменение вызвано преобладанием в данной точке фазового пространства доменов с ферромагнитным упорядочением. С этого момента в системе возникает уровень долгоживущих возбуждений SE. Далее на краю области ферромагнитной неустойчивости (угол 31°) сигнал антистоксовой компоненты SE достигает максимума и система полностью переходит в ферромагнитное состояние. Вследствие этого при дальнейшем увеличении угла наклона интенсивность линии перестает расти. Зависимости интенсивностей антистоксовых компонент SE от угла наклона при факторе заполнения $\nu = 2$ представлены на рис. 3b (оранжевые точки). Пунктирной линией проведена экстраполяция данных в парамагнитную и ферромагнитную области. Резкий рост интенсивности линии в диапазоне углов $18^\circ - 27^\circ$ говорит о зарождении доменов с ферромагнитным упорядочением в данной области, а переход к константному сигналу в области углов, больших 31°, свидетельствует о полном ферромагнитном упорядочении на факторе заполнения $\nu = 2$. Данный результат полностью согласуется с работой [8].

Спектральные линии стоксовой компоненты SE в области углов, соответствующих ферромагнитному упорядочению на факторе заполнения $\nu = 2$, имеют близкие по величине интенсивности при $\nu = 1$ и $\nu = 2$ [8]. Данный результат связан с полным спиновым упорядочением при этих факторах заполнения. Существенным образом отличается отношение интенсивностей антистоксовых компонент при данных факторах заполнения (рис. 3b), при переходе от $\nu = 2$ к $\nu = 1$ интенсивность линии значительно ослабевает. Принимая во внимание тот факт, что интенсивность стоксовой компоненты не претерпевает значительного изменения, можно сделать вывод о сохранении силы осциллятора. Следовательно, причиной для столь сильного подавления сигнала антистоксовой компоненты является уменьшение времени жизни возбуждений. В отличие от фактора заполнения $\nu = 2$, при факторе заполнения $\nu = 1$ спиновой экситон описан теоретически [14], в длинноволновом пределе SE имеет слабую квадратичную дисперсию. Изменение времени жизни возбуждений может быть вызвано рядом причин, одной из которых может являться образование минимума в законе дисперсии при $k > 0$ на факторе заполнения $\nu = 2$.

Рассмотрим зависимость рамановского сдвига спектральной линии антистоксовой компоненты SE от магнитного поля при различных углах наклона (рис. 3a). Как упоминалось выше, спиновой экситон не имеет существенных каналов распада и может наблюдаться в широком диапазоне магнитных полей и факторов заполнения. Нижняя граница диапазона по полю, в котором наблюдается данное возбуждение, определяется критерием экспериментального разрешения спектральных линий упруго рассеянного света лазера и неупруго рассеянного света на спиновом экситоне, в условиях эксперимента этой границе соответствует поле ~ 5 Т. Пунктирной линией на рис. 3a проведена экстраполяция к нулевому полю, откуда видно, что при всех углах наклона и во всем диапазоне факторов заполнения антистоксова компонента спинового экситона имеет Зеемановскую энергию с g-фактором, равным 1.97.

Главный аргумент, подтверждающий предположение о формировании антистоксовой компоненты SE в результате накопления долгоживущих возбуждений при накачке ДЭС, может быть получен из анализа зависимости интенсивности линии от мощности накачки. Очевидно, что интенсивность антистоксовой компоненты (I) является функцией мощности возбуждающего излучения лазера (W) и количества накопленных системой возбуждений SE (N), однако количество возбуждений N тоже является функцией мощности, следовательно, интенсивность линии должна иметь сверхлинейный характер зависимости от W: $I(W) \sim W \cdot N(W)$. На рисунке 3c представлены зависимости интенсивностей линий для двух образцов от мощности накачки в двойном логарифмическом масштабе. Результаты были получены для переходной области при ферромагнитном упорядочении на факторе заполнения $\nu = 2$. Для сравнения пунктирной линией проведены линейная и квадратичная зависимости от мощности. Как видно на графике (рис. 3c), для стоксовой компоненты характерна линейная зависимость от мощности накачки, следовательно, и для антистоксовой компоненты, полученной в результате термоактивации возбуждений, зависимость должна носить линейный характер. Однако из рис. 3c видно, что зависимости существенно нелинейные, что характерно для процесса с накоплением долгоживущих возбуждений.

Обнаружение в ДЭС уровней долгоживущих возбуждений вызывает интерес для исследования образования в системе так называемого нестационарного конденсата, формирующегося из основного (термодинамически равновесного) состояния при приложении внешнего возмущения. К появлению высококогерентного состояния, образующего конденсат, приводит накопление большого количества возбуждений с целым спином в узкой области фазового пространства. Данное явление при парамагнитном упорядочении на факторе заполнения $\nu = 2$ было рассмотрено теоретически [15] и обнаружено экспериментально [16, 17]. В настоящей работе было показано, что при ферромагнитном упорядочении на факторе заполнения $\nu = 2$ в ДЭС с сильным взаимодействием также образуются уровни долгоживущих возбуждений, способные накапливать большое количество SE.

Потенциально такие уровни могут стать причиной для формирования нестационарного конденсата.

В заключение: в сильновзаимодействующих ДЭС на основе ZnO/MgZnO была обнаружена аномально сильная по интенсивности антистоксова компонента SE при низких температурах порядка 0.35 K. Данная спектральная линия формируется при ферромагнитном упорядочении в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$. При переходе от фактора заполнения $\nu = 2$ к фактору заполнения $\nu = 1$ интенсивность линии сильно падает, что может быть вызвано изменением закона дисперсии при данных целочисленных факторах заполнения. При изменении спиновой конфигурации на факторе заполнения $\nu = 2$ с ферромагнитной на парамагнитную спектральная линия исчезает, что связано с невозможностью формирования SE в условиях парамагнитного упорядочения на четных факторах заполнения. Показано, что происхождение данной линии не может быть вызвано термоактивацией возбуждений, а связано с формированием уровня долгоживущих возбуждений SE при ферромагнитном упорядочении на факторе заполнения $\nu = 2$.

Оптические эксперименты выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-32-90203.

Коллектив авторов благодарит Российский научный фонд (грант # 19-42-04119) за возможность использования приборного парка Центра Коллективного Пользования ИФТТ РАН.

1. E. Wigner, Phys. Rev. **46**, 1002 (1934).
2. R. Willett, J. P. Eisenstein, H. L. Störmer, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and J. H. English, Phys. Rev. Lett. **59**, 1776 (1987).
3. E. C. Stoner, Rep. Prog. Phys. **11**, 43 (1947).
4. Y. Kozuka, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **1**, 011303 (2014).
5. 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).
6. Y. Kozuka, A. Tsukazaki, D. Maryenko, J. Falson, C. Bell, M. Kim, Y. Hikita, H. Y. Hwang, and M. Kawasak, Phys. Rev. B **85**, 075302 (2012).
7. D. Maryenko, J. Falson, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, Phys. Rev. B **90**, 245303 (2014).
8. A. B. Vankov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 235401 (2017).
9. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **107**, 110 (2018).
10. A. B. Vankov, B. D. Kaysin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **98**, 121412(R) (2018).
11. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **110**, 268 (2018).
12. M. Dobers, K. von Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988).
13. Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, УФН **176**, 365 (2006).
14. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
15. S. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).
16. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, Sci. Rep. **4**, 10354 (2015).
17. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, Nat. Commun. **7**, 13499 (2016).

Pis'ma v ZhETF, vol. 112, iss. 1, pp. 68 – 69

Exploitable magnetic anisotropy of magnetic $CrBr_3$ monolayer

M. Luo[+1)], *Y. H. Shen*[*]

[+]*Department of Physics, Shanghai Polytechnic University, 201209 Shanghai, China*

[*]*Key Laboratory of Polar Materials and Devices, East China Normal University, 200241 Shanghai, China*

Submitted 23 May 2020
Resubmitted 28 May 2020
Accepted 28 May 2020

DOI: 10.31857/S1234567820130108

Magnetic anisotropy energy (MAE) plays a key role in two dimensional (2D) magnetic materials, and it could overcome the thermal fluctuations and stabilizes the magnetic order at the finite temperature which has been verified by the Mermin–Wagner theorem. Moreover, ferromagnetic 2D materials with large anisotropy comes attract growing attention for their potential applications in spintronic devices. It is considerably attractive to explore whether intrinsic ferromagnetism and the magnetic anisotropy of 2D monolayer can be modulated. Previous works indicated that surface adsorption is an attractive approach to control electronic structure and magnetism in 2D materials. As we known, $CrBr_3$ and CrI_3 are intrinsic magnetic materials. Many works have been carried out to investigate the MAE in these materials. However, the study of how to control MAE of $CrBr_3$ is still lack. In this work, the impact of Li and F adsorptions on the electronic and magnetic properties of monolayer $CrBr_3$ are investigated by first-principles calculations, as shown in Fig. 1a. It is observed that Li adsorption can dramatically enhance its ferromagnetism, but the ferromagnetism is reduced by the F adsorption, as shown in Fig. 1b. Interestingly, the easy magnetization axis switches from original out-of-plane to in-plane direction. As shown in Fig. 1c, we find that the easy axis of monolayer $CrBr_3$ can be tuned from the out-of-plane to in-plane after Li adsorption. By contrast, as shown in Fig. 1d, while the monolayer $CrBr_3$ is adsorbed by F, the easy axis maintains out-of-plane. Our study illustrates the promising potential of electrostatic doping induced by charge transfer in tuning the magnetization orientation and enhancing ferromagnetism in monolayer $CrBr_3$.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020130019

1. X. L. Liu and M. C. Hersam, Nat. Rev. Mater. **4**, 669 (2019).
2. N. M. Freitag, T. Reisch, L. A. Chizhova, P. Nemes-Incze, C. Holl, C. R. Woods, R. V. Gorbachev, Y. Cao, A. K. Geim, K. S. Novoselov, J. Burgdorfer, F. Libisch, and M. Morgenstern, Nat. Nanotechnol. **13**, 392 (2018).
3. A. Ambrosetti, N. Ferri, R. A. DiStasio Jr., and A. Tkatchenko, Science **351**, 1171 (2016).
4. J. B. Yu and C. X. Liu, Nat. Commun. **11**, 2290 (2020).
5. S. Chen and G. Shi, Adv. Mater. **29**, 1605448 (2017).
6. X. Zhou, J. Zhou, Y. Yu, J. Ma, X. Sun, and L. Hu, NANO **12**, 1750121 (2017).
7. M. Osada, S. Yoguchi, M. Itose, B.-W. Li, Y. Ebina, K. Fukuda, Y. Kotani, K. Ono, S. Ueda, and T. Sasaki, Nanoscale **6**, 14227 (2014).
8. S. Dutta, A. K. Manna, and S. K. Pati, Phys. Rev. Lett. **102**, 096601 (2009).
9. O. V. Yazyev and L. Helm, Phys. Rev. B **75**, 125408 (2007).
10. P. A. Khomyakov, G. Giovannetti, P. C. Rusu, G. Brocks, J. van den Brink, and P. J. Kelly, Phys. Rev. B **79**, 195425 (2009).
11. M. A. McGuire, H. Dixit, V. R. Cooper, and B. C. Sales, Chem. Mater. **27**, 612 (2015).
12. B. Huang, G. Clark, E. Navarro-Moratalla, D. R. Klein, R. Cheng, K. L. Seyler, D. Zhong, E. Schmidgall, M. A. McGuire, D. H. Cobden, W. Yao, D. Xiao, P. Jarillo-Herrero, and X. Xu, Nature **546**, 270 (2017).
13. C. Gong, L. Li, Z. Li, H. Ji, A. Stern, Y. Xia, T. Cao, W. Bao, C. Wang, Y. Wang, Z. Q. Qiu, R. J. Cava, S. G. Louie, J. Xia, and X. Zhang, Nature **546**, 265 (2017).
14. M. Bonilla, S. Kolekar, Y. Ma, H. C. Diaz, V. Kalappattil, R. Das, T. Eggers, H. R. Gutierrez, M. H. Phan, and M. Batzill, Nat. Nanotechnol. **13**, 289 (2018).
15. D. J. O'Hara, T. Zhu, A. H. Trout, A. S. Ahmed, Y. K. Luo, C. H. Lee, M. R. Brenner, S. Rajan, J. A. Gupta, D. W. McComb, and R. K. Kawakami, Nano Lett. **18**, 3125 (2018).
16. Y. Deng, Y. Yu, Y. Song, J. Zhang, N. Z. Wang, Z. Sun, Y. Yi, Y. Z. Wu, S. Wu, J. Zhu, J. Wang, X. H. Chen, and Y. Zhang, Nature **563**, 94 (2018).
17. A. F. May, D. Ovchinnikov, Q. Zheng, R. Hermann, S. Calder, B. Huang, Z. Fei, Y. Liu, X. Xu, and M. A. McGuire, ACS Nano **13**, 4436 (2019).

[1)]e-mail: mluo@gench.edu.cn

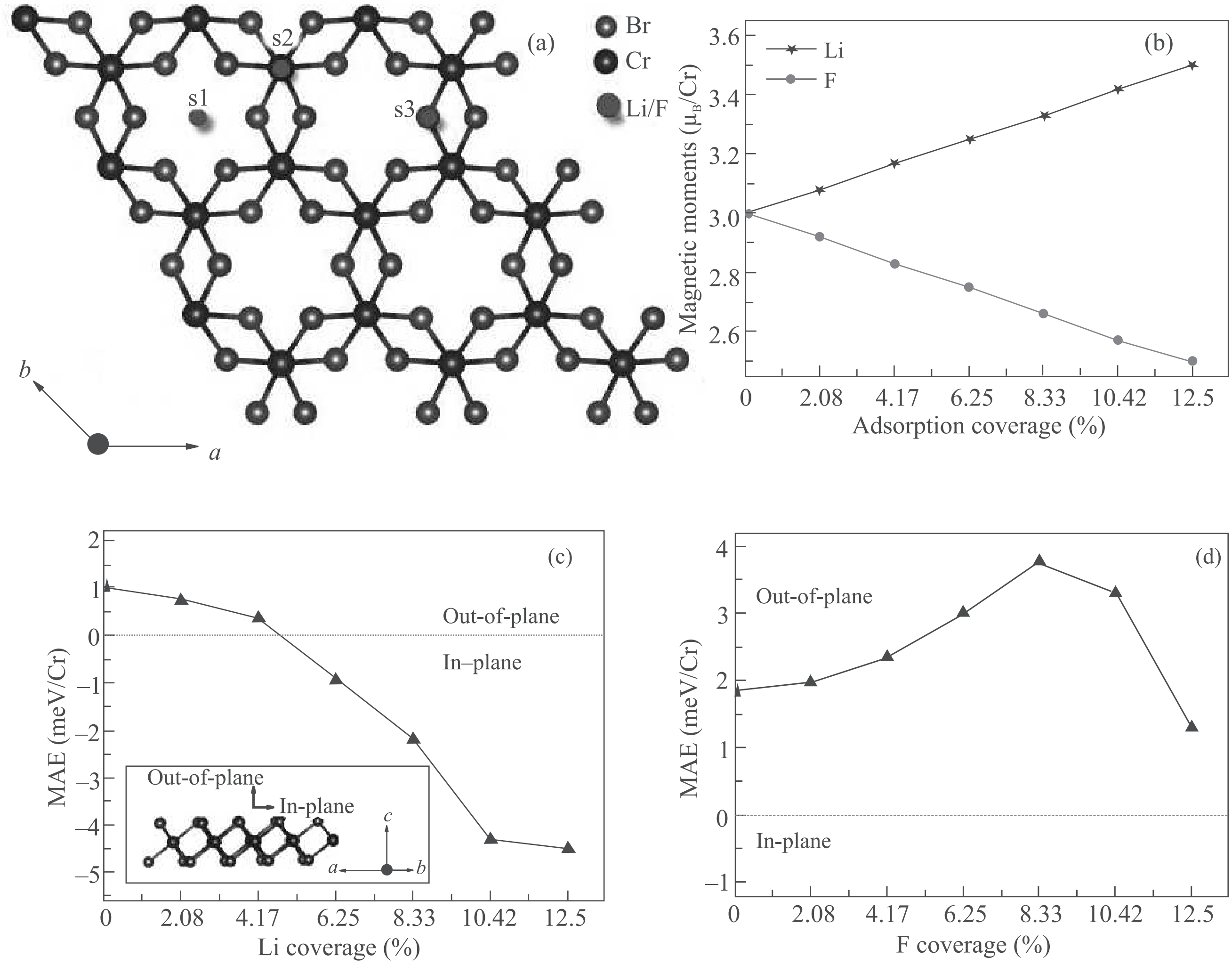

Fig. 1. (Color online) (a) – Top view of pristine $CrBr_3$ monolayer and three possible adsorption sties of Li (F) are marked. s1 – Hollow, s2 – Cr-top, s3 – Br-top. (b) – The local magnetic moment of Cr in the Li- and F-adsorbed $3 \times 2 \times 1$ $CrBr_3$ monolayer; Magnetic anisotropy energy (MAE) of the $CrBr_3$ monolayer with different Li (c) and F (d) adsorption coverage

18. N. D. Mermin and H. Wagner, Phys. Rev. Lett. **17**, 1307 (1966).

19. D. R. Klein, D. MacNeill, J. L. Lado, D. Soriano, E. Navarro-Moratalla, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Manni, P. Canfield, J. Fernandez-Rossier, and P. Jarillo-Herrero, Science **360**, 1218 (2018).

20. J. Kim, K. W. Kim, B. Kim, C. J. Kang, D. B. Shin, S. H. Lee, B. C. Min, and N. Park, Nano Lett. **20**, 929 (2020).

21. C. Song, W. Xiao, L. Li, Y. Lu, P. Jiang, C. Li, A. Chen, and Z. Zhong, Phys. Rev. B **99**, 214435 (2019).

22. J. L. Lado and J. Fernandez-Rossier, 2D Mater. **4**, 035002 (2017).

23. M. A. McGuire, G. Clark, K. C. Santosh, W. Michael Chance, G. E. Jellison Jr, V. R. Cooper, X. Xu, and B. C. Sales, Phys. Rev. Mater. **1**, 014001 (2017).

24. N. Richter, D. Weber, F. Martin, N. Singh, U. Schwingenschlogl, B. V. Lotsch, and M. Klaui, Phys. Rev. Mater. **2**, 024004 (2018).

25. L. Webster and J. A. Yan, Phys. Rev. B **98**, 144411 (2018).

26. H. H. Kim, B. W. Yang, S. W. Li et al. (Collaboration), PANS **116**, 11131 (2019).

27. B. S. Yang, X. L. Zhang, H. X. Yang, Xi. F. Han, and Y. Yan, J. Phys. Chem. C **123**, 691 (2019).

28. J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. **77**, 3865 (1996).

29. G. Kresse and J. Furthmüller, Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).

30. G. Kresse and D.Joubert, Phys. Rev. B **59**, 1758 (1999).

31. J. J. Yang, J. Wan, Q. Liu, R. Xu, Y. L. Sun, Z. P. Li, F. M. Gao, and M. R. Xia, J. Magn. Magn. Mat. **502**, 166608 (2020).

Р О С С И Й С К А Я А К А Д Е М И Я Н А У К

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

том 112

Выпуск 2

25 июля 2020

Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН

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

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 73 – 78

Фазовый контроль гигантского резонансного сдвига Гуса–Хенхен

А. А. Жаров[+], *Н. А. Жарова*[*1)], *А. А. Жаров*[+×], *мл.*

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[×]*Université de Lorraine, CNRS, IJL, F-88000 Epinal, France*

Поступила в редакцию 19 мая 2020 г.
После переработки 19 мая 2020 г.
Принята к публикации 4 июня 2020 г.

Продемонстрирована возможность эффективного управления латеральным сдвигом Гуса–Хенхен световых пучков, отраженного и прошедшего через слоистую диэлектрическую структуру, за счет фокусировки (дефокусировки) падающего пучка. Зависимость сдвига отраженного и прошедшего пучков от кривизны фазового фронта падающего пучка имеет место при наличии достаточно узкой угловой линии прохождения через структуру и связана с уширением его пространственного спектра, а также с различием коэффициентов отражения (прохождения) пространственных гармоник, формирующих пучок. В результате достигается многократное изменение сдвигов Гуса–Хенхен по сравнению со случаем падающего излучения с плоским фазовым фронтом вплоть до смены знака сдвига.

DOI: 10.31857/S1234567820140013

Эффект Гуса-Хенхен (ГХ) [1], т.е. латеральный сдвиг отраженного светового пучка относительно координаты его зеркального отражения, впервые наблюдался экспериментально при отражении света от плоской границы раздела двух сред в условиях полного внутреннего отражения (см. обзор [2]). Для количественного описания сдвига чаще всего используют формулу Артмана [3], полученную для случая $|R| = 1$ (полное внутреннее отражение)

$$\Delta_{GH} = -\partial\phi_R/\partial k_\|, \tag{1}$$

где ϕ_R – фаза комплексного коэффициента отражения, $k_\|$ – компонента волнового вектора вдоль границы раздела. При выводе формулы Артмана использовался метод стационарной фазы, и, таким образом, эта формула применима лишь в случае достаточно широких волновых пув (соответственно, узких в $k_\|$-пространстве), для которых фаза коэффициента отражения может быть аппроксимирована линейной функцией $k_\|$. В результате в рамках этого приближения величина Δ_{GH} оказывается малой по сравнению с шириной пучка.

С другой стороны, при резонансном возбуждении в среде собственной квазилокализованной моды, обеспечивающей латеральный перенос энергии, изменение фазы коэффициента отражения на спектральной ширине $\Delta k_\|$ пучка может стать значительным. В этом случае формула Артмана становится неприменимой, но пространственный сдвиг отраженного пучка может оказаться сравнимым с его шириной, и реализуется т.н. “гигантский” эффект ГХ [4–7].

Существуют различные механизмы латерального переноса энергии при отражении падающего излучения от слоистых структур, связанные с возбуждением поверхностных плазмонов и волноводных мод [8–10]. Структурирование самой поверхности отражения (метаповерхность) также может приводить к гигантскому эффекту ГХ, что, в частности, продемонстрировано в работе [11].

Интерес к изучению эффекта ГХ обусловлен потенциальными “сенсорными” приложениями в химии и биологии [9, 12, 13], возможностью использования его для создания полностью оптических переключателей [14] и др. В этой связи необходим поиск путей управления сдвигом пучка и, что особено важно для приложений, достижения максимального увеличения сдвига. Способы контроля сдвига ГХ с помощью внешних электрического и магнитного полей изучались применительно к отражению терагерцового излучения от графеновых пленок на подложке из метаматериала с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью [15] и плазмонных градиентных метаповерхностей [16].

В данной работе предлагается способ эффективного управления сдвигом ГХ с помощью модуляции фазового фронта падающего светового пучка.

В качестве примера рассмотрим планарную диэлектрическую структуру, изображенную на рис. 1,

1)e-mail: zhani@appl.sci-nnov.ru

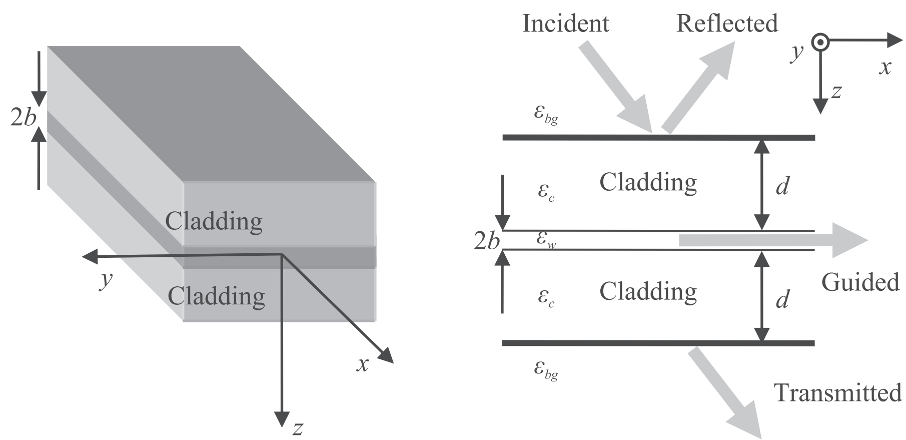

Рис. 1. (Цветной онлайн) Планарная диэлектрическая структура, рассматриваемая в этой работе

в которой центральный слой с проницаемостью ε_w и толщиной $2b$ расположен между слоями с проницаемостью ε_c и толщиной d, а вся эта структура помещена в среду с диэлектрической проницаемостью ε_{bg}. Пусть на эту структуру падает двумерный световой пучок ТЕ-поляризации $\mathbf{E} = E\mathbf{y}_0$, $\mathbf{H} = H_x\mathbf{x}_0 + H_z\mathbf{z}_0$, поля в котором зависят от времени как $\sim \exp(-i\omega t)$. Тогда единственная компонента электрического поля E удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\partial^2_{xx}E + \partial^2_{zz}E + k_0^2\varepsilon E = 0,$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число излучения в свободном пространстве, c – скорость света, и зависимость диэлектрической проницаемости от координаты z дается функцией

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_{bg}, & |z| \geq d + b, \\ \varepsilon_c, & a < |z| < d + b, \\ \varepsilon_w, & |z| \leq b. \end{cases} \quad (2)$$

Центральный слой структуры может образовывать диэлектрический волновод, туннельно связанный с окружающим пространством и поддерживающий таким образом распространение квазилокализованной волноводной моды $\sim \exp(ihx)$. Для существования такого волновода диэлектрические проницаемости слоев должны удовлетворять неравенству

$$\varepsilon_{bg}, \varepsilon_w > \varepsilon_c,$$

а волновое число моды h ограничивается условием

$$\sqrt{\varepsilon_{bg}}, \sqrt{\varepsilon_w} > h/k_0 > \sqrt{\varepsilon_c}.$$

Предположим для простоты, что центральный (волноведущий) слой структуры является достаточно тонким в масштабе длины волны, $\sqrt{\varepsilon_w}k_0 b \ll 1$, а туннельные барьеры (обкладки центрального слоя толщиной d) достаточно широки, чтобы обеспечить малые радиационные потери волновода. В этих условиях волновое число моды удовлетворяет дисперсионному уравнению

$$h/k_0 \approx \sqrt{\varepsilon_c} + (\varepsilon_w - \varepsilon_c)^2 k_0^2 b^2 / 2\sqrt{\varepsilon_c}, \quad (3)$$

а коэффициент радиационного затухания[2)] имеет вид [17]

$$\gamma_r = 4k_0 \frac{k_0^3 b^3 (\varepsilon_w - \varepsilon_c)^3}{\sqrt{\varepsilon_c(\varepsilon_{bg} - \varepsilon_c)}} e^{-2k_0^2(\varepsilon_w - \varepsilon_c)bd}. \quad (4)$$

В качестве примера, в дальнейшем мы будем изучать рассеяние светового пучка на диэлектрической структуре со следующими материальными и геометрическими параметрами: $\varepsilon_w = 2.1$ (стекло, *fused silica*), $\varepsilon_c = 1$ (воздух), $\varepsilon_{bg} = 5.29$ (TiO_2), вакуумная длина волны излучения $\lambda = 2\pi/k_0 = 1.5$ мкм, $b = 0.2$ мкм, $d = 0.9$ мкм.

При условии возбуждения высокодобротной волноводной моды ($h \gg \gamma_r$) коэффициенты отражения R и прохождения T плоских волн через рассматриваемую структуру имеют характерную лоренцовскую форму линии

$$R(k_x) = \frac{i\Delta}{i\Delta + \gamma_r}, \quad T(k_x) = \frac{\gamma_r}{i\Delta + \gamma_r}, \quad (5)$$

где $\Delta = k_x - h$ – линейная отстройка излучения от резонанса с собственной модой. Соответствующие зависимости модулей и фаз коэффициентов $R = |R|\exp(i\phi_R)$, $T = |T|\exp(i\phi_T)$ приведены на рис. 2. Дисперсия коэффициентов отражения и

[2)] Мы будем пренебрегать джоулевыми потерями в диэлектрике по сравнению с радиационными потерями.

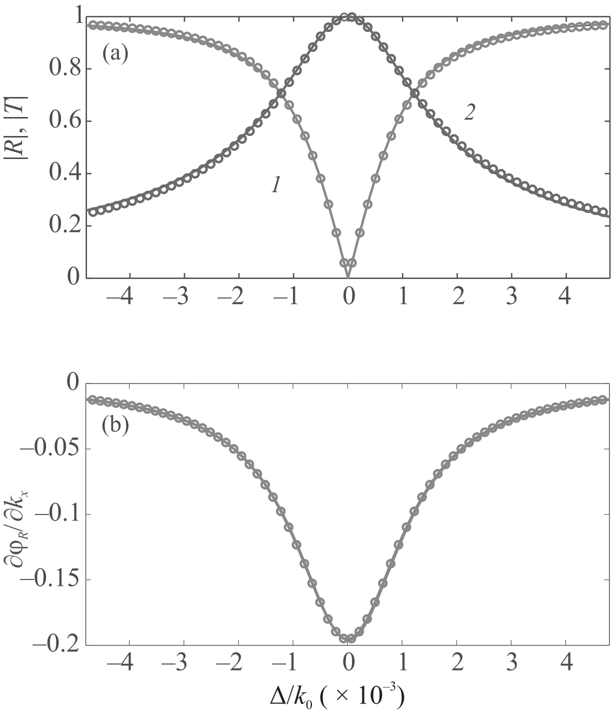

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость модуля коэффициентов отражения (кривая *1*) и прохождения (кривая *2*) как функция линейной отстройки пространственного спектра от резонанса прохождения; (b) – производная от фазы коэффициента отражения по продольному волновому числу $\partial\phi_R/\partial k_x$. Сплошные линии отвечают дисперсии коэффициентов R, T, полученной численно методом трансфер-матриц, символы "∘" соответствуют аналитической зависимости (5). Результаты получены для толщины $d = 0.9$ мкм. Соответствующий коэффициент радиационного затухания $\gamma_r = 5.1 \cdot 10^{-3}$ мкм$^{-1}$

прохождения, полученная по формулам (5) (символы "∘" на рис. 2) хорошо совпадает с результатами непосредственных вычислений методом трансфер-матриц (сплошные линии).

Непосредственное дифференцирование фазы коэффициента отражения (5) дает

$$-\partial\phi_R/\partial k_x = \gamma_r/(\Delta^2 + \gamma_r^2).$$

Эта величина сильно меняется на ширине лоренцовского резонанса, и, очевидно, что для пучков с шириной пространственного спектра большей γ_r ее нельзя рассматривать в качестве сдвига ГХ. Иными словами, формула Артмана в этом случае неприменима. Ниже предлагается обобщение формулы (1), которое остается справедливым для спектрально широких волновых пучков и основано на интегральном представлении "центра тяжести" распределения поля E_s (здесь индекс s может принимать значения inc, ref или tr) в падающем, отраженном и прошедшем волновых пучках

$$x_s = \int_{-\infty}^{\infty} x|E_s(x)|^2 dx \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} |E_s(x)|^2 dx,$$

где $E_{\rm inc}$ ($E_{\rm ref}$, $E_{\rm tr}$) – поле в падающем (отраженном, прошедшем) пучке в координатном представлении при $z = -d - b$ ($z = -d - b$, $z = d + b$), $x_{\rm inc}$ – (интегральная) координата точки зеркального отражения, а сдвиги ГХ для отраженного и прошедшего пучков определяются естественным образом как $\Delta x_{\rm ref,\,tr} = x_{\rm ref,\,tr} - x_{\rm inc}$.

Используя Фурье-представление полей через их спектр $E_s(x) = 1/\sqrt{2\pi}\int \mathcal{E}_s(k)\exp(ikx)dk$, нетрудно получить для каждого из них

$$\int |E_s(x)|^2 dx = \iint \mathcal{E}_s^*(k-q)\mathcal{E}_s(k)\delta(q)dkdq = \\ = \int |\mathcal{E}_s|^2(k)dk,$$

$$\int x|E_s(x)|^2 dx = \frac{1}{i}\iint \mathcal{E}_s^*(k-q)\mathcal{E}_s(k)\delta'(q)dkdq = \\ = -\int |\mathcal{E}_s|^2(k)\psi_s' dk,$$

где $\psi_s(k)$ – фаза комплексной амплитуды поля $\mathcal{E}_s(k)$ ($\mathcal{E}_s(k) = |\mathcal{E}_s|\exp(i\psi_s)$), $\delta(k)$ – дельта-функция Дирака и штрих означает производную по k_x. Учитывая простую связь полей в k-представлении, $\mathcal{E}_{\rm ref} = R\mathcal{E}_{\rm inc}$, $\mathcal{E}_{tr} = T\mathcal{E}_{\rm inc}$, найдем окончательно

$$\begin{aligned} x_{\rm inc} &= -\int |\mathcal{E}_{\rm inc}|^2\phi_{\rm inc}' dk \Big/ \int |\mathcal{E}_{\rm inc}|^2 dk, \\ x_{\rm ref} &= -\int |R|^2|\mathcal{E}_{\rm inc}|^2(\phi_R' + \phi_{\rm inc}')dk \Big/ \int |R|^2|\mathcal{E}_{\rm inc}|^2 dk, \quad (6) \\ x_{\rm tr} &= -\int |T|^2|\mathcal{E}_{\rm inc}|^2(\phi_T' + \phi_{\rm inc}')dk \Big/ \int |T|^2|\mathcal{E}_{\rm inc}|^2 dk. \end{aligned}$$

Полученные выражения (6) приводят к важным следствиям. Прежде всего нужно отметить, что каждая из координат $x_{\rm inc}$, $x_{\rm ref}$, $x_{\rm tr}$ зависит от $\phi_{\rm inc}'$, однако для случая полного внутреннего отражения (когда модуль коэффициента отражения $|R| = 1$) эта зависимость полностью компенсируется при вычислении сдвигов ГХ отраженного и прошедшего пучков, и вклад от $\phi_{\rm inc}'$ в $\Delta x_{\rm ref,\,tr}$ оказывается нулевым. Для того, чтобы сдвиги отраженного и прошедшего пучков зависели от кривизны фазового фронта падающего пучка, необходимо наличие достаточно узкой линии прохождения излучения через рассматриваемую структуру с шириной, соизмеримой с шириной углового спектра падающего пучка. Далее, если для каждого из полей E_s фазы меняются при изменении k_x медленно по сравнению с амплитудами, то сдвиги также не зависят от $\phi'_{\rm inc}$. В этом случае $\Delta x_{\rm ref,\,tr} = -\partial\phi_{R,T}/\partial k_x$, что для отраженного излучения совпадает с формулой Артмана (при рассеянии излучения на рассматриваемой структуре это условие медленности выполняется лишь для спектрально узких пучков, см. выше).

Более интересной представляется ситуация, когда $\phi'_{\rm inc}$ влияет на сдвиги ГХ, поскольку легко реализуемая модуляция фазового фронта падающего излучения может служить средством контроля эффекта ГХ. Простейшая модуляция такого рода – это квадратичная фазовая коррекция, $\sim x^2$, которая получается, например, при линзовой или зеркальной фокусировке/дефокусировке волнового пакета с плоским фазовым фронтом. Эта фазовая модуляция в x-пространстве преобразуется в квадратичную по k_x модуляцию фазы поля в спектральном представлении.

Пусть падающее излучение представляет собой гауссов пучок шириной a с квадратичным фазовым фронтом, кривизна которого характеризуется параметром α

$$E_{\rm inc} = \exp(-0.5x^2/a^2 - 0.5i\alpha x^2). \tag{7}$$

Будем считать, что в соответствующем волновом пакете x-компонента волнового числа заполнения сдвинута относительно резонанса прохождения на δk_x, и введем переменную $\tilde{\Delta} = k_x - (h + \delta k_x)$. Тогда поле в спектральном представлении будет также иметь вид гауссова пучка

$$\mathcal{E}_{\rm inc} = \exp(-0.5\tilde{\Delta}^2\tilde{a}^2 - 0.5i\beta\tilde{\Delta}^2), \tag{8}$$

с характерной шириной $1/\tilde{a}$ и квадратичной фазой, пропорциональной параметру β:

$$\tilde{a}^2 = a^2/(1+\alpha^2a^4), \quad \beta = -\alpha a^4/(1+\alpha^2a^4). \tag{9}$$

Производная от фазы при этом $\phi'_{\rm inc} = -\beta\tilde{\Delta}$, и изменение сдвигов ГХ, обусловленное кривизной фронта, будет пропорционально параметру β. Очевидно, что для симметричного по x распределения амплитуды (7) $x_{\rm inc} = 0$, поэтому $\Delta x_{\rm ref,\,tr}$ совпадают в этом случае с $x_{\rm ref,\,tr}$.

Для угла падения пучка, отвечающего максимуму прохождения, поправка из-за кривизны к $\Delta x_{\rm ref,\,tr}$ также исчезает: поскольку в этом случае $\tilde{\Delta} = \Delta$, то из соображений симметрии следует, что слагаемое, пропорциональное β, обращается в нуль.

Очевидно, что фокусировка падающего излучения сказывается не только на фазе, но и на модуле поля в спектральном представлении (см. формулу (9)), и может привести к существенному уширению спектра по сравнению со случаем падения пучка с плоским фазовым фронтом. В пределе $\alpha a^2 \gg 1$ $\tilde{a} \to 1/(\alpha a)$ и $\beta \to -1/\alpha$, т.е. спектр сильно уширяется, а его фазовая модуляция становится слабой. Спектральное уширение сфокусированного волнового пучка иллюстрируется на рис. 3a, где показаны

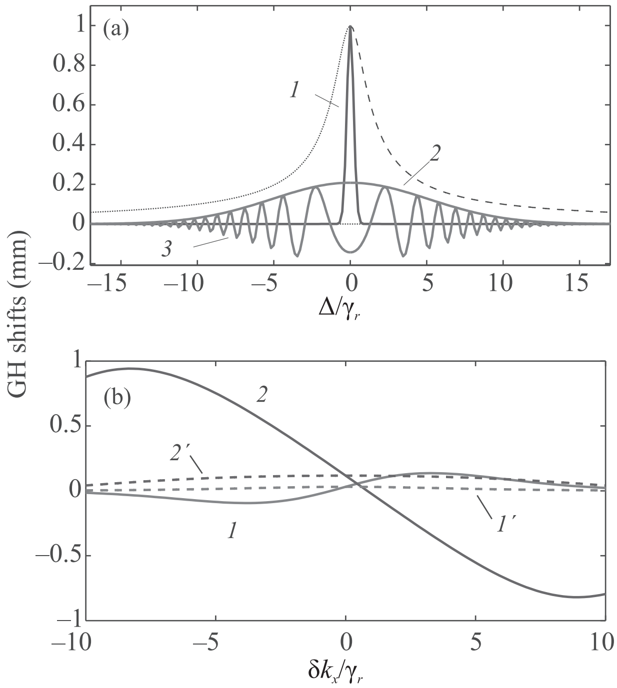

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Модуль спектра $|\mathcal{E}_{\rm inc}|(\Delta/\gamma_r)$ гауссова пучка (7) с волновым числом заполнения, отвечающем резонансу прохождения ($\delta k_x = 0$), с шириной $a = 0.89$ мм и кривизной фазового фронта $\alpha = 0$ (кривая *1*) и $\alpha = 29\,\text{мм}^{-2} = 1.12\gamma_r^2$ (кривая *2*); соответствующие ширины пространственного спектра различаются в 23 раза. Для сравнения показаны также функция ${\rm Im}(\mathcal{E}_{\rm inc})$ (кривая *3*) и модуль коэффициента прохождения $|T|$ (штриховая линия). (b) – Сдвиги ГХ для отраженного (кривые *1*, *1′*) и прошедшего (кривые *2*, *2′*) излучения в зависимости от δk_x; штриховые линии отвечают падающему излучению с плоским фазовым фронтом, а сплошные – сфокусированному пучку с параметром $\alpha = 29\,\text{мм}^{-2}$. Максимальный сдвиг отраженного сфокусированного пучка в 4.4 раза больше, чем пучка с плоским фазовым фронтом, для прошедшего излучения отношение сдвигов ГХ оказывается равным 8. Материальные и геометрические параметры рассматриваемой системы даны в подписи к рис. 2

спектральные линии для гауссовых пучков одинаковой ширины, но имеющих плоский и квадратичный фазовые фронты. Оказывается, что для выбранных параметров спектральная ширина сфокусированного пучка в 23 раза больше, чем ширина линии пучка с плоским фронтом. Рисунок 3a отвечает случаю с волновым числом заполнения $\delta k_x = 0$, когда сдвиги ГХ для сфокусированного и несфокусированного пучков совпадают, несмотря на существенно различные ширины спектра. Однако при изменении отстройки волнового пакета от резонанса прохождения сдвиги ГХ могут заметно вырасти. Поведение $\Delta x_{\mathrm{ref,\,tr}}$ в зависимости от $\delta k_x/\gamma_r$ иллюстрируется на рис. 3b, где (в максимуме) достигается усиление эффекта ГХ в 4 раза для отраженного и в 8 раз для прошедшего излучения. Более того, при изменении δk_x оказывается возможным обратить знак сдвигов ГХ, что недостижимо для падающего излучения с плоским фазовым фронтом. Перемена знака $\Delta x_{\mathrm{ref,\,tr}}$ также происходит при замене $\alpha \to -\alpha$, т.е. при использовании, например, дефокусирующей линзы.

Пространственная структура прошедшего и отраженного полей представлена на рис. 4 в зависимости от параметра отстройки δk_x, где опять для сравнения показаны поля, возбуждаемые гауссовыми волновыми пакетами с квадратичным (рис. 4a, b) и с плоским (рис. 4c, d) фазовым фронтом. Почти симметричная относительно $x = 0$ (точки зеркального отражения) структура полей $|E_{\mathrm{ref,\,tr}}|$ на рис. 4c, d меняется при фокусировке падающего пучка на заметно асимметричную на рис. 4a, b, что и является причиной усиления эффекта ГХ. Также очевидной при взгляде на структуру полей становится возможность достижения отрицательных сдвигов ГХ. Сдвиги ГХ зависят, таким образом, от многих параметров, и чтобы найти максимальное значение $\Delta x_{\mathrm{ref,\,tr}}$, нужно провести вычисления по формулам (6), по крайней мере, для трехмерного массива параметров a, α, δk_x, которые легко (в отличие от γ_r) контролируются в эксперименте. Однако оценить как оптимальные значения a, α, δk_x, так и максимально достижимые величины $\Delta x_{\mathrm{ref,\,tr}}$, можно аналитически. Если в выражениях (6) приближенно заменить $|\mathcal{E}_{\mathrm{inc}}| = \exp(-0.5(\tilde{\Delta})^2\tilde{a}^2)$ на $|\mathcal{E}_{\mathrm{inc}}| \approx 0.5[\theta(\tilde{\Delta} + 1/\tilde{a}) - \theta(\tilde{\Delta} - 1/\tilde{a})]$ ($\theta(\xi)$ – степ-функция Хевисайда), то интегрирование дает $\Delta x_{\mathrm{tr}} = -I_1/I_0$, где

$$I_1 = [-0.5\xi/(1+\xi^2) + (\gamma_r\beta\delta k_x - 0.5)\arctan\xi - - 0.5\gamma_r^2\beta\ln(1+\xi^2)]|_{\xi-}^{\xi+},$$

$$I_0 = \gamma_r \arctan\xi|_{\xi-}^{\xi+}$$

и $\xi\pm = (\delta k_x \pm 1/\tilde{a})/\gamma_r$.

Численное исследование показывает, что при условии $a^2 \gg 1/\alpha, 1/\gamma_r^2$ максимум модуля сдвига для

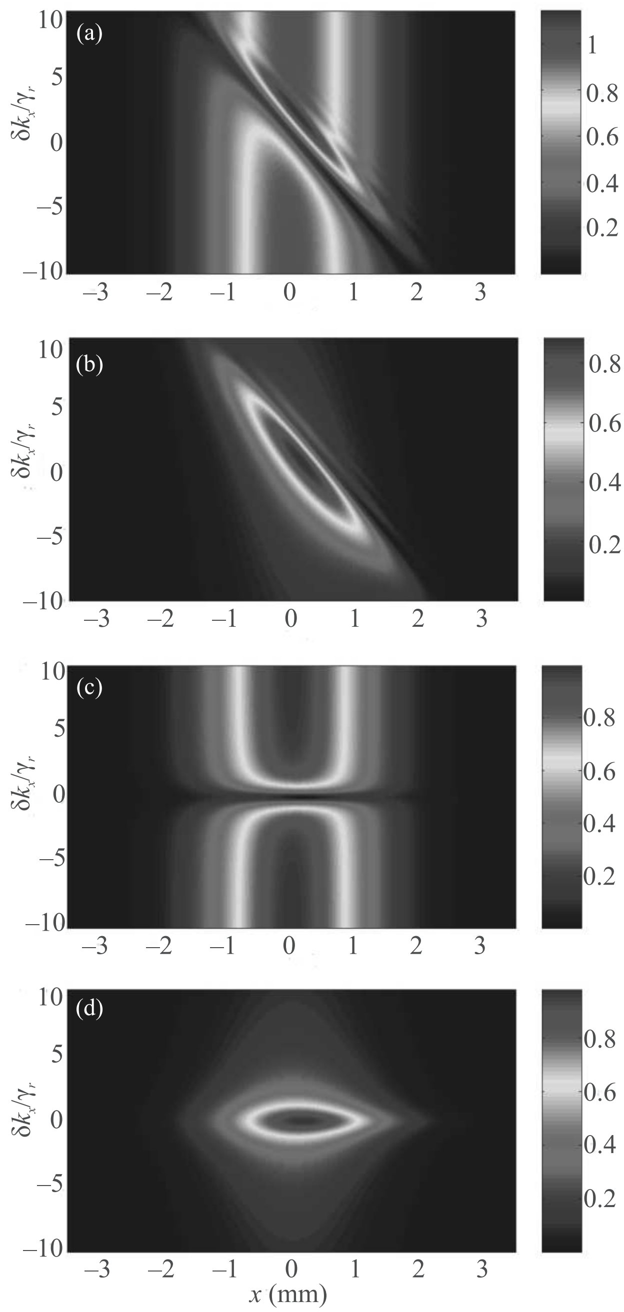

Рис. 4. (Цветной онлайн) Пространственная структура модуля отраженного $|E_{\mathrm{ref}}|(x)$ (a) и прошедшего $|E_{\mathrm{tr}}|(x)$ (b) излучения при возбуждении собственной моды гауссовым пучком с квадратичным фазовым фронтом для различных значений параметра отстройки δk_x; то же для отраженного (c) и прошедшего (d) полей при падении несфокусированного гауссова пучка. Сильная асимметрия, вносимая модуляцией фазы падающего излучения, приводит к значительному росту сдвигов ГХ. Параметры падающего пучка приведены в подписи к рис. 3

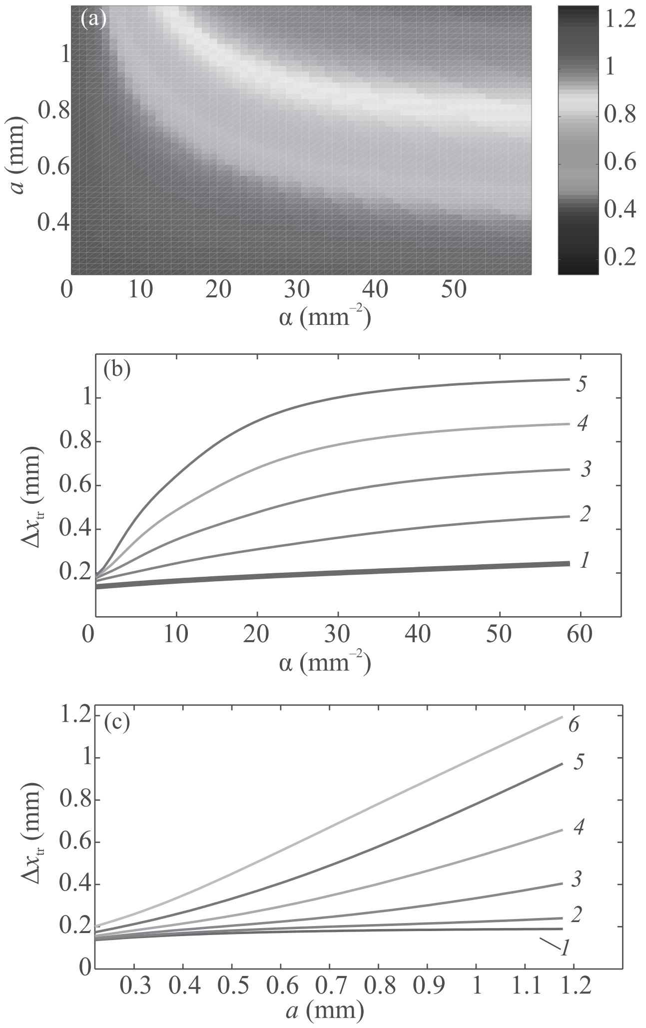

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Сдвиг ГХ для прошедшего излучения $\Delta x_{\rm tr}$ как функция параметров a и α. (b) – $\Delta x_{\rm tr}$ в зависимости от α: кривые [*1*, *2*, *3*, *4*, *5*] отвечают ширине пучка $a = [0.2196,\ 0.4151,\ 0.6106,\ 0.8061,\ 1.0016]$ мм. (c) – $\Delta x_{\rm tr}$ в зависимости от a: кривые [*1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6*] отвечают кривизне фазового фронта $\alpha = [0,\ 0.9776,\ 2.9327,\ 6.8429,\ 14.6633,\ 30.3042]$ мм$^{-2}$; при вычислениях считалось, что $\delta k_x = 1/\tilde{a}$. Параметры падающего пучка приведены в подписи к рис. 3

прошедшего излучения достигается при $\delta k_x \approx \pm 1/\tilde{a}$, а сама величина $\Delta x_{\rm tr}$ приближенно равна

$$\Delta x_{\rm tr} \approx 1/\gamma_r \pm \beta/\tilde{a} + 0.5\beta\gamma_r \approx 1/\gamma_r \pm a,$$

что согласуется с результатами непосредственных вычислений (см. рис. 3b).

Более интересной с точки зрения эксперимента является зависимость сдвигов ГХ от ширины a и кривизны фазового фронта α. Результаты вычислений представлены на рис. 5, где для простоты считалось, что $\delta k_x = 1/\tilde{a}$. Эти результаты также подтверждают, что максимальный сдвиг ГХ $\Delta x_{\rm tr}$, который можно получить за счет фокусировки/дефокусировки, равен полуширине (на уровне 0.5 от максимума поля) падающего пучка, и такой сдвиг может быть легко зафиксирован в эксперименте. Величина максимального сдвига отраженного излучения оказывается порядка $\Delta x_{\rm ref}$, достигаемой для падающего пучка с плоским фронтом, но поскольку $\Delta x_{\rm ref}$ зависит от α, то эта зависимость позволяет контролировать эффект ГХ.

В заключение, в работе предложен способ управления сдвигом Гуса–Хенхен отраженного и прошедшего через слоистую диэлектрическую структуру световых пучков. Показано, что существенное изменение ГХ сдвигов, вплоть до изменения их знака, может быть достигнуто за счет квадратичной коррекции фазового фронта, т.е. фокусировки или дефокусировки падающего излучения.

Работа поддержана грантом Минобрнауки (проект 2020-538-02-НЦМУ–1-10).

1. F. Goos and H. Hanchen, Ann. Phys. (Leipzig) **1**, 333 (1947).
2. K. Y. Bliokh and A. Aiello, J. Opt. **15**, 014001 (2013).
3. K. V. Artmann, Ann. Phys. (Leipzig) **2**, 87 (1948).
4. D. Felbacq, A. Moreau, and R. Smaali, Opt. Lett. **28**, 1633 (2003).
5. R. Yang, W. Zhu, and J. Li, Opt. Express **22**, 2043 (2014).
6. I. V. Shadrivov, A. A. Zharov, and Y. S. Kivshar, Appl. Phys. Lett. **83**, 2713 (2003).
7. I. V. Shadrivov, R. W. Ziolkowski, A. A. Zharov, and Y. S. Kivshar, Opt. Express **13**, 481 (2005).
8. C. Luo, J. Guo, Q. Wang, Y. Xiang, and S. Wen, Opt. Express **21**, 10430 (2013).
9. Y. Hirai, K. Matsunaga, Y. Neo, and T. Matsumoto, Appl. Phys. Lett. **112**, 051101 (2018).
10. F. Huerkamp, T. A. Leskova, A. A. Maradudin, and B. Baumeier, Opt. Express **19**, 15483 (2011).
11. V. Yallapragada, A. Ravishankar, G. Mulay, G. Agarwal, and V. Achanta, Sci. Rep. **6**, 19319 (2016).
12. C. W. Chen, W. C. Lin, L. S. Liao, Z. H. Lin, H. P. Chiang, P. T. Leung, E. Sijercic, and W. S. Tse, Appl. Opt. **46**, 5347 (2007).
13. X. Yin and L. Hesselink, Appl. Phys. Lett. **89**, 261108 (2006).
14. T. Sakata, H. Togo, and F. Shimokawa, Appl. Phys. Lett. **76**, 2841 (2000).
15. Y. Fan, N. Shen, F. Zhang, Z. Wei, H. Li, Q. Zhao, Q. Fu, P. Zhang, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, Adv. Optical Mater. **4**, 1824 (2016).
16. H. Wu, Q. Luo, H. Chen, Y. Han, X. Yu, and Sh. Liu, Phys. Rev. A **99**, 033820 (2018).
17. A. A. Zharov, D. A. Smirnova, and A. I. Smirnov, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 443 (2012).

Pis'ma v ZhETF, vol. 112, iss. 2, pp. 79 – 80

Dynamics of particles trapped by dissipative domain walls

D. A. Dolinina[1), *A. S. Shalin, A. V. Yulin*

ITMO University, 197101 St. Petersburg, Russia

Submitted 26 April 2020
Resubmitted 29 May 2020
Accepted 30 May 2020

DOI: 10.31857/S1234567820140025

1. Introduction. Nonlinear localized structures have been attracting much attention in recent time because of the two reasons. The first one is fundamental interest to their rich variety in physical systems of different natures, including hydrodynamics, plasma physics, biology and nonlinear optics, see [1–4]. And the second reason of high interest in nonlinear localized structures is their potential applications in many fields, including information optical processing [5, 6], optical fiber communications [7], and optical manipulation [8, 9].

One of the most interesting localized structures are switching waves, or alternatively "domain walls", connecting different stationary spatially homogeneous states. The direction and the velocity of the domain wall motion strongly depends on the pumping intensity. But there is a special value of pumping intensity characterized by zero velocity of the domain wall and it is called Maxwell point. Near the Maxwell point the domain walls are able to create different bound states, such as bright or dark solitons [10–12].

Another important effect of domain walls is reported in [13]. It is demonstrated that under biharmonical pumping the direction and the velocity of the domain wall can be controlled by changing only the mutual phase between the harmonics, it is so called "ratchet effect".

In this Letter we suggest a new strategy of optical manipulation of small particles by dissipative domain walls. This problem is closely related to the manipulation of the particles by dissipative bright solitons considered in [8, 9]. This Letter is devoted to the formation, stability and the dynamics of the bound states of the particles and the domain walls. Special attention is paid to the influence of the ratchet effect on the processes of particle capturing and on the possibility to use ratchet effect for nanoparticles manipulation.

We considered a nonlinear Fabry–Perot resonator pumped by the coherent light with a dielectric particle, located in the surface. Such resonators provide bistability and existence of bright solitons and domain walls, see [10–15]. A particle on the surface of resonator is attracted in the area of higher intensity because of the gradient force [16] and in [8, 9] it is demonstrated that dissipative solitons in considered system are able to steadily capture particles and transport them in desirable direction.

The optical field of the considered resonator is described in the slow varying amplitude approach by the Schrödinger equation with the nonlinearity of saturable type, dissipation and pumping:

$$\frac{\partial}{\partial t}E - iC\frac{\partial^2}{\partial x^2}E + (\gamma + i\delta + i\frac{\alpha}{1+|E|^2})E = \\ = (1 - fe^{-(x-\epsilon)^2/\omega^2})P, \tag{1}$$

where C is diffraction coefficient, E is a complex amplitude of optical field in the resonator, P is an amplitude of laser pumping, γ is decay rate, α is the nonlinearity coefficient; δ is laser detuning from resonant frequency, ϵ is coordinate of the nanoparticle. Parameter ω defines width of the particle shadow located at $x = \epsilon$, f relates to the transparency of a particle: if $f = 0$, then the particle is transparent and if $f = 1$, then the particle is opaque. The viscous motion of particle under the gradient force is described by the following equation for the particles' coordinate:

$$\frac{\partial}{\partial t}\epsilon = \eta\frac{\partial}{\partial x}|E(\epsilon)|^2. \tag{2}$$

In our model we use the typical assumption that the dragging force acting on the particle is proportional to the gradient of the intensity of the optical field, the coefficient η accounts for the interaction strength. Let us note that for mathematical convenience we use the dimensionless variables.

We performed numerical simulations with the parameters insuring the existence of the domain wall. We focus on the dynamics of the domain walls with particle under uniform and time-independent pumping $P(x,t) = P_0$. Since the uniform states connected by the

1)e-mail: d.dolinina@metalab.ifmo.ru

domain walls are not equivalent in the terms of intensities, the particle location relative to the wall is important. In dependence of particles transparency and location several scenarios of interaction are possible, from successful particle trapping as in Fig. 1a, to the full stop of the domain wall by the particle as in Fig. 1b.

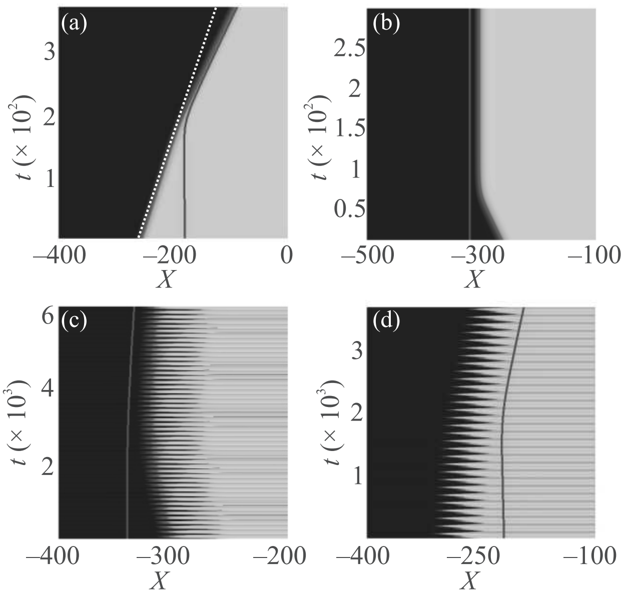

Fig. 1. (Color online) (a) – The particle is captured by the moving domain wall, $f = 0.005$, $P = 5.1$. (b) – The particle stops the domain wall, $f = 0.07$, $P = 5.2$. (c), (d) – The particle is captured by the domain wall driven in motion by the ratchet effect with parameters $a_1 = a_2 = 0.1$ and $\Omega = 0.05$. For (c) $\theta = 0$ and $f = 0.002$, for (d) $\theta = \frac{\pi}{2}$ and $f = 0.005$. For all panels other parameters are following: $\alpha = -10$, $\delta = -0.3$, $\gamma = 1$, $C = 16$, $\eta = 0.7$, and $\omega = 10$

Also we consider the influence of the biharmonic signal on the dynamics of the domain walls with particles interaction. The time-dependent spatially uniform pumping has the following form:

$$P = P_0 + a_1 \sin(\Omega t) + a_2 \sin(2\Omega t + \theta), \tag{3}$$

where P_0 is time independent component of the signal, Ω is frequency of the first harmonic and θ is mutual phase difference between two harmonics.

Under the action of biharmonic pumping signal it is possible to control the velocity of domain wall not only by changing the amplitude of the pump but also by changing mutual phase of the harmonics, see [13]. This effect is especially important in the vicinity of the Maxwell point. If time-independent part of pumping intensity is close to Maxwell point, then by changing the mutual phase θ it is possible to change not only velocity of the domain wall, but also its direction of propagation. In case if $\theta \approx 0$ the domain wall propagates in the direction of extension of the area of higher intensity, and in case if $\theta \approx \pi/2$ the domain wall moves in the opposite direction, see Fig. 1c, d.

From Fig. 1c, d it is seen that trapping of particles by oscillating front is also possible. The domain walls moving because of the ratchet effect have very slow velocities what makes it possible to achieve high accuracy of particle manipulation.

This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of Russian Federation (Goszadanie # 2019-1246). Also the work was partially supported by the Russian Foundation for Basic Research (Projects # 18-02-00414). The calculations of the fronts dynamics were supported by the Russian Science Foundation (Project # 18-72-10127).

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020140027

1. D. H. Peregrine, The ANZIAM Jour. **25**(1), 16 (1983).
2. N. J. Zabusky and M. D. Kruskal, Phys. Rev. Lett. **15**, 6 (1965).
3. *Optical Solitons – Theory and Experiment*, ed. by J. T. Taylor, Cambridge University Press, N.Y. (1992).
4. M. C. Cross and P. C. Hohenberg, Rev. Mod. Phys. **65**, 851 (1993).
5. U. Peschel, D. Michaelis, and C. O. Weiss, IEEE J. Quantum Electron. **39**, 1 (2003).
6. B. Kochetov, I. Vasylieva, A. Butrym, and V. R. Tuz, Phys. Rev. E **99**, 052214 (2019).
7. L. F. Mollenauer, E. Lichtman, M. J. Neubelt, and G. T. Harvey, Conference on Optical Fiber Communication **4**, PD8 (1993).
8. D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, Pis'ma v ZhETF **110**(11), 755 (2019).
9. D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, JETP Lett. **111**, 268 (2020).
10. N. N. Rosanov and G. V. Khodova, J. Opt. Soc. Am. B **7**, 1057 (1990).
11. A. V. Yulin, O. A. Egorov, F. Lederer, and D. V. Skryabin, Phys. Rev. A **78**, 061801 (2008).
12. M. Pesch, W. Lange, D. Gomila, T. Ackemann, W. J. Firth, and G.-L. Oppo, Phys. Rev. Lett. **99**, 153902 (2007).
13. A. V. Yulin, A. Aladyshkina, and A. S. Shalin, Phys. Rev. E **94**, 022205 (2016).
14. A. Szöke, V. Daneu, J. Goldhar, and N. A. Kurnit, Appl. Phys. Lett. **15**, 376 (1969).
15. N. N. Rozanov, Pis'ma v ZhETF **80**(1), 96 (1981).
16. A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and St. Chu, Opt. Lett. **11**, 5 (1986).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 81 – 87 © 2020 г. 25 июля

Генерация терагерцового излучения многоцветными ионизирующими импульсами

В. А. Костин[+*], *И. Д. Ларюшин*[+*], *Н. В. Введенский*[+*1)]

[+]*Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 29 апреля 2020 г.
После переработки 7 июня 2020 г.
Принята к публикации 8 июня 2020 г.

Получены аналитические формулы для оптимальной волновой формы ионизирующего импульса и отвечающих ей максимальных значений плотности остаточных терагерцовых токов. Найденные аналитические решения могут быть реализованы с использованием многоцветных фемтосекундных импульсов, содержащих поле на основной частоте и несколько его начальных гармоник, при этом в оптимальном для генерации терагерцового излучения поле амплитуды нечетных гармоник больше, чем соседних четных. Максимальная остаточная плотность тока растет как с увеличением числа гармоник, длины волны основной гармоники и потенциала ионизации частиц газа, так и с уменьшением длительности ионизирующего импульса, приближаясь к предельным значениям в условиях насыщения ионизации при использовании малоцикловых импульсов.

DOI: 10.31857/S1234567820140037

Методы генерации терагерцового (ТГц) излучения, основанные на ионизации газов интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами, позволяют получать мощные сверхширокополосные импульсы, спектр которых простирается от единиц ТГц до нескольких десятков ТГц [1–5]. Как правило, эти методы реализуются с использованием бихроматических импульсов с пиковой интенсивностью $\sim 10^{14} \ldots 10^{15}$ Вт/см^2, соответствующей туннельной ионизации атомов и молекул, при этом отношение частот одноцветных компонент, образующих эти импульсы, равно 2 [1–11]. Как было предсказано в [12] и затем экспериментально подтверждено в [13], эффективная ТГц-генерация возможна также и при использовании бихроматических импульсов с другими частотными отношениями, равными рациональным дробям с не очень большой нечетной суммой числителя и знаменателя; при этом само возникновение ТГц-излучения является частным проявлением ионизационного многоволнового смешения, приводящего к генерации излучения также и в других, более высокочастотных, спектральных диапазонах [14–17]. Верхняя граница, до которой простирается спектр получаемых ТГц-импульсов, определяется обратной длительностью ионизации, которая, вследствие резкости зависимости скорости ионизации от напряженности поля, много меньше длительности лазерного импульса [4, 10–15, 18]. Использование таких ТГц-импульсов существенно расширяет возможности спектроскопии и диагностики, а также реализации нелинейных свойств различных материалов и сред по сравнению с ТГц-импульсами, получаемыми другими методами [2–4].

Одной из ключевых проблем в исследованиях генерации ТГц-импульсов является поиск способов увеличения эффективности и яркости соответствующих источников ТГц-излучения за счет изменения свойств ионизируемой среды или параметров самих ионизирующих импульсов [1–8, 19–25]. Последнее включает использование многоцветных импульсов [21–25] вместо традиционно используемых бихроматических (двухцветных) импульсов. В работе [21] в условиях сравнительно невысоких значений интенсивностей ионизирующих импульсов, когда эффекты истощения нейтральных частиц не столь существенны, было получено, что последовательное добавление гармоник к основному полю значительно увеличивает плотность тока в образующейся плазме, отвечающего за генерацию ТГц-излучения. Однако важный вопрос о том, какие значения плотности ТГц-тока могут быть достигнуты при использовании более интенсивных многоцветных ионизирующих импульсов, соответствующих высоким значениям степени иони-

1)e-mail: vved@appl.sci-nnov.ru

зации образующейся плазмы, до сих пор остается открытым.

В настоящей работе мы исследуем, как истощение нейтральных частиц ограничивает рост плотности ТГц-тока и, соответственно, возможности повышения яркости основанных на ионизации ТГц-источников за счет оптимизации волновой формы и интенсивности ионизирующих импульсов. Мы впервые находим плотность тока насыщения и отвечающую ей волновую форму ионизирующего импульса, позволяющую определить, в частности, оптимальные соотношения между амплитудами гармоник, образующих многоцветный ионизирующий импульс.

Как известно, энергия низкочастотной части ТГц-излучения (с частотами, ниже обратной длительности фемтосекундного лазерного импульса) пропорциональна квадрату генерируемой в плазме остаточной плотности тока (ОПТ) [10, 18, 26–28]. Как было показано ранее для бихроматических полей, состоящих из линейно поляризованных одноцветных компонент, наиболее интенсивные ТГц-импульсы генерируются в случае параллельных поляризаций (т.е. когда суммарное поле всегда направлено вдоль одной прямой) [10, 13]. При однократной туннельной ионизации атомов или молекул в электрическом поле с напряженностью $\mathbf{E}(t) = E_x(t)\mathbf{x}_0 \equiv -\dot{a}(t)\mathbf{x}_0$ ($\mathbf{x}_0$ – единичный вектор вдоль оси x) проекция ОПТ J_x на ось x находится из уравнений

$$J_x = \frac{e^2 N_m}{m}\int_{-\infty}^{\infty}\sigma E_x\,dt \equiv \frac{e^2 N_m}{m}\int_{-\infty}^{\infty}\dot{\sigma} a\,dt, \qquad (1)$$

$$\dot{\sigma} = (1-\sigma)w(|\dot{a}|) \qquad (2)$$

с начальным условием $\sigma(t \to -\infty) = 0$, где $a(t) = -\int_{-\infty}^{t} E_x(t')\,dt'$, e – элементарный заряд, m – масса электрона, N_m – начальная концентрация нейтральных частиц, $\sigma(t) = N(t)/N_m$ – степень ионизации, $N(t)$ – плотность плазмы, $w(|\dot{a}|)$ – вероятность ионизации в единицу времени, точка над символом обозначает производную по времени t.

В первой части данной работы найдем аналитически максимальную ОПТ $J_{\max}(\sigma_T)$ и отвечающее ей оптимальное поле $E_x = E_{\rm opt}(t)$ такое, что $E_x(|t| > T/2) \equiv 0$, $\int_{-T/2}^{T/2} E_x\,dt = 0$ и

$$\int_{-T/2}^{T/2} a\,dt = 0 \qquad (3)$$

при фиксированных T и конечной степени ионизации $\sigma_T = \sigma(T/2)$. Пусть $n(E) \equiv w'(E)E/w(E) > 1$ при любых E. Тогда $J_{\max}(\sigma_T) = e^2 N_m \sigma_T T E_{\max}(\sigma_T)/m$, где $E_{\max}(\sigma_T)$ находится из вариационной задачи максимизации функционала

$$E_T[a(t),\sigma(t)] = \frac{\int_{-T/2}^{T/2}(1-\sigma)w(|\dot{a}|)a\,dt}{T\,[\sigma(T/2) - \sigma(-T/2)]} \qquad (4)$$

при ограничениях (2), (3) и краевых условиях

$$\sigma(-T/2) = 0, \quad \sigma(T/2) = \sigma_T, \quad a(\pm T/2) = 0. \qquad (5)$$

Методом неопределенных множителей Лагранжа поиск условного экстремума $E_T[a(t),\sigma(t)]$ сводится к нахождению безусловного экстремума функционала $\mathcal{S}[a(t),\sigma(t),p(t),\chi] = \int_{-T/2}^{T/2}\mathcal{L}\,dt$ с функцией Лагранжа $\mathcal{L}(a,\sigma,p,\dot{a},\dot{\sigma},\chi) = \chi a + p\dot{\sigma} - (p+a)(1-\sigma)w(|\dot{a}|)$, где $p(t)$ и χ – множители Лагранжа, отвечающие условиям (2) и (3) соответственно. На экстремали сохраняется значение функции Гамильтона

$$H = \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{a}}\dot{a} + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\sigma}}\dot{\sigma} - \mathcal{L} = = -(n-1)(p+a)(1-\sigma)w - \chi a = \text{const}; \qquad (6)$$

здесь и далее для краткости опускается аргумент $|E_x| \equiv |\dot{a}|$ при n и w. Используя (6), исключаем p из уравнений Эйлера–Лагранжа и получаем связь между a и σ на экстремали,

$$\sigma = \psi + \chi t - \frac{n}{n-1}\frac{H + \chi a}{\dot{a}}, \qquad (7)$$

где ψ – константа интегрирования. Подставляя (7) в (2), можно получить обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка для a. Значения двух констант интегрирования, а также ψ, χ и H определяются из условий (3) и (5).

При $\sigma_T \ll 1$ задача сводится к уравнению первого порядка для a, которое интегрируется в квадратурах. В частности, для $w(E) = CE^n$ с постоянным коэффициентом C получаем $E_{\rm opt} \equiv -\dot{a}_{\rm opt}$, где

$$a_{\rm opt}(t) \approx E_{\max} T \left[2I^{-1}_{|u|}\left(1 + \frac{1}{n}, 1 - \frac{1}{n}\right) - 1 - \frac{1}{n}\right], \qquad (8)$$

$$E_{\max} \approx \frac{n}{4\pi}\sin\frac{\pi}{n}\left[\frac{\sigma_T}{(n-1)CT}\right]^{1/n}, \qquad (9)$$

$u = 2\{(t - t_d)/T + 1/2\} - 1$, $t_d \approx -(T/2)I_{(n-1)/2n}(1 - 1/n, 1 + 1/n)$, фигурные скобки $\{z\} = z - \lfloor z \rfloor$ обозначают дробную часть, $I_z(\alpha,\beta)$ и $I_z^{-1}(\alpha,\beta)$ – регуляризованная неполная бета-функция и обратная к ней (по аргументу z) соответственно [29]. При $n \gg 1$: $t_d \approx -T/4$ и

$$E_{\rm opt}(t) \approx 4E_{\max}\,(1/|u| - 1)^{1/n}\,\mathrm{sign}\,u. \qquad (10)$$

Решение для произвольной зависимости $w(E)$ достаточно громоздко, однако при $n_{\rm eff} = n(4E_{\max}) \gg 1$ (когда $E = 4E_{\max}$ соответствует быстрорастущему участку $w(E)$) можно найти $E_{\max}$ из уравнения $w(4E_{\max}) = \sigma_T/Tn_{\rm eff}$ (которое соответствует $w(E) \propto \propto E^{n_{\rm eff}}$). В частности, для туннельной формулы [30]

$$w(E) = \begin{cases} 4\omega_a\kappa^5\dfrac{E_a}{E}\exp\left(-\dfrac{2\kappa^3E_a}{3E}\right), & E < E', \\ 2.4\omega_a\dfrac{E^2}{\kappa^4E_a^2}, & E \geqslant E' \end{cases} \quad (11)$$

получим $E_{\max} \approx \kappa^3E_a/6n_{\rm eff}$ и

$$n_{\rm eff} \approx -2{\rm Wm}[-\sqrt{\sigma_T/24\kappa^2\omega_aT}] \approx \approx \ln[(6\kappa^2\omega_aT/\sigma_T)\ln^2(24\kappa^2\omega_aT/\sigma_T)], \quad (12)$$

где $\omega_a \approx 4.13\times10^{16}\,{\rm с}^{-1}$ и $E_a \approx 5.14\times10^9$ В/см – атомные единицы частоты и поля соответственно, $\kappa = \sqrt{U_i/U_{\rm H}}$, $E' \approx 0.084\kappa^3E_a$, U_i – потенциал ионизации, $U_{\rm H} \approx 13.61$ эВ, Wm обозначает −1-ю (неосновную, "нижнюю") ветвь функции Ламберта [29].

Зависимость $J_{\max}(\sigma_T)$ монотонно возрастает и ограничена, так что существует точная верхняя грань $J_{\rm sup} \equiv e^2N_mTE_{\rm sup}/m$, где $E_{\rm sup} = \lim_{\sigma_T\to1}E_{\max}(\sigma_T)$. Для оценки $E_{\rm sup}$ сверху можно не ставить условие (3), что существенно упрощает задачу и сводит ее к уравнению первого порядка для E_x, из решения которого для $w(E) = CE^n$ получаем $E_{\rm sup} \leqslant (nCT)^{-1/n}$. Для произвольной быстрорастущей $w(E)$, при $n_{\rm eff} = n(E_{\rm sup}) \gg 1$, $w(E_{\rm sup}) \lesssim 1/Tn_{\rm eff}$. В частности, для (11) $n_{\rm eff} \approx \Lambda_T + 2\ln(\Lambda_T/2)$, $E_{\rm sup} \lesssim 2\kappa^3E_a/3n_{\rm eff}$ и

$$J_{\rm sup} \lesssim 2e^2\kappa^3N_mE_aT/3mn_{\rm eff} \approx \approx 640\frac{U_i^{3/2}[\text{эВ}]N_m\,[10^{19}\,\text{см}^{-3}]\lambda_1[\text{мкм}]}{\Lambda_T + 2\ln(\Lambda_T/2)}\frac{\text{МА}}{\text{см}^2}, \quad (13)$$

где $\Lambda_T = \ln(24\kappa^2\omega_aT) \approx \ln(240U_i[\text{эВ}]\lambda_1[\text{мкм}])$, $\lambda_1 = cT$ и c – скорость света

Во второй части работы с использованием решений (8)–(10), (12) (описывающих одноцикловый импульс) найдем оптимальную волновую форму и плотность тока насыщения в приближенно периодическом поле $E_x(t) = f(t)E_c(t)$, где $f(t)$ – медленная в масштабе T огибающая импульса, а $E_c(t)$ – периодическая несущая, $E_c(t+T) = E_c(t)$, $\int_t^{t+T}E_c(t')\,dt' = 0$. Для простоты примем, что $f(t)$ – колоколоподобная функция с одним максимумом $f(0) = 1$ и характеризуется одним временным масштабом – полной длительностью τ_p (по уровню $1/\sqrt{2}$).

Обозначим $\Delta(t) = \sigma(t+T/2) - \sigma(t-T/2)$ и запишем ОПТ (1) как $J_x = (e^2N_m/m)\int_{-\infty}^{\infty}\Delta(t')\times \times E_T[a(t-t'),\sigma(t-t')]\,dt'$. В подынтегральном выражении второй сомножитель более медленно зависит от t', чем первый, и может быть вынесен за интеграл:

$$J_x \approx \frac{e^2N_m\sigma_fT}{m}E_T[a(t-t_i),\sigma(t-t_i)], \quad (14)$$

где t_i – момент времени, когда средняя скорость возрастания степени ионизации максимальна, и $\sigma_f = \sigma(t\to+\infty) = (1/T)\int_{-\infty}^{\infty}\Delta(t')\,dt'$ – финальная степень ионизации.

Согласно (14) максимум J_x соответствует максимуму функционала E_T, а замена $\sigma(t) = \sigma(t_i - T/2) + \tilde\sigma(t)[1-\sigma(t_i-T/2)]$ приводит к краевым условиям для $\tilde\sigma$ вида (5) с $\sigma_T = \Delta(t_i)/[1-\sigma(t_i-T/2)]$. Таким образом, найденная в первой части работы экстремаль функционала (4) определяет оптимальную форму поля при $|t_i - t| < T/2$ в приближенно периодическом импульсе и соответствующую ей ОПТ (при фиксированном σ_f) $J_{\rm sat} = e^2N_mT\sigma_fE_{\rm sat}/m$, где $E_{\rm sat} = E_{\max}(\sigma_T)$. Значение σ_T зависит от $f(t)$ и τ_p и находится как $\sigma_T \approx \bar w|_{t=t_i}T$ с использованием (по аналогии с [18]) уравнения $\dot{\bar\sigma} = (1-\bar\sigma)\bar w$, где $\bar w$ и $\bar\sigma$ – средние по периоду T вероятность и степень ионизации соответственно. Из этого уравнения следует $\int_{-\infty}^{\infty}\bar w\,dt = -\ln(1-\sigma_f)$, а t_i определяется условием $\ddot{\bar\sigma}|_{t=t_i} = 0$. Отсюда для $w(E) = CE^n$ и $f(t) = e^{-2\ln2\,t^2/\tau_p^2}$ получаем

$$\sigma_T \approx \xi(\sigma_f)\sqrt{n}T/\tau_p, \quad (15)$$

где $\xi(\sigma_f) = 2\sqrt{\ln2\,{\rm Wp}[\ln^2(1-\sigma_f)/2\pi]}$, Wp – основная ветвь функции Ламберта [29]. Подстановка (15) в (9) дает

$$E_{\rm sat} \approx (n/4\pi)\sin(\pi/n)[\xi(\sigma_f)\sqrt{n}/(n-1)C\tau_p]^{1/n}.$$

Для вероятности ионизации (11) используем уравнение (15) с $n = n_{\rm eff}$, определяемым (12). Решив его относительно $n_{\rm eff}$, получим

$$n_{\rm eff} \approx -(3/2){\rm Wm}[-(9\sqrt6\kappa^2\omega_a\tau_p/2\xi)^{-2/3}] \approx \approx \Lambda + (3/2)\ln(2\Lambda/3), \quad (16)$$

$$E_{\rm sat} \approx \kappa^3E_a/6n_{\rm eff}, \quad (17)$$

где $\Lambda = \ln(9\sqrt6\kappa^2\omega_a\tau_p/2\xi)$. Если $\sigma_f \ll 1$, то $\xi \approx \approx \sigma_f\sqrt{2\pi^{-1}\ln2}$; если $\sigma_f \to 1$, то ξ медленно растет как $2\sqrt{2\ln2\,\ln[-\ln(1-\sigma_f)]}$. Взяв значение $\xi \approx 1.8$, отвечающее $\sigma_f = 0.99$, получим

$$\Lambda \approx \ln(6\kappa^2\omega_a\tau_p). \quad (18)$$

Далее проанализируем, как полученные выше решения могут быть реализованы с использованием многоцветных импульсов, содержащих поле на основной частоте $\omega_1 = 2\pi/T$ и несколько его начальных гармоник,

$$E_x(t) = f(t)E_c(t), \quad E_c = \sum_{s=1}^{K} E_s \sin(s\omega_1 t + \phi_s)\,, \quad (19)$$

где E_s и ϕ_s – амплитуды и фазы Фурье-компонент несущей, K – число гармоник. Экстремали (8) соответствует предел $K \to \infty$ с $\phi_s = 0$ и

$$E_s = \frac{4\pi s}{T^2 f(t_i)} \int_{-T/2}^{T/2} a_{\text{opt}}(t) \cos[s\omega_1(t - t_d)]\, dt. \quad (20)$$

Согласно (20) E_s является функцией s, n и σ_T, которая выражается аналитически при $n = 2$ и $n \gg \ln \pi s$. При $n = 2$, используя $I_v(3/2, 1/2) = (2/\pi)[\arcsin\sqrt{v} - \sqrt{v(1-v)}]$, находим $E_s \approx 4\pi J_s'(s) E_{\max}/f(t_i)$, где $J_\nu'(z)$ – производная функции Бесселя. При $n \gg \ln \pi s$:

$$E_s \approx \frac{8E_{\max}}{\pi s f(t_i)} \left[1 - (-1)^s + \frac{1 + (-1)^s}{n} \text{Cin}\, \pi s\right], \quad (21)$$

где $\text{Cin}\, z = -\int_z^\infty (1 - \cos v) v^{-1}\, dv$ – интегральный косинус. Поскольку $\text{Cin}\, \pi s \approx \gamma + \ln \pi s$ для натуральных s, где $\gamma \approx 0.577$ – постоянная Эйлера, из (21) получаем $E_s \approx 16E_{\max}/\pi s f(t_i)$ для нечетных s и $E_s \approx 16E_{\max}(\gamma + \ln \pi s)/\pi s n f(t_i)$ для четных s. Отсюда, в оптимальном для генерации ТГц-излучения поле амплитуды четных гармоник примерно в n раз меньше, чем амплитуды соседних нечетных гармоник. Заметим, что, таким образом, предложенное в [21] пилообразное поле (для которого амплитуды монотонно спадают обратно пропорционально s) в общем случае не является оптимальным.

Пусть $J_{\text{sat}}^{(K)}$ – максимальная ОПТ при конечном K для поля (19), тогда в силу (14) $J_{\text{sat}}^{(K)}/J_{\text{sat}} \approx E_{\max}^{(K)}/E_{\max}$, где $E_{\max}^{(K)}$ – максимум по E_s и ϕ_s функционала (4) на поле $E_x(t) = \sum_{s=1}^{K} E_s \sin(s\omega_1 t + \phi_s)$ при условиях (3) и (5). Если $w(E) = CE^n$, то отношение $J_{\text{sat}}^{(K)}/J_{\text{sat}}$ является функцией K, n и σ_T. При некоторых K и n и $\sigma_T \ll 1$ значения $J_{\text{sat}}^{(K)}/J_{\text{sat}}$ находятся аналитически. В частности, для $n = 2$ и $K = 2$ после интегрирования (4) и оптимизации находим, что $E_2/E_1 = 1/\sqrt{2}$ и $J_{\text{sat}}^{(2)}/J_{\text{sat}} \approx 1/\sqrt{6} \approx 0.41$. При $n \gg 1$ интеграл (4) вычисляется методом Лапласа, как это делалось в [10, 12, 18], что дает в оптимуме для $K = 2$ (т. е. для обычно используемой двухцветной схемы генерации ТГц-излучения) $E_2/E_1 \approx 1/2$ и $J_{\text{sat}}^{(2)}/J_{\text{sat}} \approx 1/\sqrt{3\pi} \approx 0.18$, а для $K = 3$ – $E_3/E_1 \approx 1/3$, $E_2/E_1 \sim 1/n$ и $J_{\text{sat}}^{(3)}/J_{\text{sat}} \approx 4/3\pi \approx 0.42$, $J_{\text{sat}}^{(3)}/J_{\text{sat}}^{(2)} \approx 4/\sqrt{3} \approx 2.3$.

При $1.5 < n < 20$ и $K \leqslant 20$ (и $\sigma_T \ll 1$) мы нашли численно, что

$$\frac{J_{\text{sat}}^{(K)}}{J_{\text{sat}}} \approx \left[\frac{K-1}{K+q(n)}\right]^{2(1-1/n)},$$

$$q = \left[\frac{J_{\text{sat}}}{J_{\text{sat}}^{(2)}}\right]^{\frac{n}{2(n-1)}} - 2 \approx \frac{0.54}{n - 1.24} - \frac{3.44}{n + 4.43} + 0.27;$$

$q(2) = \sqrt{6} - 2$, $\lim_{n\to\infty} q(n) = 3^{1/4}\pi^{1/2} - 2$. При $5 < n < 20$: $q(n) \approx 10^{-3}(14 + 7.6n) \ll 1$ и

$$J_{\text{sat}}^{(K)} \approx J_{\text{sat}} \frac{(K-1)^2}{K^2} = \frac{e^2 N_m T \sigma_f E_{\text{sat}}}{m} \frac{(K-1)^2}{K^2}. \quad (22)$$

Для вероятности ионизации (11), считая $n = n_{\text{eff}}$ и $\sigma_f \approx 1$, из формул (16)–(18), (22) находим

$$J_{\text{sat}}^{(K)} \approx \left(1 - \frac{1}{K}\right)^2 \frac{e^2 \kappa^3 N_m E_a T}{6mn_{\text{eff}}} \approx 160 \left(1 - \frac{1}{K}\right)^2 \times$$
$$\times \frac{U_i^{3/2}[\text{эВ}] N_m [10^{19}\,\text{см}^{-3}] \lambda_1[\text{мкм}]}{\Lambda + (3/2)\ln(2\Lambda/3)} \frac{\text{МА}}{\text{см}^2}, \quad (23)$$

где $\Lambda \approx \ln(20U_i[\text{эВ}]\tau_p[\text{фс}])$, $\lambda_1 = cT$ – длина волны основной гармоники. Заметим, что для фемтосекундных импульсов $\Lambda \approx 7\ldots11$ и $n_{\text{eff}} \approx 9\ldots14$, при этом согласно формуле (23) $J_{\text{sat}}^{(K)}$ медленно (логарифмически) растет с уменьшением τ_p. При $\tau_p \sim T$ формула (23) выходит за рамки своей применимости и рост становится более резким [18, 26, 28, 31], однако максимально возможная ОПТ ограничена предельным значением J_{sup} (13).

Развитая теория подтверждается результатами численных расчетов для многоцветных фемтосекундных импульсов (19) с гауссовой огибающей $f(t)$. Численные значения ОПТ J_x находились из уравнений (1), (2) и (11). По амплитудам E_s и фазам ϕ_s гармоник с $s > 1$ проводилась оптимизация и находился максимум ОПТ $J_K = \max_{E_{s>1},\phi_{s>1}} J_x$ в области $|E_{s>1}| < 0.2E_a\kappa^3$ при фиксированных значениях числа гармоник K, максимальной интенсивности основной гармоники $S_1 = cE_1^2/8\pi$, ее фазы $\phi_1 = 0$, длины волны $\lambda_1 = 0.8$ мкм, полной длительности по уровню 1/2 от максимальной интенсивности τ_p, начальной концентрации нейтральных частиц $N_m = 2.3\times10^{19}$ см$^{-3}$ и потенциала ионизации U_i. Расчеты проводились при $S_1 = 10^{14}\ldots5\times10^{14}$ Вт/см^2, $\tau_p = 30\ldots200$ фс, $K = 2\ldots10$, $U_i = 13.61$ эВ и $U_i = 15.76$ эВ (соответствуют атомарному водороду и аргону). Оптимальные значения ϕ_s близки к нулю, а существенно ненулевые ϕ_s получались лишь у достаточно слабых по сравнению с другими гармоник.

Результаты численных расчетов и их сопоставление с полученными аналитическими формулами

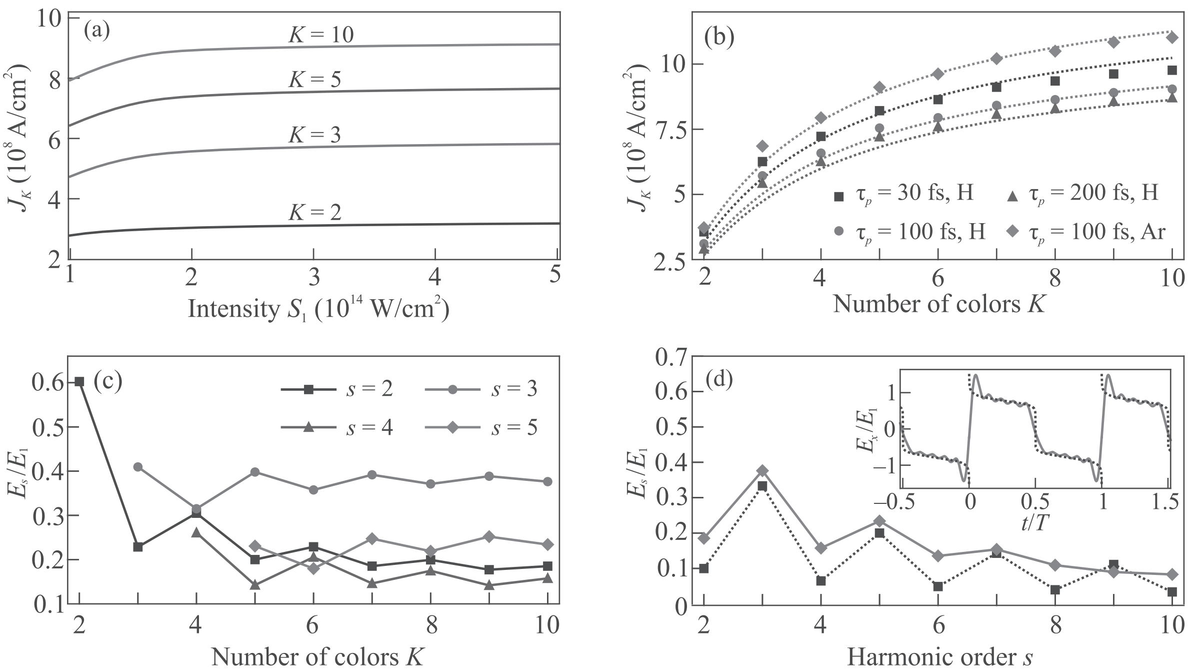

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Найденные в результате численного решения уравнений (1), (2) и (11) с $\kappa = 1$ зависимости максимальной остаточной плотности тока (ОПТ) J_K, генерируемой многоцветным ионизирующим импульсом (19), от пиковой интенсивности основной гармоники S_1 с длиной волны $\lambda_1 = 0.8$ мкм при длительности $\tau_p = 100$ фс, начальной концентрации нейтральных частиц $N_m = 2.3 \times 10^{19}$ см$^{-3}$ и различном числе гармоник K. (b) – Маркеры: найденные численно зависимости J_K от K при $\tau_p = 30$, 100, 200 фс и потенциалах ионизации частиц $U_i = 13.61$ эВ (H) и $U_i = 15.76$ эВ (Ar); остальные параметры такие же, как на панели (a). Пунктирные линии: плотность тока насыщения, определенная по формуле (23). (c) – Найденные численно нормированные амплитуды гармоник E_s/E_1 в зависимости от K при $S_1 = 3 \times 10^{14}$ Вт/см^2; остальные параметры такие же, как на панели (a). (d) – Нормированная амплитуда гармоники E_s/E_1 в зависимости от s для $K = 10$, остальные параметры такие же, как на панели (c). Маркеры, соединенные сплошными отрезками, отмечают результаты численной оптимизации, а соединенные пунктиром – значения, полученные по формуле (21) с $n = n_{\text{eff}}$, определенным из (16) и (18). На вставке панели (d) изображен временной профиль нормированного оптимального поля E_x/E_1 на двух периодах $T = \lambda_1/c$. Сплошная кривая соответствует значениям E_s и ϕ_s, найденным в результате численной оптимизации для $K = 10$, пунктир построен по формулам (10) и (21) с $u = 2t/T$ и $n = n_{\text{eff}}$

представлены на рис. 1. На рисунке 1a приведены зависимости J_K от S_1 для различных K, демонстрирующие монотонный рост J_K с увеличением S_1. Однако при $S_1 \approx 2 \times 10^{14}$ Вт/см^2 его скорость существенно падает, что связано с истощением нейтральных частиц (насыщением ионизации), когда финальная степень ионизации $\sigma_f \approx 1$ и рост входящего в формулы (16), (17) и (22) параметра $\xi(\sigma_f)$ становится все более медленным по мере приближения σ_f к 1. Заметим, что выход на подобные насыщающиеся зависимости наблюдался в различных экспериментах по ТГц-генерации в двухцветных ионизирующих полях [1, 4, 10, 13, 19]. На рисунке 1b изображены зависимости J_K от K, найденные численно при $S_1 = 3 \times 10^{14}$ Вт/см^2, и $J_{\text{sat}}^{(K)}$ от K, полученные по формуле (23), для различных τ_p и U_i. Как видно, (23) хорошо описывает рост J_K с увеличением K (и его насыщение при $K \gg 1$), а также с увеличением U_i и уменьшением τ_p, демонстрируя отличное количественное согласие с результатами численных расчетов во всем рассмотренном диапазоне параметров.

Рисунок 1c показывает найденные численно оптимальные отношения E_s/E_1 при $s = 2 \ldots 5$ в зависимости от K. Как видим, в обычно используемой двухцветной схеме генерации ТГц-излучения (т.е. при $K = 2$) оптимальное отношение $E_2/E_1 \approx 0.6$. Однако уже при $K = 3$ отношение $E_2/E_1 \approx 0.23 < E_3/E_1 \approx 0.41$, что является частным случаем общей закономерности, заключающейся в преобладании нечетных гармоник (в особенности 3-й) в оптимальных для генерации ТГц-излучения многоцветных импульсах. Эта закономерность иллюстрируется также рис. 1d, на котором показано сопоставление результатов численных расчетов оптимального отношения E_s/E_1 при $K = 10$ в зависимости от s с аналитической формулой (21) с $n = n_{\rm eff} \approx 13$, определенным из (16) и (18). Видно, что найденные численно амплитуды нечетных гармоник оказываются больше соседних четных, а их значения с высокой точностью совпадают с даваемыми (21). На вставке изображено нормированное оптимальное поле $E_x(t)/E_1$ на двух периодах $T = \lambda_1/c$, найденное численно для $K = 10$ и по формулам (10) и (21) с $n = n_{\rm eff}$. Как видим, имеющее слабые сингулярности решение (10) везде, кроме окрестностей особенностей, где оно меняет знак, хорошо приближает оптимальное многоцветное поле. С увеличением K это поле все лучше описывается частичной суммой ряда Фурье зависимости (10) и оптимальные амплитуды гармоник стремятся к аналитическим значениям (20) и (21).

В заключение сформулируем основные результаты работы. Разработан аналитический подход для определения оптимальной для генерации ТГц-излучения волновой формы импульса, производящего туннельную ионизацию газа, и соответствующей максимальной ОПТ при фиксированной финальной степени ионизации. Показано, что найденные аналитические решения (10), (15)–(18) могут быть реализованы с использованием многоцветных фемтосекундных импульсов, содержащих поле на основной частоте и несколько его начальных гармоник. Найдены оптимальные соотношения между амплитудами гармоник в зависимости от их числа K, при этом важным и неожиданным результатом является то, что амплитуды у нечетных гармоник должны быть больше, чем у соседних четных. Максимальная мощность генерируемого ТГц-излучения (пропорциональная квадрату ОПТ) с увеличением K растет согласно формуле (22) как $(1 - 1/K)^4$, усиливаясь, таким образом, примерно в 16 раз при больших K по сравнению с тем, что дает обычно используемая двухцветная схема. При достаточно высоких интенсивностях ионизирующего импульса, когда наступает истощение нейтральных частиц и финальная степень ионизации становится близка к 1, максимальная ОПТ определяется формулой (23) и плотность тока насыщения (которая может быть порядка $10^9\,\text{А/см}^2$ для больших K и обычно используемых в экспериментах параметров) растет как с увеличением длины волны основной гармоники и потенциала ионизации частиц газа, так и с уменьшением длительности импульса; при этом в случае использования малоцикловых ионизирующих импульсов ОПТ приближается к наибольшему возможному значению (13). Полученные результаты позволяют установить предельные величины эффективности и яркости ТГц-источников, реализуемых в различных условиях ионизации газов фемтосекундными лазерными импульсами. Возможности повышения этих величин связаны с созданием условий для эффективной многократной ионизации частиц газа [6], а также с использованием многоцветных импульсов с эллиптически или циркулярно поляризованными одноцветными компонентами [7, 8].

Работа в части выполнения численных расчетов поддержана Российским научным фондом (грант # 18-72-00103). Аналитические исследования поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (гранты # 18-02-01150, 18-32-00951 и 20-32-70213) и фондом “Базис” (грант # 19-1-2-52-1).

1. A. D. Koulouklidis, C. Gollner, V. Shumakova, V. Yu. Fedorov, A. Pugžlys, A. Baltuška, and S. Tzortzakis, Nat. Commun. **11**, 292 (2020).
2. J. A. Fülöp, S. Tzortzakis, and T. Kampfrath, Adv. Opt. Mater. **8**, 1900681 (2020).
3. B. Clough, J. Dai, and X.-C. Zhang, Mater. Today **15**, 50 (2012).
4. K.-Y. Kim, J. H. Glownia, A. J. Taylor, and G. Rodriguez, IEEE J. Quantum Electron. **48**, 797 (2012).
5. X. C. Zhang, A. Shkurinov, and Y. Zhang, Nature Photon. **11**, 16 (2017).
6. P. M. Solyankin, I. A. Nikolaeva, A. A. Angeluts, D. E. Shipilo, N. V. Minaev, N. A. Panov, A. V. Balakin, Y. Zhu, O. G. Kosareva, and A. P. Shkurinov, New J. Phys. **22**, 013039 (2020).
7. C. Meng, W. Chen, X. Wang, Z. Lü, Y. Huang, J. Liu, D. Zhang, Z. Zhao, and J. Yuan, Appl. Phys. Lett. **109**, 131105 (2016).
8. V. A. Tulsky, M. Baghery, U. Saalmann, and S. V. Popruzhenko, Phys. Rev. A **98**, 053415 (2018).
9. A. A. Ushakov, M. Matoba, N. Nemoto, N. Kanda, K. Konishi, P. A. Chizhov, N. A. Panov, D. E. Shipilo, V. V. Bukin, M. Kuwata-Gonokami, J. Yumoto, O. G. Kosareva, S. V. Garnov, and A. B. Savel'ev, JETP Lett. **106**, 706 (2017).
10. N. V. Vvedenskii, A. I. Korytin, V. A. Kostin, A. A. Murzanev, A. A. Silaev, and A. N. Stepanov, Phys. Rev. Lett. **112**, 055004 (2014).
11. L. Zhang, S. Zhang, R. Zhang, T. Wu, Y. Zhao, C. Zhang, and X.-C. Zhang, Opt. Express **25**, 32346 (2017).
12. V. A. Kostin, I. D. Laryushin, A. A. Silaev, and N. V. Vvedenskii, Phys. Rev. Lett. **117**, 035003 (2016).
13. L.-L. Zhang, W.-M. Wang, T. Wu, R. Zhang, S.-J. Zhang, C.-L. Zhang, Y. Zhang, Z.-M. Sheng, and X.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **119**, 235001 (2017).
14. V. A. Kostin and N. V. Vvedenskii, Phys. Rev. Lett. **120**, 065002 (2018).

15. А. А. Силаев, В. А. Костин, И. Д. Ларюшин, Н. В. Введенский, Письма в ЖЭТФ **107**, 160 (2018).
16. T. Balčiūnas, D. Lorenc, M. Ivanov, O. Smirnova, A. M. Zheltikov, D. Dietze, K. Unterrainer, T. Rathje, G. G. Paulus, A. Baltuška, and S. Haessler, Opt. Express **23**, 15278 (2015).
17. В. А. Костин, Н. В. Введенский, Письма в ЖЭТФ **110**, 449 (2019).
18. A. A. Silaev and N. V. Vvedenskii, Phys. Plasmas **22**, 053103 (2015).
19. G. Rodriguez and G. L. Dakovski, Opt. Express **18**, 15130 (2010).
20. M. Chen, A. Pukhov, X.-Y. Peng, and O. Willi, Phys. Rev. E **78**, 046406 (2008).
21. P. González de Alaiza Martínez, I. Babushkin, L. Bergé, S. Skupin, E. Cabrera-Granado, C. Köhler, U. Morgner, A. Husakou, and J. Herrmann, Phys. Rev. Lett. **114**, 183901 (2015).
22. L. Zhang, G.-L. Wang, and X.-X. Zhou, J. Mod. Opt. **63**, 2159 (2016).
23. C. Lu, C. Zhang, L. Zhang, X. Wang, and S. Zhang, Phys. Rev. A **96**, 053402 (2017).
24. M.-J. Pei, C.-H. Lu, X.-W. Wang, Z.-R. Sun, and S.-A. Zhang, Chinese Phys. B **27**, 084209 (2018).
25. V. Vaičaitis, O. Balachninaitė, U. Morgner, and I. Babushkin, J. Appl. Phys. **125**, 173103 (2019).
26. V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskii, Phys. Rev. Lett. **98**, 2450020 (2007).
27. H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn, and Z.-M. Sheng, New J. Phys. **10**, 043001 (2008).
28. A. A. Silaev and N. V. Vvedenskii, Phys. Rev. Lett. **102**, 115005 (2009).
29. *NIST Digital Library of Mathematical Functions.* http://dlmf.nist.gov/, Release 1.0.26 of 2020-03-15, ed. by F. W. J. Olver, A. B. Olde Daalhuis, D. W. Lozier, B. I. Schneider, R. F. Boisvert, C. W. Clark, B. R. Miller, B. V. Saunders, H. S. Cohl, and M. A. McClain.
30. D. Bauer and P. Mulser, Phys. Rev. A **59**, 569 (1999).
31. W.-M. Wang, P. Gibbon, Z.-M. Sheng, and Y.-T. Li, Phys. Rev. A **90**, 023808 (2014).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 88 – 92 © 2020 г. 25 июля

Эффект медленной ионной релаксации при ферромагнитном резонансе в металл-диэлектрическом нанокомпозите CoFeB–LiNbO

А. Б. Дровосеков[+1)], *Н. М. Крейнес*[+], *А. С. Баркалова*[+*],
С. Н. Николаев[×], *А. В. Ситников*[∘], *В. В. Рыльков*[×∇]

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

[*]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

[×]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[∘]*Воронежский государственный технический университет, 394026 Воронеж, Россия*

[∇]*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Россия*

Поступила в редакцию 28 мая 2020 г.
После переработки 3 июня 2020 г.
Принята к публикации 4 июня 2020 г.

Пленки металл-диэлектрического нанокомпозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ исследованы методом ферромагнитного резонанса в диапазоне температур 4 – 320 К. В области низких температур обнаружено наличие максимума ширины линии ферромагнитного резонанса и отрицательный динамический сдвиг пика поглощения, характерные для механизма медленной ионной релаксации на магнитных примесях. Наблюдаемые особенности магнитной релаксации могут быть вызваны парамагнитными ионами Co и Fe, диспергированными в диэлектрической матрице LiNbO и связанными обменом с ферромагнитными гранулами CoFeB. Экспериментальные температурные зависимости ширины и сдвига линии ФМР хорошо согласуются с теоретическими кривыми, полученными в рамках предложенного подхода.

DOI: 10.31857/S1234567820140049

Гранулированный металл-диэлектрический нанокомпозит (НК) состава $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ представляет собой синтетический мультиферроик, привлекающий большой интерес в связи с потенциальными возможностями нетривиальных магнитоэлектрических эффектов [1]. Недавно было показано, что данный НК является перспективным материалом с точки зрения реализации элементов резистивной памяти (мемристоров), моделирующих функции синапсов в нейроморфных сетях [2–4].

Исследования магнитной динамики в металл-диэлектрических НК привлекают внимание как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Возможность сочетания высокого удельного сопротивления и высокой магнитной проницаемости в гранулированных системах делает их привлекательными для применения в высокочастотных микроэлектронных устройствах [5]. С другой стороны, такие структуры являются интересными модельными объектами для исследования влияния параметров отдельных частиц и межчастичных взаимодействий на динамические характеристики системы, в частности, на механизмы магнитной релаксации.

В нашей предыдущей работе [6] методом ферромагнитного резонанса (ФМР) при комнатной температуре исследовались механизмы уширения резонансного пика в пленках НК $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ при изменении концентрации ферромагнитной (ФМ) фазы x в окрестности перехода металл-изолятор $x_c \approx 43$ ат. %. Было показано, что в исследуемом диапазоне $x = 27 - 48$ ат. % преобладают механизмы уширения линий ФМР, обусловленные особенностями магнитной неоднородности пленок. При этом в области малых концентраций $x < x_c$ спектр ФМР можно описать в рамках предположения независимых ФМ гранул со случайным распределением одноосной анизотропии в плоскости пленки. В то же время при больших $x > x_c$, в условиях проявления логарифмической температурной зависимости проводимости [7], ширина линии ФМР определяется в основном процессами двухмагнонного рассеяния, свидетельствуя о наличии существенной туннельной связи между ФМ гранулами.

[1)]e-mail: drovosekov@kapitza.ras.ru

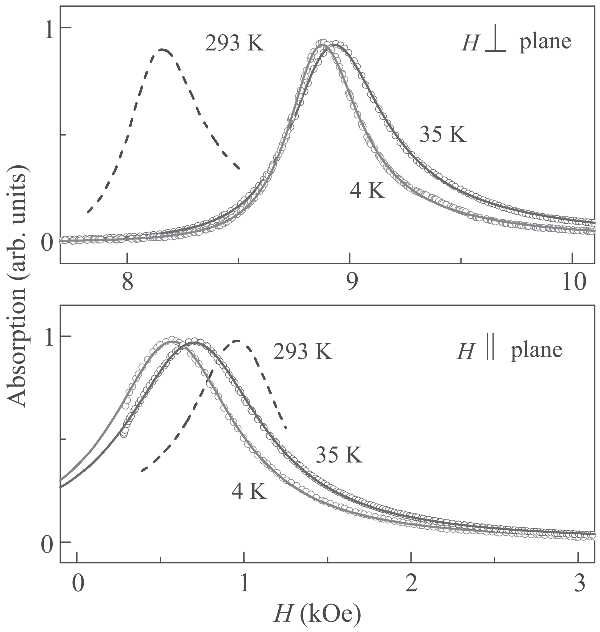

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры ФМР (поглощаемая мощность как функция магнитного поля) при нескольких температурах для пленки $(CoFeB)_{0.48}(LiNbO_3)_{0.52}$ в нормальном и касательном поле на частоте $f = 7.65$ ГГц

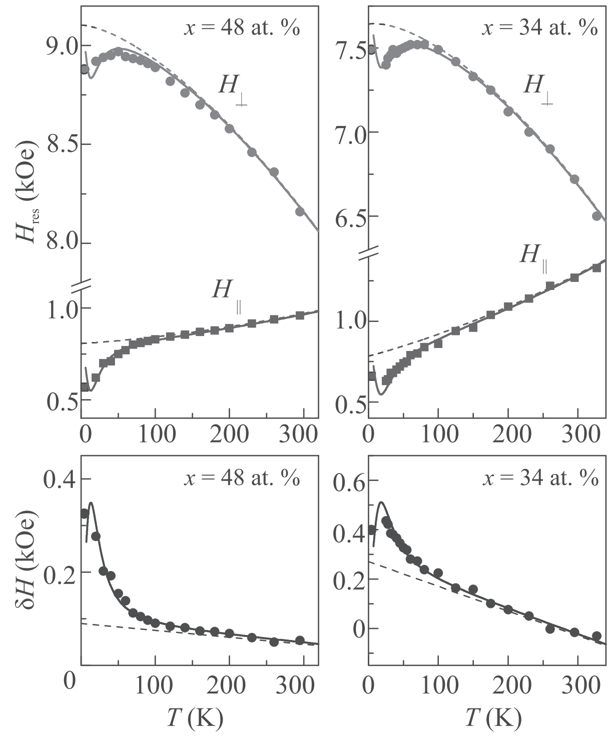

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости поля резонанса для пленок $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ с $x \approx 48$ и 34 ат. % в нормальном и касательном поле на частоте $f = 7.65$ ГГц и результирующие зависимости сдвига пика поглощения $\delta H(T)$. Точки – эксперимент, сплошные и штриховые линии – расчет с учетом вклада ионной релаксации и без него

В настоящей работе мы исследуем температурные зависимости положения ($H_{\rm res}$) и ширины (ΔH) линии ФМР в пленках $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ с различной концентрацией ФМ фазы x. На рисунке 1 показаны примеры экспериментальных спектров ФМР для одного из исследуемых образцов. Рисунки 2–4 иллюстрируют температурную эволюцию параметров резонансного пика для пленок с $x \approx 48$ и 34 ат. % в геометрии "поле в плоскости" ($H_\parallel$) и "поле нормально плоскости" ($H_\perp$). Для характеризации ширины резонансной кривой используется величина ΔH – "полуширина на полувысоте".

Для обоих образцов поведение $H_{\rm res}(T)$ выглядит похожим образом (рис. 2). В области высоких температур $T \gtrsim 60$ К поле $H_\parallel$ растет с повышением температуры, а $H_\perp$ – падает. В соответствии с известными формулами Киттеля, такое поведение на качественном уровне можно объяснить простым уменьшением намагниченности пленки с температурой. Однако при охлаждении ниже $T \approx 60$ К поле резонанса уменьшается в обеих экспериментальных геометриях (рис. 1 и 2), что невозможно объяснить на основании простых формул Киттеля для тонкой ФМ пленки. Аномальное поведение в области низких температур можно описать в предположении наличия дополнительного сдвига линии ФМР δH, который приводит к модификации формул Киттеля:

$$\omega/\gamma = H_\perp + \delta H - 4\pi M_{\rm eff}, \tag{1}$$

$$(\omega/\gamma)^2 = (H_\parallel + \delta H)(H_\parallel + \delta H + 4\pi M_{\rm eff}), \tag{2}$$

где $\omega = 2\pi f$ – частота возбуждения резонанса, γ — гиромагнитное отношение ($\gamma/2\pi = 2.95$ ГГц/кЭ, согласно [6]), $4\pi M_{\rm eff}$ – эффективное поле размагничивания пленки.

Известно, что такой сдвиг линии может возникать в случае поликристаллических (либо гранулярных) образцов, а также как поправка к резонансному полю при учете релаксации магнитных колебаний на парамагнитных примесях [8].

На основании экспериментальных данных для $H_\parallel(T)$ и $H_\perp(T)$, используя формулы (1), (2), можно получить температурные зависимости как величины δH, так и $4\pi M_{\rm eff}$. Результирующие кривые $\delta H(T)$ показаны точками на нижних графиках рис. 2, а $4\pi M_{\rm eff}(T)$ – на рис. 3. Заметим, что температурное

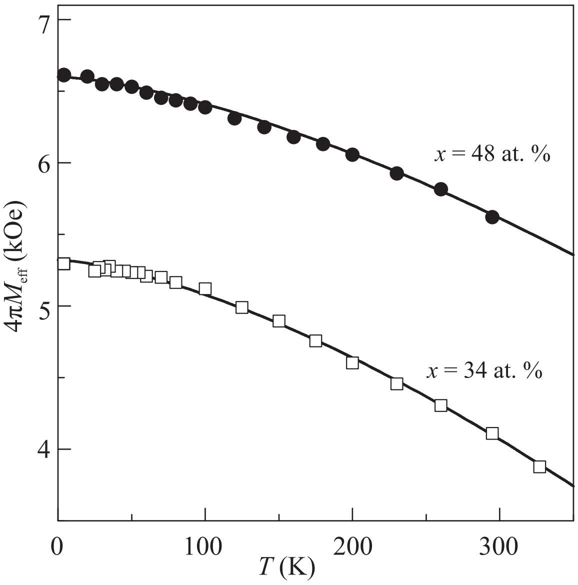

Рис. 3. Температурные зависимости $4\pi M_{\rm eff}(T)$ для пленок $({\rm CoFeB})_x({\rm LiNbO_3})_{100-x}$ с $x \approx 48$ и 34 ат. %. Точки – эксперимент, линии – закон $\frac{3}{2}$ Блоха

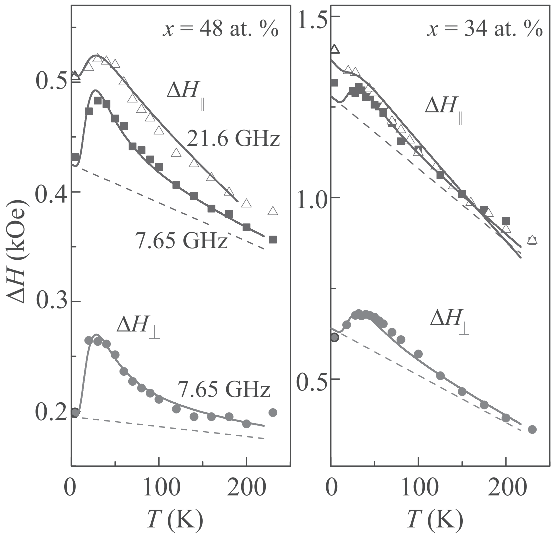

Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурные зависимости ширины линии для пленок $({\rm CoFeB})_x({\rm LiNbO_3})_{100-x}$ с $x \approx 48$ и 34 ат. % в нормальном и касательном поле на частотах $f = 7.65$ и 21.6 ГГц. Точки – эксперимент, сплошные и штриховые линии — расчет с учетом вклада ионной релаксации и без него

поведение $4\pi M_{\rm eff}(T)$ описывается обычным законом $\frac{3}{2}$ Блоха (линии на рис. 3):

$$M(T) = M_0 - \alpha T^{3/2}. \tag{3}$$

Поправка к резонансному полю δH относительно медленно меняется с температурой в диапазоне $T = 60-300$ K, однако ниже ≈ 60 K демонстрирует резкий рост. Именно этот рост обуславливает аномальное поведение $H_{\rm res}(T)$ в области низких T (рис. 2).

Помимо рассмотренной низкотемпературной особенности $H_{\rm res}(T)$, зависимость ширины резонансного пика $\Delta H(T)$ в области низких температур также демонстрирует необычное поведение. При охлаждении от комнатной температуры ширина линии сначала медленно монотонно увеличивается, что характерно для обычных механизмов уширения, связанных с неоднородностями. Однако ниже $\approx 30-40$ K наблюдается сужение резонансного пика (рис. 1 и 4).

Обнаруженные особенности низкотемпературного поведения $\delta H(T)$ и $\Delta H(T)$ характерны для механизма медленной ионной релаксации на парамагнитных примесях [8, 9]. Суть эффекта заключается в модуляции величины расщепления энергетических уровней примесей в поле прецессирующего ФМ момента. Возникающее при этом перезаселение уровней приводит к поглощению энергии магнитных колебаний. Максимальный эффект достигается, когда период прецессии намагниченности оказывается сравним с характерным временем релаксации примесей.

Для теоретического описания экспериментальных зависимостей $\delta H(T)$ и $\Delta H(T)$ мы разделяем два вклада в ширину и сдвиг резонансного пика:

$$\delta H(T) = \delta H_0(T) + \delta H_{\rm SR}(T), \tag{4}$$

$$\Delta H(T) = \Delta H_0(T) + \Delta H_{\rm SR}(T). \tag{5}$$

Слагаемые $\delta H_0(T)$ и $\Delta H_0(T)$ связаны с неоднородностью пленок и относительно слабо (приблизительно линейно) зависят от температуры в области низких T. При этом неоднородный вклад может отличаться для различных ориентаций магнитного поля [6]. Напротив, вклад медленной релаксации (SR) на парамагнитных примесях считается изотропным, однако он приводит к существенно более резким (экспоненциальным) зависимостям $\delta H_{\rm SR}(T)$ и $\Delta H_{\rm SR}(T)$ в области низких температур [8, 10]:

$$\Delta H_{\rm SR}(T) = F(T) \cdot \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \tag{6}$$

$$\delta H_{\rm SR}(T) = F(T) \cdot \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2}, \tag{7}$$

где τ – время релаксации парамагнитных примесей. Температурная зависимость функции $F(T)$ определяется выражением

$$F(T) = \frac{C}{T} \cdot {\rm sech}^2 \frac{\Delta E}{2k_B T}, \tag{8}$$

где ΔE – величина расщепления уровней энергии парамагнитного иона, C – коэффициент, пропорциональный количеству примесей, участвующих в процессе релаксации, k_B – константа Больцмана.

Важно, что время релаксации τ также существенно зависит от температуры. Заметим, что из формул (6), (7) следует простое соотношение

$$\frac{\delta H_{\mathrm{SR}}}{\Delta H_{\mathrm{SR}}} = \omega\tau. \tag{9}$$

Это свойство, в принципе, позволяет вывести экспериментальную температурную зависимость времени релаксации, построив зависимость $\delta H_{\mathrm{SR}}/\Delta H_{\mathrm{SR}}$ от T [9, 11]. В нашем случае, однако, наличие большого неоднородного вклада в ширину линии затрудняет аккуратное проведение такой процедуры, что не позволяет выполнить детальный анализ механизмов ионной релаксации. По этой причине здесь мы используем упрощенный подход, рассматривая пробную функцию активационного типа для температурной зависимости времени релаксации [8, 9]

$$\tau = \tau_0 \exp\frac{E_A}{k_B T}, \tag{10}$$

где $\tau_0 \sim 10^{-11}$ с — постоянная времени, а E_A – энергия активации.

Экспериментальные зависимости $\delta H(T)$ и $\Delta H(T)$ хорошо согласуются с теоретическими кривыми, полученными в рамках предложенной модели (см. рис. 2 и 4). Параметры для вклада, связанного с медленной релаксацией на примесях, приведены в табл. 1. Результаты, полученные для различных образцов, отличаются не сильно, при этом порядок величин согласуется с типичными значениями, характерными для механизма ионной релаксации [8, 9]. Подчеркнем, что в реальной системе можно ожидать некоторого разброса характеристик парамагнитных ионов, участвующих в релаксации. По этой причине полученные значения параметров надо воспринимать лишь как "усредненные" или "эффективные".

Таблица 1. Параметры модели ионной релаксации в пленках $(\mathrm{CoFeB})_x(\mathrm{LiNbO_3})_{100-x}$

	C (Э · К)	ΔE (К)	E_A (К)
$x = 48$ ат. %	$0.6 \cdot 10^4$	20.0	40.0
$x = 34$ ат. %	$0.9 \cdot 10^4$	30.0	50.0

Отметим, что рассмотренный механизм уширения линии ФМР изначально был разработан для объяснения особенностей магнитной релаксации в железо-иттриевом гранате, допированном ионами редкоземельных (РЗ) элементов [10]. Позднее свидетельства присутствия данного механизма были обнаружены в сплавах Гейслера $(\mathrm{Co_2Mn})_{1-x}\mathrm{Ge}_x$ [12], пленках $\mathrm{Ni_{80}Fe_{20}}$ с РЗ примесями [13], а также различных слоистых системах с обменным сдвигом петли гистерезиса [9, 14–16] (см. также обзор [17]). Однако возможность этого эффекта в гранулированных металл-диэлектрических нанокомпозитах до сих пор не обсуждалась.

В нашем случае наблюдаемая релаксация может быть вызвана парамагнитными ионами Co и Fe, диспергированными в диэлектрической матрице $\mathrm{LiNbO_3}$, и связанными обменным взаимодействием с ФМ гранулами CoFeB. Статическая магнитометрия исследуемых пленок свидетельствует о наличии таких ионов, проявляющих высокую магнитную восприимчивость ниже $T \approx 40$ К [2]. Заметим, что этот факт согласуется с данными ФМР, демонстрирующими пик на температурной зависимости ширины линии в окрестности $T \approx 40$ К.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 18-07-00772, 18-07-00756, 19-07-00471), а также в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Актуальные проблемы физики низких температур". Синтез НК пленок и их структурная характеризация выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект # 16-19-10233).

1. O. G. Udalov and I. S. Beloborodov, AIP Advances **8**, 055810 (2018).
2. V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev, V. A. Demin et al. (Collaboration), JETP **126**, 353 (2018).
3. K. Nikiruy, A. Emelyanov, V. Rylkov, A. Sitnikov, and V. Demin, Tech. Phys. Lett. **45**, 386 (2019).
4. A. V. Emelyanov, K. E. Nikiruy, A. V. Serenko, A. V. Sitnikov, M. Y. Presnyakov, R. B. Rybka, A. G. Sboev, V. V. Rylkov, P. K. Kashkarov, M. V. Kovalchuk, and V. A. Demin, Nanotechnology **31**, 045201 (2019).
5. C. R. Sullivan, *Integrating magnetics for on-chip power: Challenges and opportunities*, in *2009 IEEE Custom Integrated Circuits Conference*, IEEE, Rome (2009), p. 291.
6. A. Drovosekov, N. Kreines, A. Barkalova, S. Nikolaev, V. Rylkov, and A. Sitnikov, J. Magn. Magn. Mater. **495**, 165875 (2020).
7. K. B. Efetov and A. Tschersich, Phys. Rev. B **67**, 174205 (2003).
8. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, М. (1973).

9. J. Dubowik, F. Stobiecki, I. Gościańska, Y. P. Lee, A. Paetzold, and K. Röll, Eur. Phys. J. B **45**, 283 (2005).
10. J. H. van Vleck and R. Orbach, Phys. Rev. Lett. **11**, 65 (1963).
11. B. H. Clarke, K. Tweedale, and R. W. Teale, Phys. Rev. **139**, A1933 (1965).
12. H. T. Nembach, T. J. Silva, J. M. Shaw, M. L. Schneider, M. J. Carey, S. Maat, and J. R. Childress, Phys. Rev. B **84**, 054424 (2011).
13. G. Woltersdorf, M. Kiessling, G. Meyer, J.-U. Thiele, and C. H. Back, Phys. Rev. Lett. **102**, 257602 (2009).
14. R. D. McMichael, C. G. Lee, M. D. Stiles, F. G. Serpa, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, J. Appl. Phys. **87**, 6406 (2000).
15. P. Lubitz, M. Rubinstein, J. J. Krebs, and S.-F. Cheng, J. Appl. Phys. **89**, 6901 (2001).
16. M. Gloanec, S. Rioual, B. Lescop, R. Zuberek, R. Szymczak, P. Aleshkevych, and B. Rouvellou, Phys. Rev. B **82**, 144433 (2010).
17. C. K. A. Mewes and T. Mewes, *Relaxation in Magnetic Materials for Spintronics*, in *Handbook of Nanomagnetism: Applications and Tools*, ed. by R. A. Lukaszew, Pan Stanford Publishing, Boca Raton (2015).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 93 – 100

Магнетосопротивление квазиодномерного вейлевского полуметалла $(TaSe_4)_2I$

И. А. Кон, С. Г. Зыбцев, А. П. Орлов, С. В. Зайцев-Зотов[1)]

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

Поступила в редакцию 13 мая 2020 г.
После переработки 29 мая 2020 г.
Принята к публикации 4 июня 2020 г.

Изучено влияние магнитного поля на линейную и нелинейную проводимость квазиодномерного полуметалла Вейля с волной зарядовой плотности (ВЗП) $(TaSe_4)_2I$. Продольное магнетосопротивление во всех известных режимах движения ВЗП (линейная проводимость, крип, скольжение, "сверхпроводимость Фрелиха") положительно и не превышает доли процента. Аналогичные магнетотранспортные измерения были выполнены в образцах, профилированных сфокусированными ионными пучками таким образом, что движение ВЗП в них сопровождается проскальзыванием фазы ВЗП. В таких образцах пиковое непараболическое отрицательное магнетосопротивление наблюдается в режиме нелинейной проводимости в относительно малых магнитных полях $B \lesssim 4$ Тл как в продольной, так и в поперечной геометриях. Наши результаты существенно отличаются от полученных ранее и ставят вопрос об условиях наблюдения киральной аномалии в полуметаллах Вейля в пайерлсовском состоянии.

DOI: 10.31857/S1234567820140050

Топологические материалы в настоящее время являются одними из наиболее интересных и интенсивно изучаемых объектов в физике твердого тела. Большой интерес представляют полуметаллы Вейля, транспортные свойства которых определяются безмассовыми фермионами Вейля. Одним из наиболее замечательных эффектов, возникающих в таких материалах, является киральная аномалия, которая проявляется в виде отрицательного продольного магнетосопротивления (МС) [1, 2, 3]. В настоящее время отрицательное продольное МС наблюдается во многих полуметаллах Вейля и Дирака, таких как TaAs [4], Cd_3As_2 [5] и других.

$(TaSe_4)_2I$ имеет моноклинную элементарную ячейку (пространственная группа I422), на серединах граней которой помещены цепочки $TaSe_4$, обладающие винтовой симметрией и разделенные цепочками атомов йода [6]. Расчеты зонной структуры $(TaSe_4)_2I$ показали, что при нормальных условиях данное вещество является полуметаллом за счет взаимодействия между цепочками $TaSe_4$. Это взаимодействие приводит к расщеплению d_{z^2} зоны тантала на две, пересекающиеся вблизи границы зоны Бриллюэна на расстоянии $0.44\pi/c$, где $c = 12.8$ Å – размер элементарной ячейки вдоль цепочек [7]. Последующий анализ показал, что это вещество является вейлевским полуметаллом, в котором многочисленные вейлевские точки находятся на расстояниях 10-15 мэВ сверху и снизу от уровня Ферми и образуют пары с противоположным киральным зарядом [8–11]. При этом $(TaSe_4)_2I$ представляет собой квазиодномерный (квази-1D) проводник с несоизмеримой волной зарядовой плотности (ВЗП), которая образуется при температуре ниже температуры пайерлсовского перехода лежащей в диапазоне $T_P \approx 248{-}263$ K [8, 11–17]. Открывающаяся при этом пайерлсовская щель охватывает всю поверхность Ферми, что означает исчезновение вейлевских конусов. Анизотропия проводимости при комнатной температуре составляет $A \equiv \sigma_\parallel/\sigma_\perp \approx 3 \times 10^2$, где $\sigma_\parallel$ и $\sigma_\perp$ – проводимости вдоль и поперек цепочек соотвественно, и уменьшается до $A \approx 10^2$ при $T < T_P$ [15].

В $(TaSe_4)_2I$ в случае, когда магнитное поле прикладывалось параллельно цепочкам, а значит и линии, соединяющей вершины конусов Вейля, наблюдалось отрицательное продольное МС. Такое МС возникало только в области нелинейной проводимости в электрическом поле $E \approx 2{-}3\ E_T$, где E_T является пороговым полем для начала скольжения ВЗП [8]. МС возрастает с 1–2 % при 120 K до почти порядка при 80 K. На основании этих наблюдений в работе [8] был сделан вывод, что в $(TaSe_4)_2I$ киральная аномалия проявляется и в состоянии с пайерлсовской щелью.

[1)]e-mailo: serzz@cplire.ru

Моды проводимости квазиодномерных проводников с ВЗП можно классифицировать следующим образом [6, 19, 18]:

1) $E \ll E_T$. ВЗП запиннингована и не дает вклад в нелинейную проводимость, поскольку потенциальный барьер, создаваемый пиннингом, слишком высок. Проводимость линейная и определяется квазичастицами (электронами и дырками), термически возбуждаемыми через пайерлсовскую щель в спектре.

2) $E \lesssim E_T$. По мере приближения к пороговому полю барьер пиннинга постепенно уменьшается, и при определенных условиях становится возможным наблюдать крип ВЗП, который предшествует началу скольжения ВЗП [19]. В этом режиме нелинейная проводимость зависит от температуры активационным образом, причем энергия активации уменьшается с приближением к пороговому полю и не связана с проводимостью квазичастиц. Крип ВЗП приводит к размыванию порогового поля начала скольжения ВЗП.

3) $E > E_T$. Кинетика ВЗП определяется диссипацией энергии. Поскольку ВЗП не может рассеивать энергию из-за наличия пайерлсовской щели, диссипация обеспечивается потоками квазичастиц, экранирующих зависящие от времени деформации ВЗП. По этой причине проводимость ВЗП пропорциональна проводимости квазичастиц и уменьшается с понижением температуры. Такая пропорциональность известна как скейлинг проводимости [20–22].

4) $E \gg E_T$. В этой области возникает так называемая "фрелиховская сверхпроводимость" [18]. Вольтамперные характеристики (ВАХ) в этом режиме почти вертикальны. По нашему мнению, этот режим возникает в случае, если характерная частота, характеризующая скольжение ВЗП (частота узкополосной генерации, равная обратному времени перемещения ВЗП на один период) превышает обратное время максвелловской релаксации квазичастиц. Известно, что в топологически тривиальной голубой бронзе $K_{0.3}MoO_3$ магнитные поля до 16 Тл не влияют на это явление [18].

Результаты, представление в работе [8], показывают, что при определенных условиях кинетика ВЗП (зависящая от магнитного поля) не зависит от кинетики квазичастиц (независящей от магнитного поля), т.е. возникает нарушение скейлинга.

В настоящей работе представляем результаты исследования МС в квази-1D проводнике $(TaSe_4)_2I$, выполненные в более широком диапазоне температур и электрических полей. Целью настоящего исследования являлось выяснение условий, которые могут приводить к нарушению скейлинга. Мы обнаружили, что продольное МС в области нелинейной проводимости в магнитных полях до 7 Тл положительно, не превышает долей процента и пропорционально продольному МС в области линейной проводимости. Однако в условиях пространственно неоднородного движения (в образцах, профилированных сфокусированными ионными пучками), в области нелинейной проводимости возникает участок отрицательного магнетосопротивления, отсутствующий в области линейной проводимости и свидетельствующий о нарушении скейлинга. Обсуждается возможный вклад дислокаций и солитонов.

Изучались образцы $(TaSe_4)_2I$ того же происхождения, что и в работах [15–17]. Представленные ниже данные были получены на двух отрезках относительно тонкого образца с поперечными размерами $w \times t = 4.0 \times 1.9$ мкм^2 и расстояниями между краями контактов $L_s = 130$ мкм и $L_l = 330$ мкм (см. вставку на рис. 1). Использование коротких и тонких

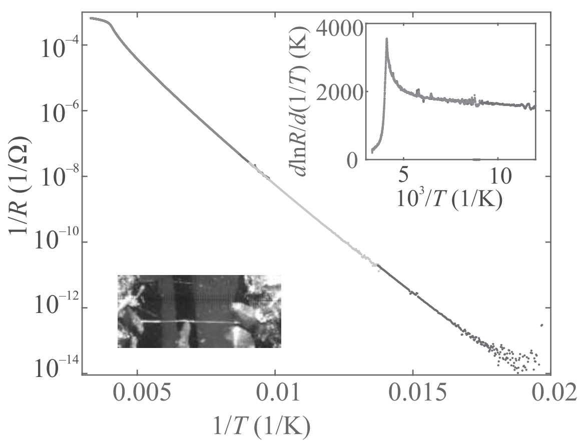

Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурная зависимость линейной проводимости $(TaSe_4)_2I$ (длинный сегмент). Левая вставка: фотография образца. Правая вставка: логарифмическая производная температурной зависимости проводимости

образцов, имеющих на 2 порядка меньшую площадь поперечного сечения, чем в [8], позволяет измерять нелинейную проводимость при гораздо более высоких значениях электрического поля благодаря лучшему теплообмену, присущему тонким образцам. В то же время поперечные размеры исследуемых образцов были не настолько малы, чтобы привести к появлению размерных эффектов, которые могут существенно влиять на коллективный транспорт [23].

Золотые контакты были получены вакуумным напылением и имели сравнительно низкое контактное сопротивление порядка 1–10 Ω, как и в более ран-них работах [14]. ВАХ длинных и коротких сегментов, измеренные двухконтактным методом, оказались подобны друг другу с коэффициентом масштабирования $R_s/R_l = 0.42$ (см. также ниже). Небольшая разница между отношениями $L_s/L_l = 0.39$ и $R_s/R_l = 0.42$ обусловлена наличием геометрического вклада в контактное сопротивление (сопротивление растекания), что приводит к увеличению эффективной длины на величину порядка $t\sqrt{A}$, которая в нашем случае составляет 15 мкм. Мы также провели измерения $R(T)$ в четырехконтактной конфигурации с контактами, полученными холодной пайкой индием. Сравнение результатов, полученных в 2-х и 4-х-контактных конфигурациях, также указывает на незначительность вклада контактного сопротивления в измеренные эффекты. Использование низкоомных контактов позволяет проводить все измерения с использованием двухконтактного метода, что, в свою очередь, позволило продвинуться в область значительно более низких температур, чем в предыдущих исследованиях. Все измерения, представленные ниже, были выполнены в режиме заданного напряжения.

Удельное сопротивление исследуемых образцов при комнатной температуре, оцененное по приведенным выше данным, составляет $\sigma_{\parallel}^{-1} = 2.8 \cdot 10^{-3}\,\Omega \cdot$ см, практически совпадает со значением $2.9 \cdot 10^{-3}\,\Omega \cdot$ см из работы [13] и примерно в два раза больше, чем $1.5 \pm 0.2 \cdot 10^{-3}\,\Omega \cdot$ см, о которых сообщалось в [12, 8].

Температурно-зависимая проводимость исследуемых образцов показана на рис. 1. Зависимость имеет обычный вид для $(TaSe_4)_2I$ и характеризуется полуметаллическим ходом проводимости при комнатной температуре и переходом Пайерлса, приводящим к появлению низкотемпературного щелевого состояния при более низких температурах. На правой вставке рис. 1 показана производная $d\ln(R)/d(1/T)$, которая представляет собой мгновенную энергию активации. Максимум производной соответствует температуре перехода Пайерлса $T_P = 245$ K. Энергия активации составляет 1650 K при 100 K и постепенно уменьшается с понижением температуры. Такое уменьшение характерно для многих квази-1D проводников с ВЗП [6]. В целом температурные зависимости проводимости исследуемых образцов соответствуют полученным ранее [12, 13, 15].

На рисунке 2 показаны температурные наборы ВАХ, нормированных на длину, длинного (значки, кривые *1–7*) и короткого сегментов образца (линии, кривые *8–19*). Совпадение зависимостей для коротких и длинных сегментов подтверждает отсутствие значительного вклада контактов в линейную и нели-

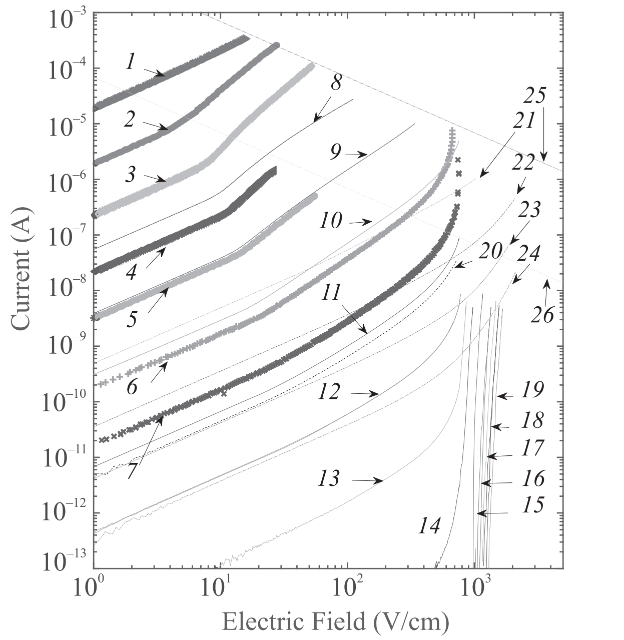

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурный набор ВАХ $(TaSe_4)_2I$. *1–7* – ВАХ длинного сегмента, измеренные при температурах *1* – 250 K, *2* – 207 K, *3* – 167 K, *4* – 140 K, *5* – 119 K, *6* – 96 K и *7* – 87 K. *8–19* – ВАХ короткого сегмента, измеренные при температурах *8* – 150 K, *9* – 120 K, *10* – 100 K, *11* – 80 K, *12* – 70 K, *13* – 60 K, *14* – 50 K, *15* – 40 K, *16* – 30 K, *17* – 25 K, *18* – 20 K, *19* – 15 K. *20* – ВАХ образца E-типа при температуре 80 K. *21–24* – ВАХ образца W-типа, измеренные при температурах *21* – 120 K, *22* – 100 K, *23* – 80 K, *24* – 70 K. *25–26* – границы, отвечающие мощности *25* –100 мкВт и *26* – 1 мкВт на коротком сегменте

нейную проводимость. ВАХ, полученные в магнитных полях 3.77 и 7.14 Тл при температурах 60, 80, 100 и 120 K, в этом масштабе практически неотличимы от полученных в нулевом поле (см. ниже) и не показаны на этом рисунке.

На рисунке 3 показана температурная зависимость порогового поля, которая в данной работе определялась по критерию увеличения проводимости на 3 % по отношению к линейной. Эта зависимость соответствует закону $E_T \propto \exp(-T/T_0)$, характерному для пайерсловских проводников, включая $(TaSe_4)_2I$ [24] и связанному с температурными флуктуациями параметра порядка [25].

При $E < 10$ В/см приведенные выше результаты исследования линейной и нелинейной проводимости совпадают с результатами, полученными ранее [15, 12, 13], и соответствуют обычному поведению квази-1D проводников с ВЗП. Кроме того, обнаружено, что в $(TaSe_4)_2I$ при $E \sim 10^3$ В/см возникает область фрелиховской сверхпроводимости [18], ранее

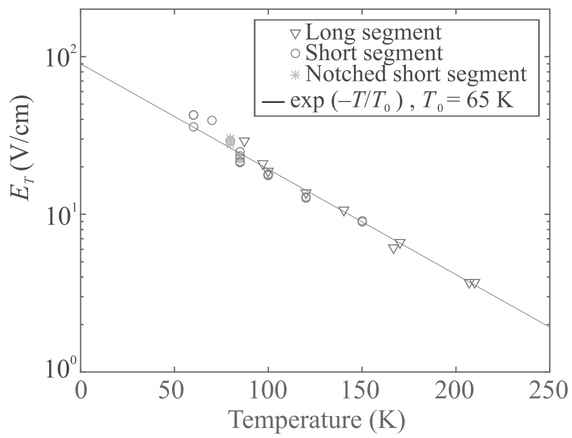

Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости порогового поля короткого и длинного сегментов $(TaSe_4)_2I$

не наблюдавшаяся в этом соединении. Полученные результаты вписываются в общую картину явлений, наблюдаемых в пайерлсовских проводниках, которая была описана во введении.

На рисунке 4a показан набор нормированных кривых продольного МС $\Delta R/R \equiv [R(B) - R(0)]/R(0)$, измеренных на различных участках ВАХ. МС является положительным, его величина не превышает одного процента. Сравнительно высокий уровень шумов при электрических полях, близких к пороговому, связан с появлением в этой области широкополосных шумов типа 1/f, которые плохо усредняются при продолжительных измерениях. Как и ожидалось, относительные изменения в линейной и нелинейной проводимости пропорциональны друг другу во всех частях ВАХ в пределах точности измерения. Видно, что скольжение ВЗП в наших образцах не сопровождается появлением отрицательного продольного МС.

Поперечное МС показано на рис. 4b. Область отрицательного МС хорошо видна в нелинейном режиме проводимости, но отсутствует в линейном (см. также ниже). Таким образом, в такой геометрии наблюдается нарушение скейлинга между линейной проводимостью и проводимостью ВЗП, однако оно возникает при другой ориентации магнитного и электрического полей, чем в работе [8].

Можно предположить, что нарушение скейлинга в работе [8] происходит из-за отклонения от условий, при которых обычно изучается кинетика ВЗП. Действительно, поскольку в [8] мощность, выделяемая в образце, была сравнительно большой (до 60 мВт в области эффекта против 1 мкВт (прямая *26* на рис. 2) в настоящих измерениях), можно ожидать появления неоднородного распределения температуры по объему образца. Так как E_T экспоненциально зависит от температуры (см. рис. 3), скорости скольжения ВЗП в центре образца и вблизи границ должны быть различны, что должно сопровождаться появлением и скольжением дислокаций ВЗП. Поскольку параметр порядка ВЗП подавлен в ядре дислокации, свойства полуметалла Вейля, которые характеризуются отрицательным МС, при наличии дислокаций могут частично восстановиться.

Чтобы изучить возможный вклад дислокаций в кинетику ВЗП, мы модифицировали геометрию образца. А именно, с помощью сфокусированного ионного пучка был сделан набор разрезов от края до центра образца, как показано на рис. 5a. Расстояние между разрезами $l = 10$ мкм было достаточным для обеспечения пиннинга в надрезанных сегментах образца, $w\sqrt{A}/2 > l$. В таком образце (будем называть его образцом E-типа) скольжение ВЗП сопровождается движением дислокаций вдоль границы между запиннингованной и движущейся ВЗП.

ВАХ образца E-типа при 80 K показана на рис. 2 пунктирной линией (кривая *20*). Проводимость образца E-типа при 80 K уменьшилась в 1.48 раза в линейном режиме и в 1.57 в нелинейном по сравнению с исходной (кривая *11*). Более значительное уменьшение проводимости в нелинейном режиме указывает на то, что, действительно, нелинейный ток теперь неравномерно распределен по образцу, и, следовательно, скольжение ВЗП сопровождается движением дислокаций ВЗП. Тем не менее, продольное МС в образце E-типа осталось примерно таким же, как в первоначальном образце (рис. 4c).

Для увеличения вклада дислокаций были сделаны дополнительные разрезы с противоположной стороны (рис. 5b). Предполагалось, что движение ВЗП в таком образце с надрезами с двух сторон (образец W-типа) будет сильно неоднородным и сопровождаться проскальзыванием фазы на границе между запинингованной и скользящей ВЗП (красные области на рис. 5b). ВАХ образца W-типа показаны на рис. 2 штрих-пунктирной линией (кривые *21–24*). Оказалось, что такие надрезы с двух сторон, действительно, приводят к появлению области отрицательного МС при нелинейной проводимости (рис. 4d). Как видно из этого рисунка, в образце W-типа отрицательное МС развивается на фоне положительного. Оба вклада зависят от температуры. При $T \lesssim 30$ K для изучения доступна только нелинейная область проводимости. С понижением температуры параболичность исчезает (рис. 6a). Возникающее при этом поведение соответствует случаю сла-

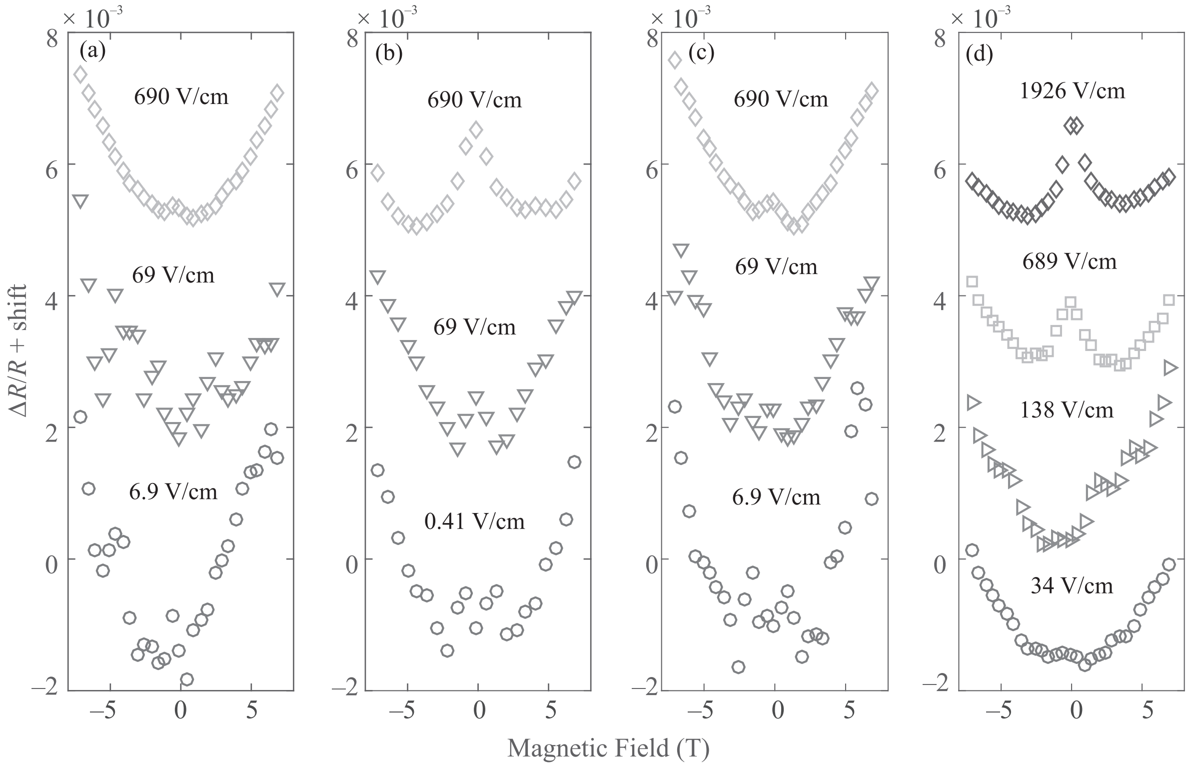

Рис. 4. (Цветной онлайн) Магнетосопротивление $(TaSe_4)_2I$ при различных модах проводимости и геометрии измерений при $T = 80$ K: (a) – первоначальный образец, $H \parallel I$; (b) – первоначальный образец, $H \perp I$, $E_T = 30$ В/см. (c) – Образец с прорезями с одной стороны (E-тип), $H \parallel I$, $E_T = 30$ В/см. (d) – Образец с прорезями с двух сторон (W-тип), $H \parallel I$, $E_T = 140$ В/см

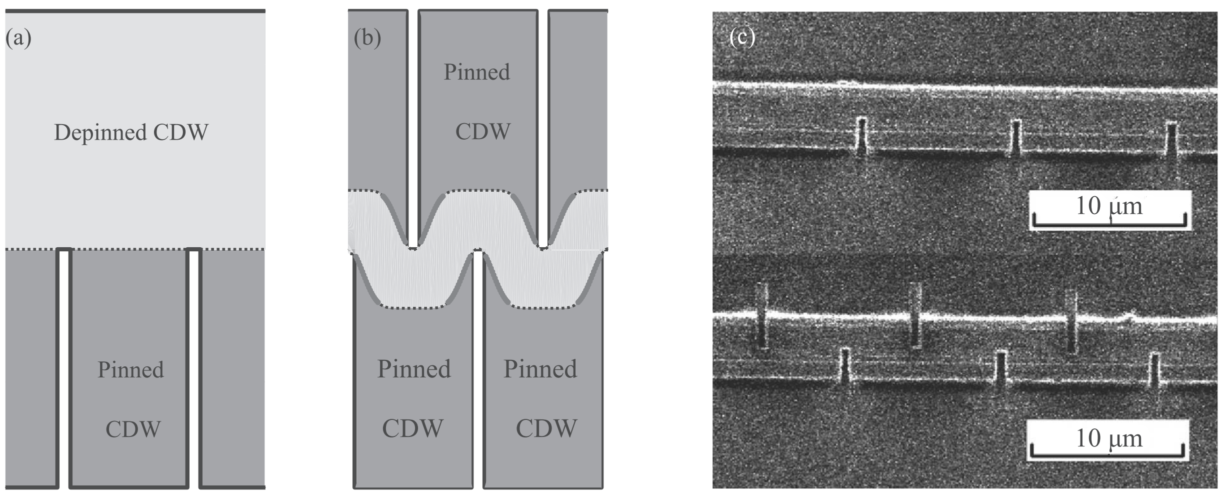

Рис. 5. (Цветной онлайн) Схематическое изображение (a) – образца с прорезями с одной стороны (E-тип), и (b) – с двух сторон (W-тип) в изотропном представлении. Области с запиннингованной и скользящей ВЗП отмечены зеленым и желтым цветами соответственно. Области проскальзывания фазы отмечены красным. (c) – Изображения вариантов травления образца, полученные с помощью сфокусированного ионного пучка

бой антилокализации, возникающему при сильном спин-орбитальном взаимодействии [26]. При температурах $T < 70$ K области отрицательного МС обнаружить не удалось. При понижении температуры положительное МС возрастает почти на порядок и достигает 1,6 % при $T = 6$ K.

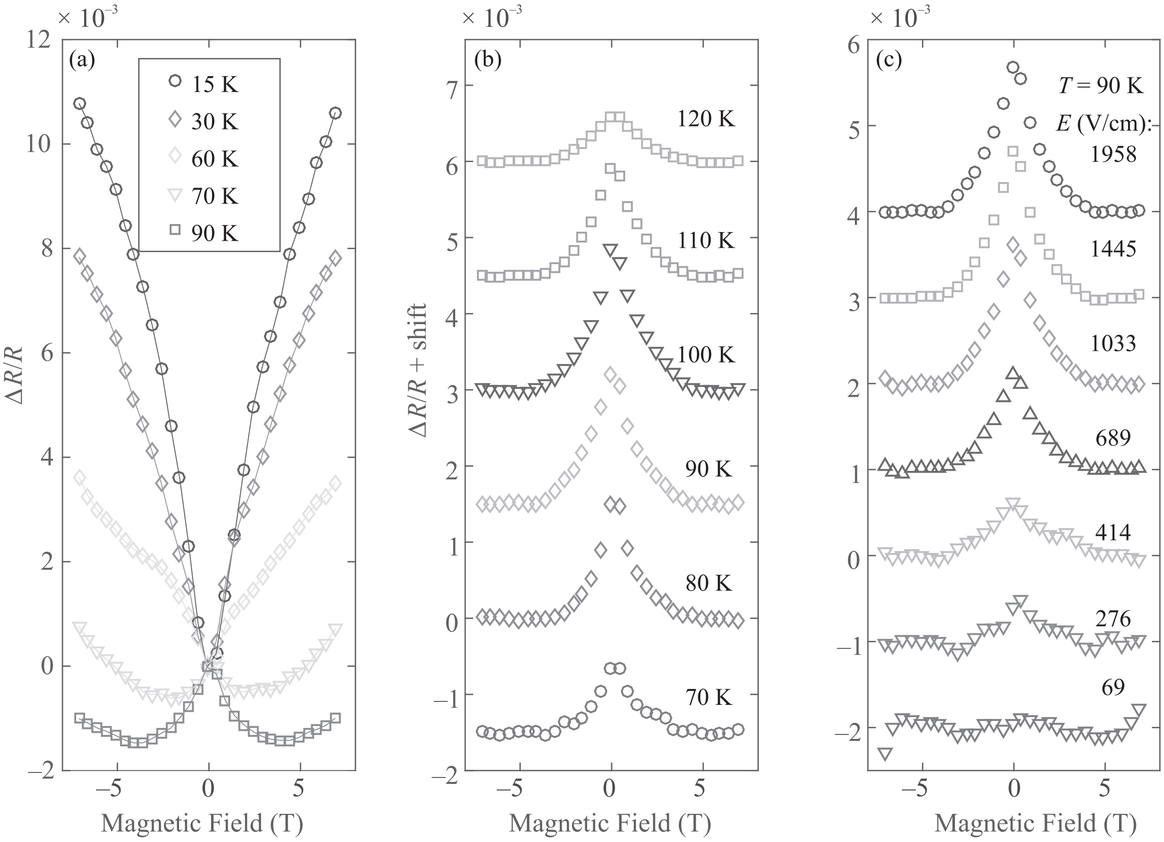

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Температурная эволюция продольного магнетосопротивления. Эволюция отрицательного вклада с температурой (b) и электрическом полем (c). Образец W-типа

Зависимости $\Delta R(B)/R(0)$, полученные после вычитания положительного параболического МС при $T \geq 70$ K, показаны на рис. 6b, c. Разделение отрицательного и положительного вкладов магнетосопротивления при более низких температурах является проблематичным из-за экспериментальной недоступности МС на линейном участке ВАХ, и качественного изменения формы зависимости $\Delta R(B)/R(0)$ (рис. 6). Отрицательный вклад в МС наблюдается только при $E > E_T$ и увеличивается с ростом тока ВЗП (рис. 6c).

В образце W-типа поперечное магнетосопротивление остается почти таким же, как и в исходном образце. В режиме линейной проводимости отрицательного МС не наблюдается ни при какой ориентации.

Зависимости $\Delta R(B)/R(0)$, показанные на рис. 6a, типичны для слабой антилокализации ($T < 60$ K), а также одновременных проявлений слабых локализации и антилокализации ($T \geq 7$ K) [26–28]. Подобное поведение наблюдалось ранее в напряженных структурах с квантовыми ямами InGaAs/InP [29]. Особенностью полученных результатов является возникновение отрицательного МС только в режиме нелинейной проводимости.

Как было отмечено выше, движение ВЗП сопровождается проскальзыванием фазы ВЗП на границе между его запиннингованными и движущимися областями. Существует два основных сценария проскальзывания фазы в пайерлсовских проводниках. В первом рассматривается проскальзывание фазы вследствие зарождения дислокационных петель (т.е. каналов для движения квазичастиц) критического диаметра [30–32]. Другой сценарий рассматривает проскальзывание фазы как последовательность нескольких элементарных процессов: инжекции электронов из контактов, их превращение в солитоны и агрегация солитонов в комплексы, которые могут образовывать дислокационные петли [33]. По-видимому, дислокационные петли как таковые не имеют отношения к возникновению поперечного отрицательного МС в исходном образце (рис. 4b), в то время как солитоны могут иметь. Действительно, так как часть солитонов может остаться неагрегированными, то они, будучи подвижными заряженными частицами, образуют дополнительный канал проводимости. Поскольку их прыжки между цепочками менее вероятны, чем движение вдоль, то образование замкнутых траекторий, ориентированных вдоль цепей, оказывается более вероятным, чем поперечных. Соответственно, ожидается, что проявление слабой локализации в исходном образце будет более выраженным в поперечном МС, чем в продольном, что согласуется с экспериментальными результатами (сравните рис. 4a и 4b). Различие формы МС в линейном и нелинейном режимах проводимости может быть также связано и с изменением МС квазичастиц. Дальнейшие исследования необходимы для выяснения происхождения этого различия. Появление продольного отрицательного МС в образце W-типа соответствует смешению продольного и поперечного вкладов из-за сложной траектории тока.

Отрицательное МС, наблюдаемое в образце W-типа, намного меньше, чем в работе [8]. В случае киральной аномалии изменение проводимости в продольном магнитном поле зависит от уровня химического потенциала μ как $\delta\sigma \propto \mu^{-2}$, где μ измеряется от вершины конуса Вейля [2, 3]. Кристаллы, исследовавшиеся в настоящей работе, имеют T_P на 7 % ниже, чем в работе [8], а величины E_T и флуктуационного параметра T_0 в 1.5–2 раза выше. В $(TaSe_4)_2I$ эти отличия могут являться следствием нарушения стехиометрии по йоду [7], приводящим к изменению величины и, следовательно, температурной зависимости концентрации носителей тока $n(T)$ в полуметаллической фазе. На различие этих зависимостей указывает разный наклон кривых $R(T)$ при $T > T_P$. Так, при температуре $T = 1.14T_P$ для образцов, исследовавшихся в настоящей работе, величина $d\ln R/d\ln T|_{T=280\,\text{K}} = -1.5$, а для образцов из работ [13, 8] $d\ln R/d\ln T|_{T=300\,\text{K}} \approx -3$. Разность этих значений позволяет грубо оценить различие в положении E_F этих образцов, которое составляет 40–70 мэВ, в зависимости от деталей зонной структуры[2)]. Беспорядок, вызванный примесями (в данном случае вакансиями йода), также уменьшает эффект [34, 35]. Кроме того, примеси могут даже изменить функциональную зависимость с параболической на линейную [36].

В заключение, в настоящей работе показано, что пространственно неоднородное движение ВЗП в вейлевском полуметалле $(TaSe_4)_2I$ позволяет увидеть как особенности кинетики пайерлсовских проводников, так и топологических материалов. Оказалось, что в определенных условиях кинетика ВЗП может демонстрировать эффекты отрицательного магнетосопротивления, напоминающего слабую локализацию и отсутствующего в области линейной проводимости. Это отрицательное магнетосопротивление развивается на фоне положительного магнетосопротивления, соответствующего слабой антилокализации, присущей топологическим материалам. Результаты данной работы свидетельствуют о ключевой роли экспериментальных условий и параметров образцов для наблюдения киральной аномалии в пайерлсовских проводниках.

Мы благодарны Хельмуту Бергеру за предоставленные образцы и Н. И. Федотову за полезные комментарии. И. А. Кон и С. В. Зайцев-Зотов выражают признательность за финансовую поддержку со стороны Российского научного фонда (грант # 16-12-10335). Подготовка образцов и их профилирование ионным пучком выполнены С. Г. Зыбцевым и А. П. Орловым в рамках государственного задания.

1. H. B. Nielsen and M. Ninomiya, Phys. Lett. B **130**, 389 (1983).
2. D. T. Son and B. Z. Spivak, Phys. Rev. B **88**, 104412 (2013).
3. A. A. Burkov, Phys. Rev. Lett. **113**, 247203 (2014).
4. X. Huang, L. Zhao, Y. Long, P. Wang, D. Chen, Zh. Yang, H. Liang, M. Xue, H. Weng, Zh. Fang, X. Dai, and G. Chen, Phys. Rev. X **5**, 031023 (2015).
5. C.-Zh. Li, L.-X. Wang, H. Liu, J. Wang, Z.-M. Liao, and D.-P. Yu, Nat. Commun. **6**, 10137 (2015).
6. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
7. P. Gressier, M. H. Whangbo, A. Meerschaut, and J. Rouxel, Inorg. Chem. **23**, 1221 (1984).
8. J. Gooth, B. Bradlyn, S. Honnali, C. Schindler, N. Kumar, J. Noky, Y. Qi, C. Shekhar, Y. Sun, Z. Wang, B. A. Bernevig, and C. Felser, Nature **575**, 315 (2019).
9. Y. Zhang, L.-F. Lin, A. Moreo, Sh. Dong, and E. Dagotto, Phys. Rev. B **101**, 174106 (2020).
10. X.-P. Li, K. Deng, B. Fu, Y. Li, D. Ma, J. Han, J. Zhou, S. Zhou, and Y. Yao, arXiv:1909.12178.
11. W. Shi, B. J. Wieder, H. L. Meyerheim et al. (Collaboration), arXiv:1909.04037.
12. Z. Z. Wang, M. C. Saint-Lager, P. Monceau, M. Renard, P. Gressier, A. Meerschaut, L. Guemas, and J. Rouxel, Solid State Commun. **46**, 325 (1983).

[2)] Использование разницы наклонов позволяет избавиться от вклада температурной зависимости подвижности. Для оценки $n(T)$ использовались данные о положении 48 конусов Дирака (табл. I работы [11]), а также данные о зонной структуре работ [9, 10]. Расчет проводился по формуле $n(T) \propto \sum_i [\int_{E_i}^{\infty} D_i(E)/(1+\exp[(E-E_F)/kT])dE + \int_{-\infty}^{E_i} D_i(E)/(1+\exp[(E_F-E)/kT])dE]$, где $D_i \propto |E-E_i|^{d_i}$ – плотность состояний для i-го конуса размерности d_i с вершиной при энергии E_i. Результаты оказались слабо зависящими от исходных данных, если предположить, что E_F в работе [8] находится вблизи вершин конусов.

13. M. Maki, M. Kaiser, A. Zettle, and G. Grüner, Solid State Commun. **46**, 497 (1983).
14. L. Forro, J. R. Cooper, A. Janossy, and M. Maki, Solid State Commun. **62**, 715 (1987).
15. A. Bilušic, I. Tkalcec, H. Berger, L. Forro, and A. Smontara, FIZIKA A (Zagreb) **9**, 169 (2000).
16. A. Smontara, I. Tkalcec, A. Bilušic, M. Budimir, and H. Berger, Physica B: Condensed Matter **316–317**, 279 (2002).
17. D. Starešinič, A. Kiš, K. Biljaković, B. Emerling, J. W. Brill, J. Souletie, H. Berger, and F. Lévy, Eur. Phys. J. B **29**, 71 (2002).
18. G. Mihaly and P. Beauchêne, Solid State Commun. **63**, 911 (1987).
19. S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett. **71**, 605 (1993).
20. L. Sneddon, Phys. Rev. B **29**, 719 (1984).
21. X. J. Zhang and N. P. Ong, Phys. Rev. Lett. **55**, 2919 (1985).
22. R. M. Fleming, R. J. Cava, L. F. Schneerneyer, E. A. Rietman, and R. G. Dunn, Phys. Rev. B **33**, 5450 (1986).
23. S. V. Zaitsev-Zotov, Physics-Uspekhi **47**, 533 (2004).
24. P. Monceau, M. Renard, J. Richard, M. C. Saint-Lager, and Z. Z. Wang, *Charge Density Waves in Solids. Proceedings of the International Conference Held in Budapest, Hungary, September 3–7, 1984*, in *Lecture Notes in Physics*, ed. by Gy Hutiray and J. Solyom, Springer-Verlag, Berlin (1985), p. 279.
25. K. Maki, Phys. Rev. B **33**, 2852(R) (1986).
26. B. L. Al'tshuler, A. G. Aronov, A. I. Larkin, and D. E. Khmel'nitskil, ZhETF **81**, 768 (1981) [Sov. Phys. JETP **542**, 411 (1981)].
27. B. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, Phys. Rev. B **22**, 5142 (1980).
28. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
29. S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, P. Poole, and A. Sachrajda, JETP Lett. **77**, 311 (2003).
30. K. Maki, *Charge Density Waves in Solids. Proceedings of the International Conference Held in Budapest, Hungary, September 3–7, 1984*, in *Lecture Notes in Physics*, ed. by Gy Hutiray and J. Solyom, Springer-Verlag, Berlin (1985), p. 218.
31. D. Feinberg and J. Friedel, J. Phys. France **49**, 485 (1988).
32. M. P. Maher, T. L. Adelman, S. Ramakrishna, J. P. McCarten, D. A. DiCarlo, and R. E. Thorne, Phys. Rev. Lett. **68**, 3084 (1992).
33. S. Brazovskii and S. Matveenko, Journal de Physique I, EDP Sciences **1**, 1173 (1991).
34. B. Sbierski, G. Pohl, E. J. Bergholtz, and P. W. Brouwer, Phys. Rev. Lett. **113**, 026602 (2014).
35. X.-T. Ji, H.-Zh. Lu, Zh.-G. Zhu, and G. Su, J. Appl. Phys. **123**, 203901 (2018).
36. S.-B. Zhang, H.-Zh. Lu, and Sh.-Q. Shen, New J. Phys. **18**, 053039 (2016).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 101 – 106

Особенности связанной ядерно-электронной прецессии в условиях Бозе конденсации магнонов

Ю. М. Буньков[+1)], Д. Константинов[*]

[+]Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Москва, Россия

[*]Лаборатория квантовой динамики, Окинавский институт науки и технологий, 904-0495 Танча, Япония

Поступила в редакцию 5 мая 2020 г.
После переработки 30 мая 2020 г.
Принята к публикации 30 мая 2020 г.

В связи с экспериментальным обнаружением Бозе конденсации магнонов в связанной ядерно-электронной прецессии в антиферромагнетиках встал вопрос о ее использовании для магнононики и компьютерных вычислений. В частности, привлекают относительно большие времена когерентности в этих системах по сравнению с традиционными образцами железо-иттриевого граната. Однако наблюдаемая Бозе конденсация магнонов противоречит модели Сула и Накамуры и уравнениям Блоха, которые обычно используются в данных системах. В данной статье мы приводим результаты прямого эксперимента в антиферромагнитном $MnCO_3$, которые показывают, что модель Сула и Накамуры и уравнения Блоха не описывают адекватно ядерно-электронную прецессию при больших величинах возбуждения.

DOI: 10.31857/S1234567820140062

Экспоненциальный рост исследований и публикаций о свойствах магнонов в последние годы связан с возможным их применением в качестве альтернативы электронных приборов. В первую очередь это вызвано тем, что выделение джоулева тепла при протекании электрического тока поставило тепловой барьер для дальнейшей миниатюризации электронных компьютеров. Магноны могут служить потенциальным носителем информации при значительно меньшей потребляемой мощности, так как их распространение не связано с движением электронов [1, 2]. Кроме того, для передачи и запоминания информации может использоваться не только амплитуда, но и частота и фаза магнонов, что позволяет применять векторные вычислительные алгоритмы [3, 4]. И, наконец, существование когерентных состояний магнонов (Бозе-Эйнштейновское состояние (БЭК) и спиновое сверхтекучее состояние [5]) позволяет использовать магноны в качестве элементов для квантовых компьютеров. При этом сверхтекучий спиновый ток подавляет неоднородное уширение линии магнитного резонанса, что на порядки увеличивает времена когерентности спиновой системы [6]. Кроме того, наличие спинового эффекта Джозефсона и спинового сверхтекучего тока [7] дает возможность конструировать спиновый сверхтекучий кубит, аналогично сверхпроводящему кубиту, успешно примененному в квантовом компьютере фирмы Googl [8]. Спиновая природа магнонной сверхтекучести позволяет также конструировать спиновые кубиты параллельно со сверхтекучими, что существенно увеличивает возможности их использования для квантовых вычислений. Более того, сильная связь между магнонами и фотонами [9, 10] позволяет передавать информацию между этими системами и осуществлять фазирование их магнонных компонент.

Время существования неравновесных магнонов является весьма важным параметром при выборе материала квантовой магноники. Конечно, антиферромагнитный сверхтекучий ^{3}He, в котором постоянная затухания Гильберта составляет порядка 10^{-8}, является очевидным рекордсменом по времени когерентности магнонов [11, 12]. Время жизни когерентного состояния в нем может достигать 2000 с [13]. Однако он существует при экстремально низких температурах ниже 2 мК. С другой стороны, время жизни магнонов в железо-иттриевом гранате (ЖИГ), применяемом в основном для исследований магнонной динамики, составляет порядка 1 мкс. Недавно удалось получить долгоживущий сигнал индукции, который, однако, живет не более 3 мкс [14]. В связи с этим следует обратить внимание на системы связанных ЯЭ колебаний в антиферромагнетиках с большим динамическим сдвигом частоты (ДСЧ), таких как $MnCO_3$, $CsMnF_3$ и других. Эти системы обладают как свойствами антиферромагнитных магнонов,

1)e-mail: y.bunkov@rqc.ru

так и временами жизни парамагнитной ядерной подсистемы.

Традиционно эти системы рассматриваются в рамках модели косвенного взаимодействия, предложенной Сулом и Накамурой [15, 16]. Ядерный спин взаимодействует с электронным собственного иона через сверхтонкое взаимодействие. Это взаимодействие передается через систему упорядоченных электронных моментов другим ядрам на большое расстояние r_0 за счет обменного взаимодействия и приводит к гибридизации линий ядерного и электронного резонанса. В этом случае электронная намагниченность полностью вовлечена в прецессию ядерных спинов. Частоты квазиядерных (ЯЭМР) и квазиэлектронных (ЭЯМР) магнитных резонансов расталкиваются. Частота электронных магнонов увеличивается, а частота ядерных уменьшается. В частности, этот сдвиг частоты очень велик в кубических и легкоплоскостных антиферромагнетиках с ионами марганца. Это связано с относительно небольшой частотой антиферромагнитного резонанса (АФМР) и высокой частотой ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ^{55}Mn (около 600 МГц) в сверхтонком поле. Энергия взаимодействия между ядерной и электронной ветвями определяется сверхтонким полем ядер, действующим на электроны:

$$H^e_{hf} = A\gamma_{\mathrm{e}} m_z = A\gamma_{\mathrm{e}} m \cos\beta, \tag{1}$$

где γ_{e} – гиромагнитное отношение для электронов, m_z – проекция ядерной намагниченности на электронную, которая определяется ядерной намагниченностью m и углом отклонения β. В последнем случае можно говорить об интересном нелинейном явлении, о ДСЧ, когда частота прецессии зависит от угла отклонения ядерной намагниченности [17]:

$$\omega^n = \omega^{n0} - \omega_{p0}\cos\beta. \tag{2}$$

Полный набор уравнений квазиядерной и квазиэлектронной прецессии для антиферромагнетиков с большой величиной ДСЧ, таких как $MnCO_3$, $RbMnF_3$, $CsMnF_3$ и т.д. представлен в [18, 19]. В частности, уравнение для сдвига частоты квазиядерной моды колебаний:

$$\omega^n = \omega^{n0}\left(1 - \frac{H_{\mathrm{E}} H_n \cos\beta}{2H(H+H_{\mathrm{D}})}\frac{m}{M}\right), \tag{3}$$

где H – внешнее магнитное поле, H_{E} – обменное поле, H_n – сверхтонкое поле, действующее на ядра со стороны электронов, и H_{D} – магнитное поле Дзялошинского, которое равно 4.4 кОэ в $MnCO_3$ и нулю в $CsMnF_3$, $M \equiv |\mathbf{M}|$ и $m \equiv |\mathbf{m}|$ – величины электронной и ядерной намагниченности.

Применимость данного уравнения для рассматриваемых кристаллов была подтверждена многими экспериментальными результатами [20–24]. В частности, зависимость частоты от угла отклонения ядерной намагниченности была подтверждена в импульсных ЯМР экспериментах: путем формирования частотно-модулированного эха [25, 26] и измерениями спектра возбуждения методом параметрического эха [27–29].

В связи с аналогией между уравнениями движения намагниченности в рассматриваемых кристаллах и в антиферромагнитном сверхтекучем ^{3}He Буньковым было предсказано существование спиновой сверхтекучести в этих кристаллах [30]. Это предположение вызвало критику оппонентов в связи с тем, что ядерная подсистема находится в парамагнитном состоянии и должна описываться уравнениями Блоха, а не уравнениями Ландау–Лифшица для магнитоупорядоченных систем. Соответственно, возбужденная ядерная спиновая прецессия должна релаксировать с быстрой потерей поперечной ядерной намагниченности $m\cos\beta$. В этих системах был обнаружен аналог нелинейного ферромагнитного резонанса, когда частота прецессии следует за частотой γH при уменьшении поля [21]. А это возможно, только если $m\cos\beta$ уменьшается пропорционально $H(H + H_{\mathrm{D}})$ (см. уравнение 3). Поскольку процесс является квазистационарным, простое объяснение основывалось на идее нагрева ядерной подсистемы, при угле отклонения ядерной намагниченности β, близком к нулю [31]. Позже было найдено много противоречий с этим “очевидным” объяснением. Однако были сделаны только косметические поправки к сценарию нагрева [32, 33].

Целью данной работы является экспериментальное подтверждение того, что при непрерывной накачке и сканировании магнитного поля вниз увеличивается угол отклонения ядерной намагниченности β при сохранении ее намагниченности и температуры ядерной подсистемы. А это значит, что квази-ядерная (КЯ) мода связанных ядерно-электронных (ЯЭ) колебаний описывается уравнениями Ландау–Лифшица и, соответственно, модель Сула–Накамуры (СН) в этом случае не применима.

Эксперименты проводились в Окинавском институте науки и технологий на криостате растворения ^{3}He в ^{4}He в диапазоне температур 0.5–1 К. При более низких температурах времена установления спиновой температуры резко замедляются и достигают порядка 10^4 с при 0.1 К [34]. Схема спектрометра представлена на рис. 1. Детали установки и методики экс-

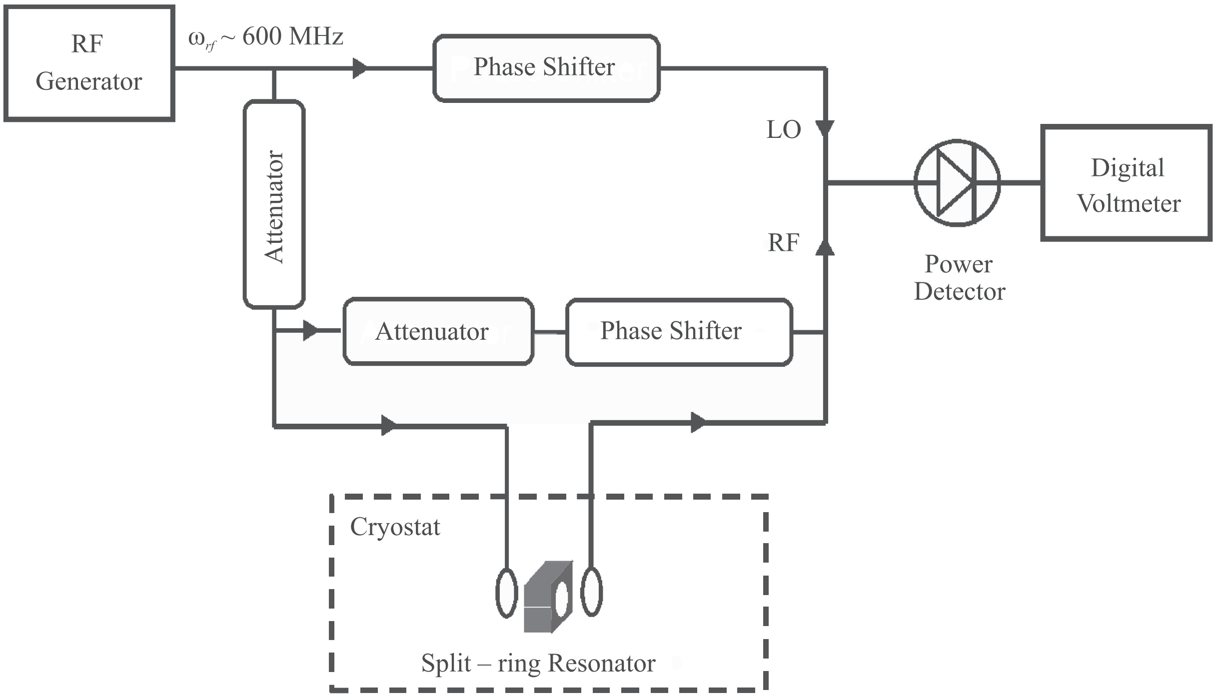

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема гомодинного ЯМР спектрометра, использованного в эксперименте

периментов описаны в [18]. Эксперименты проводились на образце $MnCO_3$, выращенном в институте Физических проблем им. П. Л. Капицы в Москве. В данной статье мы приводим результаты сравнения сигналов ЯМР, полученных в широком диапазоне температур.

Прежде всего была произведена калибровка линейных сигналов ЯЭМР при малом уровне радиочастотного (РЧ) возбуждения (−25 дБм). Результаты показаны на рис. 2. Резонансное поле хорошо соответствует теоретическим предсказаниям для разных температур, показанным линиями. Амплитуда резонанса изменяется с температурой в соответствии с ядерной намагниченностью и изменением времени поперечной релаксации T_2 для соответствующих температур. В частности, сигнал абсорбции пропорционален поперечной компоненте вектора ядерной намагниченности:

$$m_y = \gamma H_1 \frac{m_z (T_2)^{-1}}{(\omega^n - \omega)^2 + (T_2)^{-2}}, \quad (4)$$

где H_1 – амплитуда возбуждающего радиочастотного поля на ядрах, с учетом коэффициента усиления за счет сверхтонкого взаимодействия.

Затем была увеличена мощность РЧ возбуждения до +5 дБм и получены сигналы абсорбции и дисперсии при уменьшении внешнего магнитного поля при тех же температурах. На рисунках 3 и 4 по-

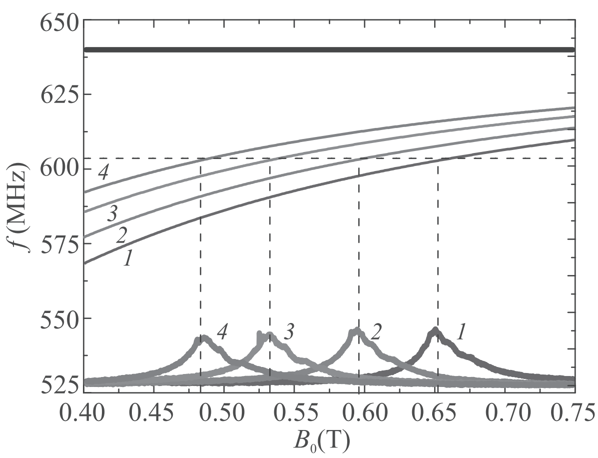

Рис. 2. (Цветной онлайн) Частотная зависимость ЯЭМР при разных температурах (сверху) и записи сигнала ЯЭМР при малой мощности возбуждения при температурах 640 мК (*1*), 742 мК (*2*), 877 mК (*3*) и 1010 мК (*4*)

казаны записи сигналов абсорбции и полной поперечной намагниченности прецессирующей спиновой системы (корень квадратный из квадратов сигналов абсорбции и дисперсии).

Давайте обратим внимание на зависимость сигнала абсорбции при температуре 0.64 К при сканировании поля, показанном на рис. 3. В точке A величина сигнала соответствует равновесным условиям. При

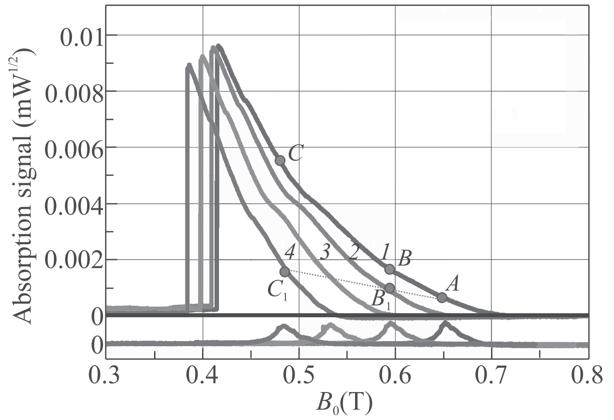

Рис. 3. (Цветной онлайн) Сигнал абсорбции при малом возбуждении (внизу) и при мощности возбуждения +5 дБм при температуре 640 мК (*1*), 742 мК (*2*), 877 мК (*3*) и 1010 мК (*4*). Пунктиром показана зависимость сигнала от температуры в случае применимости модели СН

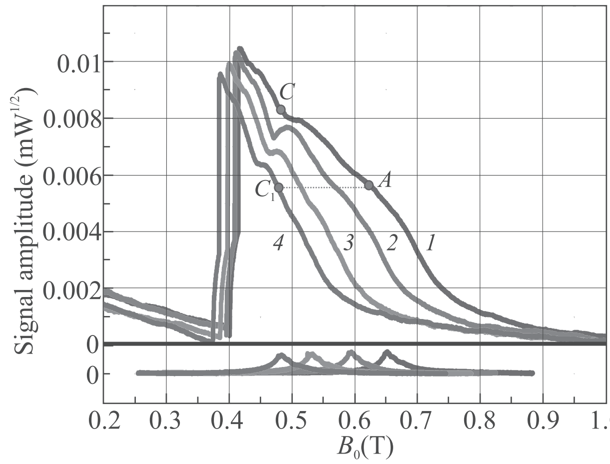

Рис. 4. (Цветной онлайн) Сигнал поперечной намагниченности при малом возбуждении (внизу) и при мощности возбуждения +5 дБм при температуре 640 мК (*1*), 742 мК (*2*), 877 мК (*3*) и 1010 мК (*4*). Пунктиром показана зависимость сигнала от температуры в случае применимости модели СН

сканировании поля вниз сигнал растет до точки B (кривая *1*). Однако если сдвиг частоты определяется только изменением температуры и, соответственно, намагниченности ядерной системы, то амплитуда сигнал должен соответствовать точке B_1, которая получена как резонансный сигнал при данном поле, мощности накачки, и температуре ядерной системы. При дальнейшем сканировании поля мы приходим к точке C. Однако если частота сигнала сдвинулась за счет только нагрева ядерной системы, то он должен соответствовать точке C_1, т.е. резонансному сигналу при той же мощности накачки и температуре магнитной подсистемы. Огромная разница в величине сигналов говорит о том, что сдвиг частоты при сканировании поля возникает не за счет уменьшения ядерной намагниченности, а за счет ее отклонения на соответствующий угол. Те же рассуждения можно привести и для полного сигнала поперечной намагниченности, представленном на рис. 4. При этом поправка на изменения времени релаксации за счет температуры решетки мала, как следует из температурной зависимости сигналов при малой мощности (рис. 2).

Возникает вопрос, почему ядерная намагниченность остается отклоненной и не термализуется в условиях постоянной накачки РЧ поля. Теоретическое объяснение этого эффекта было дано в работе [35]. Согласно этой работе все релаксационные процессы происходят в упорядоченной электронной подсистеме и, естественно, описываются уравнениями Ландау–Лифшица. А парамагнитная ядерная подсистема играет роль пассивного маятника, который, однако, опускает частоту прецессии и времена жизни связанных магнонов в область низких частот. Эта теория уже нашла свое косвенное подтверждение в [18]. В этой работе было показано, что соотношение величин сигналов абсорбции и дисперсии как функция сдвига магнитного поля ближе к величинам, следующим из уравнений Ландау–Лифшица. Однако отсутствие калибровки величины РЧ поля в этой работе не дало возможности прямой проверки этого утверждения. Варьирование температуры в эксперименте, представленном здесь, позволило непосредственно показать сохранение модуля ядерной намагниченности при ее отклонении от равновесного направления. Таким образом, при сканировании магнитного поля частота системы подстраивается под частоту РЧ накачки за счет отклонения ядерной намагниченности при сохранении ее модуля, как показано на рис. 5 (траектория *2*), а не по траектории *1*, следующей из теории СН и уравнений Блоха.

Очень важным свойством магнонов ЯЭМР моды является их отталкивание. Действительно, при увеличении числа магнонов при отклонении намагниченности частота прецессии увеличивается. При плотности магнонов выше порога формирования магнонного Бозе конденсата должен образовываться сверхтекучий спиновый домен с однородной прецессией. Формирование такого домена было напрямую продемонстрировано в сверхтекучем ^{3}He-A [36, 37].

В наших экспериментах эти сигналы должны меняться аналогичным образом. Сигнал адсорбции изменяется в соответствии с этим сценарием, однако

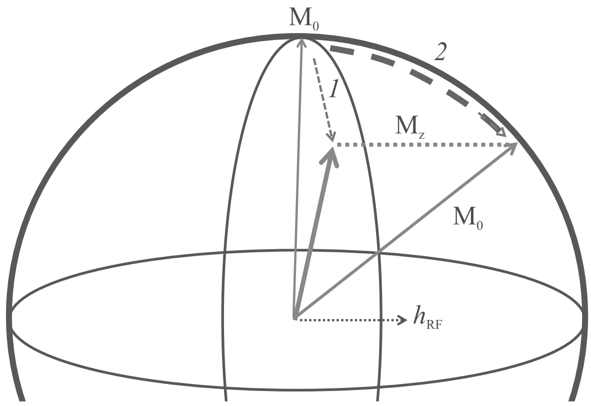

Рис. 5. (Цветной онлайн) Два сценария эволюции намагниченности при сканировании магнитного поля. *1* – Согласно теории СН и релаксацией Блоха. *2* – Согласно уравнениям Ландау–Лифшица при сохранении модуля вектора ядерной намагниченности

сигнал полной поперечной намагниченности оказывается существенно больше. В данном случае мы имеем дело со связанной ЯЭ прецессией. При этом основной сигнал излучается не ядерной подсистемой, а электронной подсистемой из-за ее существенно большей намагниченности. Соотношение между ядерными и электронными сигналами, без учета поля Дзялошинского, имеет вид [31]:

$$M_x = -4\frac{M}{H}H_1\cos\omega t + \frac{\gamma^2 H_E\, H_n}{\omega^2}\, m_x; \qquad (5)$$

$$M_y = \frac{H_n}{H}\, m_y. \qquad (6)$$

Отсюда следует, что сигнал поглощения, пропорциональный M_y, является сигналом, пропорциональным поперечной компоненте ядерной намагниченности. В сигнале дисперсии, который пропорционален M_x, появляется дополнительный член из-за внешнего радиочастотного поля. Следовательно, для количественного описания сигналов нам необходимо провести полное теоретическое исследование связанной ЯЭ прецессии намагниченности в РЧ поле. Однако уже представленные результаты показывают, что она не описывается моделью СН и уравнениями Блоха.

Согласно модели СН [15, 16], динамика парамагнитной ядерной подсистемы описывается косвенным взаимодействием через упорядоченную электронную подсистему. При этом ее релаксация описывается уравнениями Блоха, условия которых не позволяют образоваться магнонному Бозе конденсату неравновесных магнонов. Однако экспериментально было показано, что процессы затухания сигнала свободной индукции не описываются неоднородностью внешнего магнитного поля. Был получен так называемый долгоживущий сигнал индукции, характерный для магнонного Бозе конденсата и спиновой сверхтекучести [38]. Кроме того, времена расфазировки этого сигнала в некоторых условиях превышали даже время спин-спиновой релаксации, измеренной методами спинового эха при малом возбуждении. Также было показано, что при достаточной плотности неравновесных магнонов последние демонстрируют свойства спиновой сверхтекучей системы [39], которые были показаны в публикациях [19, 40, 41]. В частности, были обнаружены такие явления, как Голдстоуновские моды колебаний [42] и не резонансное возбуждение [43], свойственные магнонному БЭК.

В целях объяснения этих результатов была проанализирована роль упорядоченной электронной спиновой подсистемы [18, 35]. Было теоретически показано, что основную роль в динамике данной системы играет упорядоченная электронная подсистема, динамика которой описывается уравнениями Ландау–Лифшица. Роль ядерной подсистемы сводится к роли присоединенного маятника, который переносит частоту прецессии в область частот ядерного магнитного резонанса. В нашем исследовании, представленном в данной статье, прямым экспериментом показано, что в условиях непрерывной накачки модуль намагниченности связанной ЯЭ прецессии сохраняется, что свойственно для магнитоупорядоченных систем. Поэтому данная система может образовывать Бозе конденсат неравновесных магнонов при их достаточной плотности. Таким образом, данная магнонная система является кандидатом для изготовления приборов на основе супермагноники и магнонных сверхтекучих кубитов. Весьма интересной является возможность изготовления связанных кубитов на основе спиновой сверхтекучести и сверхпроводящих кубитов, нашедших свой применение в квантовых компьютерах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 19-12-00397). Экспериментальная часть работы выполнена в лаборатории квантовой динамики Окинавского института науки и технологий.

1. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando,

K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **464**, 262 (2010).
2. A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 264005 (2010).
3. D. Lachance-Quirion, Y. Tabuchi, A. Gloppe, K. Usami, and Y. Nakamura, Appl. Phys. Express **12**, 070101 (2019).
4. B. Rana and Y. Otani, Communications Physics **2**, 90 (2019).
5. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, *Spin Superfluidity and Magnon BEC (Novel Superfluids)*, ed. by K. H. Bennemann and J. B. Ketterson, University press, Oxford (2013).
6. Yu. M. Bunkov, J. Low Temp. Phys. **183**, 399 (2016).
7. Yu. M. Bunkov, SPIN **9**, 1940005 (2019); DOI: 10.1142/S2010324719400058.
8. F. Arute, K. Arya, R. Babbush et al. (Collaboration), Nature **574**, 505 (2019).
9. J. A. Haigh, A. Nunnenkamp, A. J. Ramsay, and A. J. Ferguson, Phys. Rev. Lett. **117**, 133602 (2016).
10. L. V. Abdurakhimov, D. Konstantinov, and Yu. M. Bunkov, Phys. Rev. Lett. **114**, 226402 (2015).
11. Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, A. M. Guenault, and G. R. Pickett, Phys. Rev. Lett. **69**, 3092 (1992).
12. S. Autti, V. B. Eltsov, and G. E. Volovik, Phys. Rev. Lett. **120**, 215301 (2018).
13. S. N. Fisher, G. R. Pickett, P. Skyba, and N. Suramlishvili, Phys. Rev. B **86**, 024506 (2012).
14. Yu. M. Bunkov, P. M. Vetoshko, A. N. Kuzmichev, G. V. Mamin, S. B. Orlinskii, T. R. Safin, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **111**, 62 (2020).
15. H. Suhl, Phys. Rev. **109**, 606 (1958).
16. T. Nakamura, Prog. Theor. Phys. (Kyoto) **20**, 542 (1958).
17. P. G. De Gennes, P. A. Pincus, F. Hartmann-Boutron, and J. M. Winter, Phys. Rev. **129**, 1105 (1963).
18. L. V. Abdurakhimov, M. A. Borich, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, D. Konstantinov, M. I. Kurkin, and A. P. Tankeyev, Phys. Rev. B **97**, 024425 (2018).
19. Yu. M. Bunkov, E. M. Alakshin, R. R. Gazizulin, A. V. Klochkov, V. V. Kuzmin, V. S. L'vov, and M. S. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **108**, 177002 (2012).
20. G. L. Witt and A. M. Portis, Phys. Rev. **135**, 1616 (1964).
21. V. A. Tulin, Sov. Phys. JETP **55**, 831 (1968).
22. L. A. Prozorova and A. I. Smirnov, Sov. Phys. JETP **40**, 970 (1975).
23. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, and B. S. Dumesh, Physica **86**, 1301 (1977).
24. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, B. S. Dumesh, M. I. Kurkin, M. P. Petrov, and V. P. Chekmarev, Sov. Phys. Uspekhi **142**, 537 (1984).
25. Yu. M. Bunkov and B. S. Dumesh, Sov. Phys. JETP **41**, 576 (1975).
26. Yu. M. Bunkov and V. V. Dmitriev, Sov. Phys. JETP **53**, 1237 (1981).
27. Yu. M. Bunkov, JETP Lett. **23**, 244 (1976).
28. Yu. M. Bunkov and S. O. Gladkov, Sov. Phys. JETP **46**, 1141 (1977).
29. Yu. M. Bunkov and T. V. Maksimchuk, Sov. Phys. JETP **52**, 711 (1980).
30. Yu. M. Bunkov, Physics-Uspekhi **53**, 843 (2010).
31. E. A. Turov, M. I. Kurkin, and V. V. Nikolaev, Sov. Phys. JETP **37**, 147 (1973).
32. V. A. Tulin, Sov. Phys. JETP **78**, 149 (1980).
33. M. I. Kurkin, Yu. G. Raidugin, V. N. Sedyshkin, and A. P. Tankeev, Sov. Phys. Sol. State **32**, 923 (1990).
34. Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, B. S. Dumesh, and Yu. M. Mukharskiy, Sov. Phys. JETP **57**, 193 (1983).
35. M. A. Borich, Yu. M. Bunkov, M. I. Kurkin, and A. P. Tankeev, JETP Lett. **105**, 21 (2017).
36. T. Sato, T. Kunimatsu, K. Izumina, A. Matsubara, M. Kubota, T. Mizusaki, and Yu. M. Bunkov, Phys. Rev. Lett. **101**, 055301 (2008).
37. P. Hunger, Yu. M. Bunkov, E. Collin, and H. Godfrin, J. Low Temp. Phys. **158**, 129 (2010).
38. E. M. Alakshin, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, L. I. Isaenko, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safiullin, M. S. Tagirov, and S. A. Zhurkov, J. Phys. Conf. Ser. **568**, 042001 (2014).
39. R. R. Gazizulin, Yu. M. Bunkov, and V. L. Safonov, JETP Lett. **102**, 876 (2015).
40. Yu. M. Bunkov, E. M. Alakshin, R. R. Gazizulin, A. V. Klochkov, V. V. Kuzmin, T. R. Safin, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **94**, 68 (2011).
41. M. S. Tagirov, E. M. Alakshin, Yu. M. Bunkov, R. R. Gazizulin, S. A. Zhurkov, L. I. Isaenko, A. V. Klochkov, A. M. Sabitova, T. R. Safin, and K. R. Safiullin, J. Low Temp. Phys. **175**, 167 (2014).
42. Yu. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safiullin, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **106**, 677 (2017).
43. Yu. M. Bunkov, A. V. Klochkov, T. R. Safin, K. R. Safiullin, and M. S. Tagirov, JETP Lett. **109**, 43 (2019).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 107 – 111 © 2020 г. 25 июля

Основное состояние квантовой частицы в потенциальном поле

А. М. Дюгаев[+], *П. Д. Григорьев*[+*×1)]

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

[*]*Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", 119049 Москва, Россия*

[×]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 апреля 2020 г.
После переработки 1 июня 2020 г.
Принята к публикации 1 июня 2020 г.

Исследуется решение уравнения Шредингера для основного состояния частицы в потенциальном поле. Так как волновые функции основного состояния не имеют узлов, оказывается возможным однозначно определить потенциалы разных типов. Выяснилось, что для широкого круга модельных потенциалов энергия основного состояния равна нулю. Более того, нулевой уровень может быть единственным уровнем на границе сплошного спектра. Рассмотрены потенциалы типа "воронок", имеющие монотонную зависимость от координат, для случая одного, двух и трех измерений. В одномерном случае интересны потенциалы "инстантонного" типа с двумя точками равновесия частицы. Для кулоновского потенциала энергия основного состояния устойчива к его экранировке, как на больших, так и на малых расстояниях. Найдены двухсолитонные решения нелинейного уравнения Шредингера. Аргументирована эффективность предлагаемого "метода обратной задачи" для исследования решений дифференциальных уравнений.

DOI: 10.31857/S1234567820140074

1. Для квантовой частицы вид рассеивающего потенциала может быть в некоторых случаях восстановлен по найденным из опыта фазам рассеяния [1, 2]. В данной работе мы покажем, что если частица имеет хотя бы одно связанное состояние в потенциальном поле, возможно однозначно определить потенциал, задав модельную волновую функцию основного состояния Ψ_0. Это утверждение основано на осцилляторной теореме [3, 4], согласно которой функция Ψ_0 не имеет узлов, что дает возможность записать уравнение Шредингера для Ψ_0 в виде

$$V(\mathbf{r}) - E_0 = \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta\Psi_0}{\Psi_0}. \tag{1}$$

Согласно (1) модельная функция Ψ_0 определяет модельный потенциал $V(\mathbf{r})$ и энергию основного состояния E_0. Для сферически симметричного потенциала $V = V(r)$ можно так определить характерный масштаб a_0, что после обезразмеривания уравнение (1) принимает вид [5]

$$v(r) - \varepsilon_0 = \left(\frac{\Psi_0'}{\Psi_0}\right)^2 + \left(\frac{\Psi_0'}{\Psi_0}\right)' + 2\frac{\Psi_0'}{\Psi_0}\frac{1}{r}. \tag{2}$$

Здесь $v(r)$ и ε_0 – безразмерные потенциал и энергия основного состояния:

$$V(r) = \frac{\hbar^2}{2ma_0^2}v(r);\ E_0 = \frac{\hbar^2}{2ma_0^2}\varepsilon_0. \tag{3}$$

Штрихи в (2) означают дифференцирование по безразмерной переменной $r_* = r/a_0$. Везде ниже значок "$*$" у r мы опускаем. Запись уравнения для Ψ_0 в виде (2) показывает, что для определения $v(r)$ и ε_0 достаточно задать не саму функцию основного состояния, а ее логарифмическую производную φ:

$$v(r) - \varepsilon_0 = \varphi^2 + \varphi' + \frac{2\varphi}{r};\ \varphi = \frac{\Psi_0'}{\Psi_0}. \tag{4}$$

Среди "физических" функций Ψ_0 известны две, которым отвечают два физических потенциала $v(r)$:

$$\Psi_0(r) = e^{-r} \to v(r) = -\frac{2}{r};\ \varepsilon_0 = -1,$$

$$\Psi_0(r) = e^{-r^2/2} \to v(r) = r^2;\ \varepsilon_0 = 3. \tag{5}$$

Первый потенциал – кулоновский, а второй – осцилляторный. Естественно обобщить (5) и задать пробную функцию Ψ_0 в виде:

$$\Psi_0(r) = e^{-r^\nu/\nu}, \tag{6}$$

[1)]e-mail: grigorev@itp.ac.ru

где ν – непрерывный параметр, $\nu > 0$. Из (2), (4) находим потенциал $v(r)$

$$v(r) = r^{2\nu-2} - (\nu+1)r^{\nu-2}; \ \nu \neq 1, \ \nu \neq 2, \ \varepsilon_0 = 0. \quad (7)$$

Два значения $\nu = 1$ и $\nu = 2$ оказались выделены, и для всех $\nu \neq 1$, $\nu \neq 2$ энергия основного состояния равна нулю. Потенциал (7) притягивает частицу на малых расстояниях и отталкивает ее на больших r. При $r^\nu = (\nu+1)$ потенциал $v(r)$ обращается в нуль. На интервале $0 < \nu < 1$ основной уровень является единственным связанным состоянием. Он лежит точно на границе сплошного спектра. Это потенциалы "барьерного" типа. Характерен случай $\nu = 1/2$:

$$v(r) = \frac{1}{r} - \frac{3}{2}\frac{1}{r^{3/2}}; \quad \Psi_0(r) = e^{-2\sqrt{r}}. \quad (8)$$

Потенциал притяжения на малых r переходит в кулоновский потенциал отталкивания на больших r.

На интервале $1 < \nu < 2$ потенциал $v(r)$ монотонно зависит от r. Это потенциалы типа "воронок". Связанных состояний в этом случае бесконечно много. Однако энергия ε_0 точно равна нулю на всем этом интервале $1 < \nu < 2$. Здесь выделено значение $\nu = 3/2$, когда Ψ_0 можно назвать обобщенной функцией Эйри [4]

$$v(r) = r - \frac{5}{2}\frac{1}{r^{1/2}}; \quad \Psi_0(r) = e^{-\frac{2}{3}r^{3/2}}. \quad (9)$$

В области $\nu > 2$ потенциал $v(r)$ имеет минимум, однако нижний уровень запиннингован в нуле. Например, для $\nu = 3$

$$v(r) = r^4 - 4r; \quad \Psi_0(r) = e^{-r^{3/3}}. \quad (10)$$

Понижение размерности пространства с $d = 3$ к $d = 2$, т.е. переход от координаты r к координате ρ, мало что меняет. Аналоги (4), (5), (7) имеют вид

$$v(\rho) - \varepsilon_0 = \varphi^2 + \varphi' + \frac{\varphi}{\rho},$$

$$\Psi_0(\rho) = e^{-\rho} \to v(\rho) = -\frac{1}{\rho}, \quad \varepsilon_0 = -1; \quad (11)$$

$$\Psi_0(\rho) = e^{-\rho^2/2} \to v(\rho) = \rho^2, \quad \varepsilon_0 = 2;$$

$$\Psi_0(\rho) = e^{-\rho^\nu/\nu} \to v(\rho) = \rho^{2\nu-2} - \nu\rho^{\nu-2},$$

$$\nu \neq 1, \quad \nu \neq 2, \quad \varepsilon_0 = 0.$$

Так же, как и для $d = 3$, значения $\nu = 1$ и $\nu = 2$ выделены, а для $\nu \neq 1$, $\nu \neq 2$ энергия основного состояния равна нулю.

Для одномерного случая $d = 1$ представление пробной функции в виде (6), (11) возможно только при $\nu > 1$

$$\Psi_0(x) = e^{-|x|^\nu/\nu}; \quad v(r) - \varepsilon_0 = \varphi^2 + \varphi'. \quad (12)$$

Здесь выделено значение $\nu = 2$:

$$\Psi_0(x) = e^{-x^2/2} \to v(x) = x^2; \quad \varepsilon_0 = 1.$$

При $\nu \neq 2$

$$v(x) = |x|^{2\nu-2} - (\nu-1)|x|^{\nu-2}; \quad \varepsilon_0 \equiv 0. \quad (13)$$

Для одномерной "воронки" $\nu = 3/2$ из (13) имеем

$$\Psi_0(x) = \exp\left(-\frac{2}{3}|x|^{3/2}\right) \to$$

$$\to v(x) = |x| - \frac{1}{2}\frac{1}{|x|^{1/2}}; \quad \varepsilon_0 = 0. \quad (14)$$

В области $\nu > 2$ потенциал $v(x)$ имеет два минимума, и его можно отнести к "инстантонному" типу. Например ($\nu = 4$),

$$\Psi_0(x) = e^{-x^4/4} \to v(x) = x^6 - 3x^2; \quad \varepsilon_0 = 0. \quad (15)$$

Чтобы рассмотреть для одномерного случая область $\nu < 1$, достаточно несколько усложнить пробную функцию (12)

$$\Psi_0(x) = \exp\left(-\frac{(x^2+x_0^2)^{\nu/2}}{\nu}\right). \quad (16)$$

Это полезно сделать и для $d = 3$ и $d = 2$, что отвечает замене в (16) x на r и ρ. Независимо от значений параметра x_0 в (16) при $\nu \neq 1$ и далее при всех ν, не равных четным числам, энергия основного состояния ε_0 равна нулю, а потенциал $v(x)$ имеет вид

$$v(x) = x^2(x^2+x_0^2)^{\nu-2} - (\nu-2)x^2(x^2+x_0^2)^{\nu/2-2} -$$
$$- d(x^2+x_0^2)^{\nu/2-1}. \quad (17)$$

Для осцилляторного потенциала ($\nu = 2$) $x_0 \neq 0$ эквивалентно умножению Ψ_0 на постоянный множитель, что компенсируется ее нормировкой и не влияет на ответ. Поэтому энергия ε_0 зависит только от размерности d:

$$v(x) = x^2, \quad v(\rho) = \rho^2, \quad v(r) = r^2, \quad \varepsilon_0 = d.$$

Кулоновский случай ($\nu = 1$) дает энергию нулевого уровня $\varepsilon_0 = -1$ независимо от размерности d и параметра x_0 в (16):

$$v(x) = -\frac{x_0^2}{x^2+x_0^2} - \frac{x_0^2}{(x^2+x_0^2)^{3/2}} - (d-1)\frac{1}{(x^2+x_0^2)^{1/2}}. \quad (18)$$

Указанная независимость ε_0 от d и x_0 является неожиданным результатом. Из (18) можно увидеть, что для $d = 3$ и $d = 2$ "кулоновский" потенциал (18) экранирован на малых r и ρ, но это не сдвигает энергию основного состояния и сохраняет область сгущения кулоновских уровней при $\varepsilon = 0$. В одномерном случае $d = 1$ переход к пределу $x_0 \to 0$ осуществляется заменой $v(x) \to -2\delta(x)$; $\Psi_0(x) = e^{-|x|}$, когда второй член в (18) переходит в дельта-функцию. Кулоновский потенциал обладает еще одним замечательным свойством. Энергия основного состояния $\varepsilon_0 = -1$ не сдвигается также и при экранировке на больших расстояниях. Чтобы это показать, достаточно рассмотреть пробную функцию Ψ_0 вида

$$\Psi_0(r) = \frac{e^{-r}(1 - e^{-\kappa r})}{r}, \tag{19}$$

где параметр κ ограничен условием $\kappa > 0$. Из (2), (4) определяется потенциал $v(r)$, который выражается через функцию Бозе–Эйнштейна с эффективным зарядом q:

$$v(r) = -q\frac{1}{e^{\kappa r} - 1}, \quad q = \kappa(2 + \kappa), \quad \varepsilon_0 = -1. \tag{20}$$

При $\kappa \to 0$ $v(r)$ переходит в неэкранированный кулоновский потенциал, а при $\kappa \to \infty$ $v(r)$ отвечает узкой и глубокой потенциальной яме:

$$\kappa \to 0\colon v(r) = -\frac{2}{r}; \quad \kappa \to \infty\colon v(r) = -\kappa^2 e^{-\kappa r}. \tag{21}$$

2. Число дискретных уровней N для потенциала (20) можно оценить из квазиклассической связи N с "площадью" $v(r)$ [4] (в силу вырождения уровней энергии оно меньше соответствующего числа квантовых состояний):

$$N \approx \int\limits_0^\infty |v(r)| r dr. \tag{22}$$

При $\kappa \to 0$ имеется кулоновское сгущение уровней: $N \approx 1/\kappa$. С ростом κ верхние уровни один за другим уходят в сплошной спектр, а при $\kappa \to \infty$ остается один уровень основного состояния с $\varepsilon_0 = -1$. Это значение ε_0 не зависит от κ. Указанное явление отвечает стационарному решению задачи Штурма–Лиувилля [2]. Потенциал $v(r)$ в (20) зависит от параметра , а энергия стационарна: $\varepsilon_0 = -1$.

Чтобы сдвинуть энергию ε_0 из точки $\varepsilon_0 = -1$, следует допустить конкуренцию двух экспонент и рассмотреть волновую функцию вида

$$\Psi_0(r) = \frac{e^{-r}\sinh(\kappa r)}{r}. \tag{23}$$

Из (2) находим потенциал $v(r)$ и энергию ε_0:

$$v(r) = -\frac{4\kappa}{e^{2\kappa r} - 1}, \quad \varepsilon_0 = -(1 - \kappa)^2. \tag{24}$$

Здесь параметр κ ограничен интервалом $0 < \kappa < 1$, а при $\kappa = 1$ энергия $\varepsilon_0 = 0$. Потенциал (24) зависит от одного параметра κ и допускает рассмотрение случая малой энергии связи $1 - \kappa \ll 1$. Другие модельные $v(r)$ типа потенциальной ямы [4] характеризуются двумя параметрами: глубиной и шириной. Следует отметить, что потенциалы типа (20), (24) были популярны в ядерной физике. Обзор работ по этой теме содержится в [5]. Было обосновано ограничение на $v(r)$, при котором существует хотя бы один уровень

$$\int_0^\infty |v(r)| r dr > 1. \tag{25}$$

На этом общем утверждении все и ограничилось. Точные решения для $\Psi_0(r)$ типа (19), (23) не были найдены. Здесь явно видна эффективность предлагаемого "метода обратной задачи". Проще задать функцию $\Psi_0(r)$ и найти потенциал $v(r)$ из (2). Значительно труднее задать тот же потенциал $v(r)$ и найти хотя бы одну волновую функцию основного состояния $\Psi_0(r)$.

3. Потенциал типа "воронок" (9), (14) популярен в теории струн. Обзор первых работ по этой теме содержится в [6]. На больших расстояниях r потенциал взаимодействия кварков растет линейно по r, а на малых r он может иметь кулоновский вид. Чтобы учесть такую возможность предложенным выше "методом обратной задачи", рассмотрим волновую функцию основного состояния $\Psi_0(r)$ вида

$$\Psi_0(r) = e^{-zr - r^\nu/\nu}. \tag{26}$$

Для любого заряда z и $\nu \neq 2$ энергия основного состояния $\varepsilon_0 = -z^2$ и не зависит от знака z, а потенциал $v(r)$ определяется на основе (2), (4):

$$v(r) = 2zr^{\nu-1} + r^{2\nu-2} - (\nu + 1)r^{\nu-2} - \frac{2z}{r}. \tag{27}$$

Для кварковых струн в (27) нужно положить $\nu = 3/2$. Из (27) видно, что потенциал $v(r)$ кулоновский на малых r и линейно зависит от r на больших r. Два знака заряда z отвечают двум известным в теории струн явлениям. Можно устремить в (27) $z \to \infty$, это соответствует конфайнменту частиц при $r = 0$. Случай $z \to -\infty$ соответствует деконфайнменту на сфере радиуса $r = z^2$. Примечательно, что энергия основного состояния $\varepsilon_0 = -z^2$ не зависит от знака z.

4. Перейдем к рассмотрению состояний более сложных, чем локализованные вблизи одной потенциальной ямы. Простейшая система из двух осцилляторов имеет волновую функцию вида

$$\Psi_+(x) = e^{-(x-x_0)^2/2} + e^{-(x+x_0)^2/2}, \qquad (28)$$

или с точностью до нормировки

$$\Psi_+(x) = e^{-x^2/2}\cosh(xx_0). \qquad (29)$$

Потенциал и энергия для $\Psi_+(x)$ находится из (2):

$$v(x) = x^2 - 2xx_0\tanh(xx_0); \quad \varepsilon_0 = 1 - x_0^2. \qquad (30)$$

Потенциал (30) относится к инстантонному типу и при $x_0 > 1/\sqrt{2}$ имеет два симметричных минимума, которые при $x_0 \gg 1$ расположены в точках $x \approx \pm x_0$. Уравнения (28)–(30) удобны для описания эволюции основного состояния и его энергии при плавном переходе (с ростом параметра x_0) от одно- к двухямному потенциалу.

В качестве другого примера возьмем хорошо известное решение нелинейного уравнения Шредингера [2] в виде стационарного солитона

$$\Psi_0(x) = \frac{1}{\cosh(x)}; \quad v(x) = -2\Psi_0^2(x); \quad \varepsilon_0 = -1, \qquad (31)$$

и рассмотрим двухсолитонную функцию вида

$$\Psi_+(x) = \Psi_0(x - x_1) + \Psi_0(x - x_2). \qquad (32)$$

При произвольных параметрах x_1 и x_2 можно из (2) определить потенциал $v_+(x)$ и энергию ε_+

$$v_+(x) = -2\Psi_0^2(x - x_1) - 2\Psi_0^2(x - x_2) +$$

$$+ 2\Psi_0(x - x_1)\Psi_0(x - x_2); \quad \varepsilon_+ = \varepsilon_0 = -1. \qquad (33)$$

При $x_1 = x_2$ двухсолитонное решение совпадает с односолитонным. В обратном предельном случае $|x_1 - x_2| \gg 1$ последним членом в потенциале (33) можно пренебречь, и потенциал (33) отвечает двум невзаимодействующим солитонам. Энергия двух солитонов не зависит от x_1 и x_2 и совпадает с энергией одного солитона $\varepsilon_0 = -1$. Это замечательное свойство характерно и для многосолитонных решений уравнения Шредингера:

$$\Psi_N(x) = \sum_{i=1}^{N} \Psi_0(x - x_i), \qquad (34)$$

для которых потенциал $v(x)$ и энергию также можно найти в явном виде из уравнения (2). Получающийся потенциал взаимодействия солитонов так устроен, что независимо от числа солитонов, их энергия равна энергии одного солитона: $\varepsilon_N = \varepsilon_0 = -1$. Этот новый результат еще раз демонстрирует эффективность “метода обратной задачи”.

Тем же методом можно рассмотреть одночастичную функцию вида

$$\Psi_0(x) = e^{-|x|}; \quad v(x) = -2\delta(x); \quad \varepsilon_0 = -1, \qquad (35)$$

и построить двухсолитонную функцию Ψ_+ и потенциал v_+ вида

$$\Psi_+(x) = e^{-|x-x_1|} + e^{-|x-x_2|}; \quad \varepsilon_+ = -1, \qquad (36)$$

$$v_+(x) = -2\frac{\delta(x - x_1) + \delta(x - x_2)}{1 + e^{-|x_1 - x_2|}}. \qquad (37)$$

Так же, как и для функции (32), энергия ε_+ в потенциале (37) не зависит от числа и от расстояния между солитонами (или минимумами потенциала) и совпадает с энергией одного солитона.

5. Нами установлен факт выделенности экспоненциальной и гауссовой волновых функций, являющихся решением уравнения Шредингера с кулоновским и осцилляторным потенциалами соответственно. Для широкого класса других функций и соответствующих им потенциалов энергия основного состояния запиннингована в нуле. Этот пиннинг является устойчивым к возмущениям и проявляется в различных физических системах. Приведем характерный пример. Спектр двумерного Паулевского электрона в поперечном магнитном поле имеет вид [7, 8]

$$E_{n,\sigma} = \hbar\omega_c(n + 1/2 + \sigma), \quad \sigma = \pm 1/2. \qquad (38)$$

Для основного состояния $n = 0$, а спин электрона направлен против поля: $\sigma = -1/2$, поэтому $E_{0,-1/2} = 0$. Происходит точное сокращение диамагнитного и парамагнитного вкладов в $E_{0,-1/2}$. Зануление энергии основного состояния имеет место и для неоднородного магнитного поля [8] $H = H(x, y)$. Это тот случай, который мы рассматривали: пиннинг $E_{0,-1/2} = 0$ устойчив и не зависит от магнитного поля $H(x, y)$. Попытки найти простое физическое объяснение этому результату обречены на неудачу. Математически он элегантно следует [8] из уравнения Паули или Дирака, для которых имеется точная связь между циклотронной энергией $\hbar\omega_c$ и магнитным моментом электрона: $\hbar\omega_c = 2\mu_e H$. Указанное свойство позволило точно найти волновые функции основного состояния электрона для широкого класса неоднородных полей $H(x, y)$ [9].

В заключение отметим, что предложенный нами метод определения потенциала через волновую функцию основного состояния оказался полезным и удобным при решении дифференциальных уравнений. Так, например, одномерная функция $\Psi_0(x) = \frac{1}{1+x^2}$ есть решение нелинейного уравнения Шредингера с потенциалом $v(x) = 6\Psi_0 - 8\Psi_0^2$ и энергией $\varepsilon_0 = 0$. Единственное связанное состояние запиннинговано на границе сплошного спектра. Последнее не случайно и является общим свойством очень широкого класса волновых функций.

Работа поддержана госзаданием 0033-2019-0001 “Развитие теории конденсированного состояния вещества”, грантами Российского фонда фундаментальных исследований 19-02-01000 и 18-02-00280, и фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

1. И. М. Гельфанд, Б. М. Левитан, Известия АН СССР, Сер. матем. **15**(4), 309 (1951).
2. В. Е. Захаров, С. В. Манаков, С. П. Новиков, Л. П. Питаевский, *Теория солитонов. Метод обратной задачи*, Наука, М. (1980).
3. М. А. Лаврентьев, Л. А. Люстерник, *Курс вариационного исчисления*, Гостехиздат, М. (1950).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, М. (1989).
5. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, Наука, М. (1971).
6. И. В. Андреев, *Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях*, Наука, М. (1981).
7. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, М. (1989).
8. Y. Aharonov and A. Casher, Phys. Rev. A **19**, 2461 (1979).
9. А. М. Дюгаев, П. Д. Григорьев, ЖЭТФ **129**, 79 (2006) [JETP **102**, 69 (2006)].

Pis'ma v ZhETF, vol. 112, iss. 2, pp. 112 – 113

High thermal conductivity of bulk GaN single crystal: An accurate experimental determination

A. V. Inyushkin[+1)], *A. N. Taldenkov*[+], *D. A. Chernodubov*[+], *V. V. Voronenkov*[*], *Yu. G. Shreter*[*× 1)]

[+]*National Research Center Kurchatov Institute, 123182 Moscow, Russia*

[*]*Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia*

[×]*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251 St. Petersburg, Russia*

Submitted 19 May 2020
Resubmitted 1 June 2020
Accepted 2 June 2020

DOI: 10.31857/S1234567820140086

In recent decades, GaN crystals attract a lot of attention, both experimental and theoretical, due to its unique physical properties, including thermal conductivity. In pure and lightly doped GaN, the heat is transported practically solely by phonons.

Experiments demonstrate that defects may reduce strongly the thermal conductivity of GaN crystals in a wide temperature range [1–8]. Oxygen substitutional atoms, gallium vacancies, and their complexes are the most common point defects in unintentionally doped GaN. The oxygen atoms at concentration above $10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ produce substantial decrease in κ at room temperature, and in heavily oxygen doped GaN ($> 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$) an additional scattering process owing to the phonon interaction with free electrons supplied by oxygen donors becomes important [5].

The impact of point defects on thermal conductivity of GaN crystals was investigated by employing the phenomenological models [1, 3, 5–9] and first-principles approaches [10, 11]. For the GaN crystal studied in [1], the contribution of point-defect scattering toward thermal resistivity was estimated in [9] to be as high as 90 % around the peak of $\kappa(T)$ at $\sim 30\,\mathrm{K}$ and about 11 % at 300 K. Lindsay et al. have shown by *ab-initio* calculations [12, 13] that the strong effect of impurities is due to small contribution of anharmonic phonon-phonon scattering processes to the phonon relaxation. This is a consequence of large gap between acoustic and optic modes' frequencies in the phonon spectra of GaN, which arises due to the high mass ratio of Ga and N atoms.

To clarify the effect of defects in the heat transport of GaN we performed an accurate measurements of GaN single crystal over a wide temperature range.

The wurtzite GaN single crystal plate was grown by hydride vapor-phase epitaxy (HVPE) on a sapphire substrate. After the growth upon cooling, the plate self-separated from the substrate [14]. The bar-shaped sample with the cross-section of $1.38 \times 3.24\,\mathrm{mm}^2$ and the length of 6.5 mm was made from the plate. We employed a steady-state longitudinal heat flow technique for thermal conductivity measurements within the basal plane (see [15] for details).

From the measured Raman spectra, the free electron concentration n_e was estimated to be $(2.7 \pm 0.2) \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ for our sample. This value is very close to the concentration of spin 1/2 paramagnetic defects, $(2{-}3) \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$, that was determined by DC magnetization measurements using SQUID magnetometer. We suppose that impurity oxygen and silicon, the shallow donors in GaN, are responsible for the paramagnetism in our GaN crystal at low temperature when being in the neutral charge state, whereas they supply with free charge carriers at room temperature.

The measured $k(T)$ for our GaN crystal is presented in Fig. 1. Here, plotted are the experimental data for bulk GaN of other works [1, 2, 4, 5, 16]. In general, there is a good agreement between results of different measurements. Some essential discrepancies, however, emerge at close inspection. We have found that $\kappa(T) \propto T^{-n}$ with $n = 1.367 \pm 0.002$ in the range $80 < T < 300\,\mathrm{K}$, but Slack et al. have observed a weaker dependence $\kappa(T) \propto T^{-1.22}$. According to the experimental results of [7] the slope decreases with increasing doping from $n = 1.3$ for the undoped sample to $n = 0.55$ for the highest Si-doped sample.

At lowest temperatures of our experiment, below about 5.5 K, the measured values of $\kappa(T)$ are close to the calculated ones, shown as the violet line in Fig. 1. The calculations were performed assuming only the diffuse scattering from sample boundaries and taking into account the phonon focusing effect. The measured $\kappa(T)$ at 5 K is about 13 % lower than the calculated value.

1)e-mail: Inyushkin_AV@nrcki.ru; Y.Shreter@mail.ioffe.ru

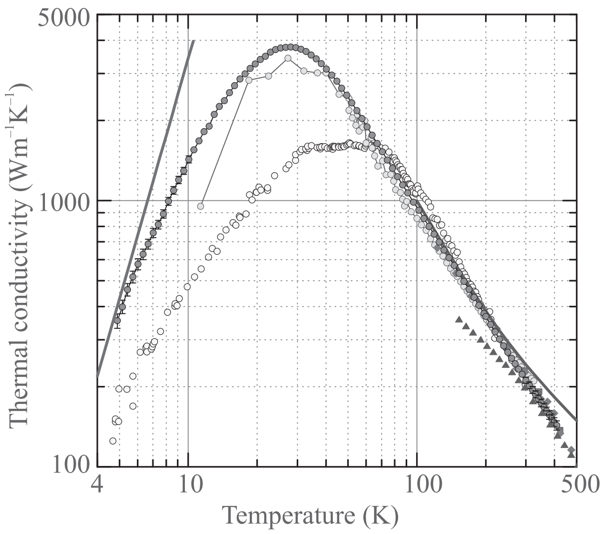

Fig. 1. (Color online) Thermal conductivity of GaN single crystals as a function of temperature. Pink circles indicate measurement data of this work, the violet line is a calculated T^3-dependence in the diffuse boundary scattering regime. The published results of other experiments – Slack et al. [1] (cyan circles), Jeżowski et al. [2] (yellow circles), Mion et al. [4] (violet squares), Simon et al. [5] (olive diamonds), and Zheng et al. [16] (blue triangles) – and calculations by Lindsay et al. [12] (the solid blue line) are also shown

This suggests that even at this temperature the point defect scattering sizably reduces the conductivity in our sample. The experimental curve $\kappa(T)$ progressively deviates from the calculated one with the temperature rise reflecting the increasing contribution of the point defect scattering as compared with boundary scattering strength. The $\kappa(T)$ for our GaN sample reaches the maximum of 3770 W m^{-1} K^{-1} at 28 K. Here, the value of $\kappa(T)$ is determined by the combined effect of the boundary, point-defect, and anharmonic scattering.

There is a very weak dip in the $\kappa(T)$ curve centered near $T \approx 7$ K (see Fig. 1). This dip can be ascribed to the effect of the phonon scattering from electrons bound to the neutral donors.

Comparing our measured $\kappa(T)$ with the calculated dependence of Lindsay et al. [12] for pure GaN (the blue solid line in Fig. 1), we find a very good quantitative agreement at temperatures from 100 to 200 K: the calculated values are higher than experimental ones by 4–5 %. This suggests the overwhelming dominance of three-phonon processes in the phonon scattering. The phonon scattering from the lattice imperfections and charge carriers both contribute small at these and higher temperatures. The rising deviation upward of the theoretical $\kappa(T)$ from experimental one with temperature increase above 200 K likely indicates the rising importance of four-phonon scattering processes in thermal conductivity.

Thermal conductivity, Raman, and magnetic measurements were carried out in the Resource Center funded by National Research Center "Kurchatov Institute". The authors are thankful to D. R. Streltsov for Raman measurements. A. V. Inyushkin, A. N. Taldenkov, and D. A. Chernodubov acknowledge financial support from the Russian Foundation for Basic Research (Grant # 19-07-00229).

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020140039

1. G. A. Slack, L. J. Schowalter, D. Morelli, and J. A. Freitas, Jr., J. Cryst. Growth **246**, 287 (2002).
2. A. Jeżowski, B. A. Danilchenko, M. Boćkowski, I. Grzegory, S. Krukowski, T. Suski, and T. Paszkiewich, Solid State Commun. **128**, 69 (2003).
3. A. Jeżowski, O. Churiukova, J. Mucha, T. Suski, I. A. Obukhov and B. A. Danilchenko, Mater. Res. Express **2**, 085902 (2015).
4. C. Mion, J. F. Muth, E. A. Preble, and D. Hanser, Appl. Phys. Lett. **89**, 092123 (2006).
5. R. B. Simon, J. Anaya, and M. Kuball, Appl. Phys. Lett. **105**, 202105 (2014).
6. M. Slomski, P. P. Paskov, J. H. Leach, J. F. Muth, and T. Paskova, Phys. Status Solidi B **254**, 1600713 (2017).
7. P. P. Paskov, M. Slomski, J. H. Leach, J. F. Muth, and T. Paskova, AIP Advances **7**,095302 (2017).
8. R. Rounds, B. Sarkar, T. Sochacki, M. Bockowski, M. Imanishi, Yu. Mori, R. Kirste, R. Collazo, and Z. Sitar, J. Appl. Phys. **124**, 105106 (2018).
9. A. AlShaikhi, S. Barman, and G. P. Srivastava, Phys. Rev. B **81**, 195320 (2010).,
10. J. Ma, X.-J. Wang, B. Huang, and X. Luo, J. Appl. Phys. **114**, 074311 (2013).
11. A. Katre, J. Carrete, T. Wang, G. K. H. Madsen, and N. Mingo, Phys. Rev. Materials **2**, 050602 (2018).
12. L. Lindsay, D. A. Broido, and T. L. Reinecke, Phys. Rev. Lett. **109**, 095901 (2012).
13. L. Lindsay, D. A. Broido, and T. L. Reinecke, Phys. Rev. B **88**, 144306 (2013).
14. V. Voronenkov, A. Leonidov, Yu. Lelikov, A. Zubrilov, and Yu. Shreter, *Thick GaN film stress-induced self-separation*, e-print arXiv:cond-mat.mtrl-sci/1902.03463v2"(2019).
15. A. V. Inyushkin, A. N. Taldenkov, V. G. Ralchenko, A. P. Bolshakov, A.,V. Koliadin, and A. N. Katrusha, Phys. Rev. B **97**, 144305 (2018).
16. Q. Zheng, C. Li, A. Rai, J. H. Leach, D. A. Broido, and D. G. Cahill, Phys. Rev. Materials **3**, 014601 (2019).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 114 – 118

Влияние случайных квантовых закороток на одночастичный низкотемпературный ток в грязных SIN-контактах

В. Я. Кирпиченков[1)], *Н. В. Кирпиченкова, О. И. Лозин, А. А. Косач*

Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) им. М. И. Платова, 346428 Новочеркасск, Россия

Поступила в редакцию 12 марта 2020 г.
После переработки 2 июня 2020 г.
Принята к публикации 11 июня 2020 г.

Получена формула для одночастичного тока в "грязных" (малые концентрации одинаковых немагнитных примесей в I-слое) SIN-контактах (S – сверхпроводник, I – изолятор, N – нормальный металл) в области низких температур $0 \leqslant T \ll \Delta_0$ и напряжений $0 \leqslant |eV| < \Delta_0$, где Δ_0 – сверхпроводящая щель в S-береге при $T = 0$, V – напряжение на контакте, e – модуль заряда электрона. Показано, что присутствие случайных узкозонных квантовых закороток в грязном SIN-контакте приводит к значительному отклонению одночастичных вольт-амперных характеристик SIN-контакта в сторону уменьшения тока (недостаток тока) от рассчитанных для этого же контакта одночастичных вольт-амперных характеристик в рамках существующей теории, что может служить экспериментальных тестом на наличие таких закороток в контакте. Приведены численные оценки, показывающие возможность экспериментального проявления этого эффекта, предложена принципиальная схема эксперимента по его обнаружению.

DOI: 10.31857/S1234567820140098

1. Введение. Экспериментальным исследованиям низкотемпературных токов в SIN-структурах посвящено достаточно большое количество работ, инициированных, главным образом, перспективами практического применения этих структур в качестве низкотемпературных термометров [1, 2], устройств электронного охлаждения [1, 3], чувствительных приемников электромагнитного излучения [4].

Среди экспериментальных работ последнего времени отметим работу [5], в которой проведено многостороннее исследование низкотемпературных одночастичного и подщелевого андреевского (двухчастичного) токов в SIN-структурах и сравнение полученных экспериментальных результатов с немногочисленными известными теоретическими результатами, полученными для одночастичного тока в работе [6], а для андреевского – в работе [7].

Авторами работы [5] констатируется, что обнаруженные в ней различия результатов эксперимента и существующей теории обусловлены, по-видимому, тем, что в существующей теории не учтены все факторы, существенно влияющие на проводимость SIN-структур. В качестве одного из таких факторов ими отмечено возможное влияние на характеристики контактов процессов взаимодиффузии материалов контактов, однако, установить это экспериментально, не разрушая образец, не представляется возможным.

Итак, в результате процессов диффузии атомов из берегов SIN-контакта, а также по каким-либо другим причинам, в оксидном I-слое контакта могут оказаться, хотя бы и в малых концентрациях, случайно распределенные по объему этого слоя немагнитные примеси, квазилокальные энергетические уровни которых находятся в ближайшей окрестности энергии Ферми контакта. В такой слабо неупорядоченной системе примесей всегда имеются случайные квантовые закоротки [8, 9], которые могут оказывать существенное влияние на низкотемпературный ток, как одночастичный, так и андреевский, не учитываемое существующей теорией. Таким образом, как внутренняя логика развития квантовой теории неупорядоченных систем [10], так и современное состояние эксперимента, технологий изготовления и применения SIN-контактов, актуализируют задачи теоретического исследования низкотемпературного квантового электронного транспорта в грязных SIN-контактах.

В этой работе рассматривается только одночастичный ток в SIN-контакте, вклад которого в полный ток может быть не только теоретически, но и экспериментально выделен [5]. В существующей теории выражение для одночастичного тока, справедливое в области низких температур $0 \leqslant T \ll \Delta_0$ и напряжений $0 \leqslant |eV| < \Delta_0$, имеет следующий вид [6]:

1)e-mail: wkirpich@rambler.ru

$$J(V,T) = \frac{G_n}{e}\sqrt{2\pi\Delta_0 T}e^{-\Delta_0/T}\,\mathrm{sh}\left(\frac{eV}{T}\right), \qquad (1)$$

где G_n – линейный кондактанс контакта в нормальном (NIN) состоянии при $T = 0$.

Ниже показано, что присутствие случайных узкозонных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I-слое грязного SIN-контакта приводит к значительному недостатку одночастичного низкотемпературного тока по сравнению с током, рассчитанным для этого же контакта по формуле (1) существующей теории. Это обстоятельство может служить экспериментальным тестом на наличие таких квантовых закороток в SIN-контакте. Предложена принципиальная схема такого эксперимента.

2. Модель. В области температур $0 \leqslant T \ll \Delta_0$ и напряжений $0 \leqslant |eV| < \Delta_0$ рассматривается модель грязного SIN-контакта, представляющего собой сэндвич из сверхпроводника и нормального металла, разделенных плоским тонким слоем изолятора толщиной L и площадью S с вкрапленными в него одинаковыми притягивающими электроны немагнитными примесями. Регулярный (не возмущенный примесями) барьерный потенциал I-слоя равен $U_0 = \mathrm{const} > \mu$ (μ – электронный химпотенциал контакта в равновесии), электроны в I-слое предполагаются невзаимодействующими как между собой, так и с другими квазичастицами, а их подбарьерное рассеяние на примесях – упругим. Энергия актуального для данной задачи одноприместного электронного уровня $\varepsilon_0 = \mu$, радиус локализации электронного состояния на нем $\alpha^{-1} = [2m_e(U_0 - \varepsilon_0)/\hbar^2]^{-1/2}$. По объему $V_i = LS$ неупорядоченного I-слоя распределены $N_i \gg 1$ примесей макроскопически однородно с плотностью $n = N_i/V_i$ ($c = n\alpha^{-3}$ – их безразмерная концентрация). В таком слабо неупорядоченном ($c \ll 1$) I-слое достаточно большой площади всегда имеются маловероятные флуктуации пространственного расположения примесей в виде уединенных слабоизвилистых квазиэквидистантных цепочек из $m = 1, 2, 3, \ldots$ примесей, соединяющих противоположные берега контакта. В пространственно узких трубках вдоль этих цепочек сосредоточены квантовые резонансно-перколяционные траектории (КРПТ) электронов [11], с которыми ассоциированы узкие энергетические зоны резонансной туннельной прозрачности (туннельные резонансы), энергетические ширины которых $\gamma_m \ll \varepsilon_0, \mu$, а коэффициенты упругого прохождения электронов вдоль этих цепочек $D_m \lesssim 1$, в отличие от экспоненциально малых коэффициентов прохождения вдоль других путей.

Такие уединенные квазипериодические цепочки примесей являются своеобразными случайными узкозонными квантовыми закоротками в слабо неупорядоченном I-слое, и, хотя вероятности их образования весьма малы, именно они в достаточно широких интервалах малых концентраций примесей определяют характер упругого низкотемпературного электронного транспорта в грязных MIM-контактах (M = N, S), краткий обзор соответствующих работ приведен в [8]. Для электронов проводимости в N-береге контакта предполагается изотропный квадратичный закон дисперсии $\varepsilon(\mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m_e$, а S-берег контакта описывается моделью БКШ (Бардина–Купера–Шриффера).

Отметим два существенных аспекта рассматриваемой здесь модели случайных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I-слое [11, 12].

1. "Идеальная" m-примесная квантовая закоротка, имеющая наибольшую (при фиксированном значении m) энергетическую ширину ассоциированного с ней туннельного резонанса, представляет собой кратчайшую, строго периодическую цепочку из m примесей, соединяющую противоположные берега контакта. Однако очевидно, что вероятности реализации (статистические веса) таких идеальных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I-слое равны нулю. Как это количественно показано в [11, 12], вероятности реализации "реальных" квантовых закороток определяются совместным выполнением трех, упомянутых выше условий: квазиэквидистантности, слабой извилистости и уединенности цепочек примесей, соединяющих берега контакта. На качественном уровне смысл этих условий состоит в следующем. Условия квазиэквидистантности и слабой извилистости цепочек задают необходимую малость всех возможных вариаций положений примесей в реальной закоротке от их положений в идеальной, что, с одной стороны, сохраняет резонансные свойства квантовых закороток, а с другой – обеспечивает им ненулевой статистический вес. Условие уединенности обеспечивает отсутствие вблизи квантовой закоротки "посторонних" – не принадлежащих этой закоротке примесей, которые в противном случае, за счет "туннельного взаимодействия" с ближайшими примесями квантовой закоротки "разрушают" туннельный резонанс вдоль этой закоротки.

2. При $T = 0$ масштаб мезоскопических флуктуаций резонансного туннельного кондактанса G_n грязного контакта в нормальном состоянии определяется следующим соотношением [12]:

$$\delta \equiv \frac{\left\langle (G_n - \langle G_n\rangle)^2 \right\rangle^{1/2}}{\langle G_n\rangle} = \\ = \alpha^{-1}(cS)^{-1/2}\exp\left[\frac{c\pi(\alpha L)^3}{2}\right], \quad (2)$$

здесь $\langle \ldots \rangle$ – символ усреднения по ансамблю случайных примесных конфигураций $\Gamma_N = \{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_N\}$, где $\mathbf{r}_i$ $(i = 1, 2, \ldots, N)$ – случайные координаты примесей в I-слое.

Из требования $\delta \ll 1$ следует, что эти мезоскопические флуктуации “подавляются” при площади контакта S, удовлетворяющей соотношению:

$$\sqrt{S} \gg \alpha^{-1}c^{-1/2}\exp\left[\frac{c\pi(\alpha L)^3}{2}\right]. \quad (3)$$

При выполнении (3), что и предполагается ниже, происходит реальное самоусреднение резонансного туннельного кондактанса G_n, и следовательно, описание грязного туннельного контакта с квантовыми закоротками в I-слое на основе лишь среднего значения $G_n = \langle G_n\rangle$ является вполне адекватным.

3. Основные соотношения. Одночастичный ток, проходящий в грязном SIN-контакте через уединенную m-примесную квантовую закоротку с “шагом” u (безразмерное – в единицах α^{-1} – среднее расстояние между соседними примесями в квантовой закоротке), представим в виде, аналогичном [13]:

$$i^{(m)}(V,T,u) = \frac{4e}{\pi\hbar}\sum_{\mathbf{p},\mathbf{q}} |T^{(m)}_{\mathbf{p},\mathbf{q}}(u)|^2 \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Im} G^R_N(\varepsilon + eV, \mathbf{p}) \operatorname{Im} G^R_S(\varepsilon, \mathbf{q}) \times \\ \times [n_F(\varepsilon, T) - n_F(\varepsilon + eV, T)]\, d\varepsilon, \quad (4)$$

где:

$$\operatorname{Im} G^R_N(\varepsilon + eV, \mathbf{p}) \equiv \operatorname{Im} G^R_N(\varepsilon + eV, \xi_{\mathbf{p}}) = \\ = -\pi\delta(\varepsilon + eV - \xi_{\mathbf{p}}), \quad (5)$$

$$\operatorname{Im} G^R_S(\varepsilon, \mathbf{q}) \equiv \operatorname{Im} G^R_S(\varepsilon, \xi_{\mathbf{q}}) = \\ = -\pi(\varepsilon + \xi_{\mathbf{q}})\delta(\varepsilon^2 - \xi^2_{\mathbf{q}} - \Delta^2)\operatorname{sign}(\varepsilon), \quad (6)$$

– мнимые части запаздывающих одночастичных функций Грина в N и S берегах контакта соответственно,

$$\xi_{\mathbf{p}} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} - \mu, \qquad \operatorname{sign}(x) = \begin{cases} -1, & x < 0, \\ +1, & x > 0. \end{cases}$$

$$n_F(\varepsilon, T) = \left(e^{\varepsilon/T} + 1\right)^{-1} \quad (7)$$

– фермиевская функция распределения, $T^{(m)}_{\mathbf{p},\mathbf{q}}(u)$ – матричные элементы туннельного гамильтониана “виртуального” SIN-контакта с одной рассматриваемой квантовой закороткой:

$$\hat{H}^{(m)}(u) = \sum_{\mathbf{p},\mathbf{q},\sigma} T^{(m)}_{\mathbf{p},\mathbf{q}}(u)\hat{a}^+_{\mathbf{p},\sigma}\hat{b}_{\mathbf{q},\sigma} + \text{h. c.}, \quad (8)$$

описывающего гибридизацию электронных состояний в различных берегах контакта, посредством туннелирования электронов через рассматриваемую квантовую закоротку, $\hat{a}_{\mathbf{p},\sigma}$, $\hat{b}_{\mathbf{q},\sigma}$ – операторы уничтожения электронов в N и S берегах контакта, σ – проекция спина электрона.

Переходя в (4) от сумм по $\mathbf{p}$, $\mathbf{q}$ к интегралам по $\xi_{\mathbf{p}}$, $\xi_{\mathbf{q}}$ и вычисляя эти интегралы, получаем:

$$i^{(m)}(V,T,u) = \frac{4\pi e}{\hbar}\nu_1(0)\nu_2(0) \times \\ \times \int_{|\varepsilon|>\Delta} |T^{(m)}(\varepsilon,u)|^2 \frac{|\varepsilon|}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} \times \\ \times [n_F(\varepsilon, T) - n_F(\varepsilon + eV, T)]\, d\varepsilon, \quad (9)$$

где: $\nu_1(0)$, $\nu_2(0)$ – одночастичные плотности электронных состояний на уровне Ферми в берегах контакта, находящегося в нормальном состоянии,

$$\left|T^{(m)}(\varepsilon,u)\right|^2 \equiv \left|T^{(m)}(\varepsilon,\varepsilon;u)\right|^2 \sim D^{\text{res}}_m(\varepsilon,u) \quad (10)$$

– усредненный по направлениям импульсов $\mathbf{p}$, $\mathbf{q}$ (и поэтому зависящий только от сохраняющейся при упругом туннелировании полной энергии ε туннелирующей квазичастицы) квадрат диагонального по ε матричного элемента туннельного гамильтониана (8), пропорциональный усредненному подобным же образом коэффициенту упругого прохождения квантовой закоротки для этих квазичастиц, полученному в [12]:

$$D^{\text{res}}_m(\varepsilon,u) \sim \exp\left[-\frac{\varepsilon^2}{\gamma^2_m(u)}\right], \quad (11)$$

где

$$\gamma_m(u) = 4\,(U_0 - \varepsilon_0)\,u^{-1}e^{-u} \quad (12)$$

– энергетическая ширина туннельного резонанса, ассоциированного с квантовой закороткой.

Таким образом, с учетом (11) формулу (10) перепишем в виде равенства

$$\left|T^{(m)}(\varepsilon,u)\right|^2 = \left|T^{(m)}_0\right|^2 \exp\left[-\frac{\varepsilon^2}{\gamma^2_m(u)}\right], \quad (13)$$

где неизвестный параметр $\left|T^{(m)}_0\right|^2$ в соответствии с методом туннельного гамильтониана выражается ниже через линейный ($|eV| \ll \gamma_m(u)$) туннельный кондактанс квантовой закоротки в нормальном состоянии контакта при $T = 0$. Для получения этой связи в формуле (4) сделаем замену: $\operatorname{Im} G_S^R(\varepsilon, \mathbf{q}) \to \operatorname{Im} G_N^R(\varepsilon, \mathbf{q})$ и вычислим ток через квантовую закоротку, после чего находим искомую связь:

$$\left|T_0^{(m)}\right|^2 = \frac{\hbar}{4\pi e^2 \nu_1(0)\nu_2(0)} g_m(T=0), \tag{14}$$

где [8]:

$$g_m(T=0) = \frac{(U_0 - \varepsilon_0)\varepsilon_0}{2\pi^4 U_0^2}\left(\frac{e^2}{2\pi\hbar}\right) \tag{15}$$

– линейный кондактанс квантовой закоротки в нормальном состоянии контакта при $T = 0$.

Вычисляя интеграл (9) с учетом соотношений (13), (14), получаем формулу для одночастичного тока через квантовую закоротку в SIN-контакте при $0 \leqslant T \ll \Delta_0, \gamma_m(u)$ и $0 \leqslant |eV| < \Delta_0, \gamma_m(u)$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} i^{(m)}(V,T,u) &= \\ &= \left[\frac{g_m(T=0)}{e}\sqrt{2\pi\Delta_0 T} e^{-\Delta_0/T} \operatorname{sh}\left(\frac{eV}{T}\right)\right] \times \\ &\times \varphi_m(u, \Delta_0, T), \end{aligned} \tag{16}$$

где

$$\varphi_m(u, \Delta_0, T) = \exp\left[-\frac{\Delta_0^2}{\gamma_m^2(u)}\left(1 + \frac{T}{\Delta_0}\right)\right]. \tag{17}$$

Из формулы (17) следует, что $0 < \varphi_m(u, \Delta_0, T) < 1$. Для широкозонных ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \gg 1$) квантовых закороток значение мультипликатора $\varphi_m(u, \Delta_0, T)$ близко к единице, а для узкозонных ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \sim 1$) – значительно меньше единицы.

Суммируя теперь токи (16) по всем уединенным "параллельно" включенным случайным квантовым закороткам с различными значениями m и u (с учетом вероятностей их реализации), и, учитывая вклад в ток "чистого" (без примесей в I-слое) контакта, получаем следующее представление для одночастичного низкотемпературного тока в грязном SIN-контакте:

$$\begin{aligned} J(V,T) &= \\ &= \left[\frac{G_n}{e}\sqrt{2\pi\Delta_0 T}\, e^{-\Delta_0/T} \operatorname{sh}\left(\frac{eV}{T}\right)\right] \Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}), \end{aligned} \tag{18}$$

где: G_n – линейный кондактанс грязного SIN-контакта в нормальном состоянии при $T = 0$, $\mathcal{L} = \alpha L$ – безразмерная толщина I-слоя, выражение в квадратных скобках совпадает с формулой (1),

$$\Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}) = \frac{g_0 + \operatorname{Sp}\langle\hat{g}\hat{\varphi}\rangle}{g_0 + \operatorname{Sp}\langle\hat{g}\rangle} \tag{19}$$

– мультипликатор, учитывающий отличие вольтамперной характеристики (ВАХ) (18) от ВАХ (1) существующей теории, $g_0 = G_{0n}/S$,

$$G_{0n} = S\alpha^2 \frac{8(U_0 - \mu)\mu}{\pi U_0^2 \mathcal{L}} e^{-2\mathcal{L}}\left(\frac{e^2}{2\pi\hbar}\right) \tag{20}$$

– туннельный кондактанс чистого контакта в нормальном состоянии при $T = 0$ [9],

$$\operatorname{Sp}\langle\hat{g}\rangle = \sum_m \int\limits_{\mathcal{L}/m}^{\infty} p_m(u,c)\, g_m(T=0)\, du, \tag{21}$$

$$\operatorname{Sp}\langle\hat{g}\hat{\varphi}\rangle = \sum_m \int\limits_{\mathcal{L}/m}^{\infty} p_m(u,c) g_m(T=0)\varphi_m(u,\Delta_0,T)\, du, \tag{22}$$

$$p_m(u,c) = \alpha^2 c^m e^{-cm\pi u^3}[u^2\theta^2(m,u)]^{m-1} \tag{23}$$

– вероятность (на единицу площади контакта) образования уединенной m-примесной квантовой закоротки с шагом u, $\theta(m,u) \ll 1$ – угол, характеризующий извилистость квантовой закоротки, $\theta^2(m,u) = 2(mu/\mathcal{L} - 1)$ [11, 12].

Заметим, что, поскольку из-за экспоненциально быстрого убывания вероятности $p_m(u,c)$ (23) при увеличении аргумента u, главный вклад в интегралы (21), (22) накапливается вблизи нижнего предела $u_{\min} = \mathcal{L}/m$, то верхний предел в этих интегралах формально можно положить равным $u_{\max} = \infty$.

Учитывая, что в соответствии с формулой (17) все "парциальные" мультипликаторы $0 < \varphi_m < 1$, из формул (19), (21), (22) следует, что и мультипликатор (19)

$$0 < \Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}) < 1. \tag{24}$$

В тех случаях, когда наиболее вероятными являются узкозонные квантовые закоротки ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \sim 1$), значение мультипликатора Φ оказывается существенно меньше единицы, что приводит к значительному недостатку тока на ВАХ (18) по сравнению с рассчитанным для этого же контакта током на ВАХ (1) существующей теории.

4. Обсуждение результата. Численные расчеты, проведенные для характерных значений $U_0 = 10$ эВ, $\mu = \varepsilon_0 = 6$ эВ, $\Delta_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ эВ, $\mathcal{L} = \alpha L = 9$, показали, что, например, в интервале концентраций примеси $10^{-6} < c < 10^{-4}$ наиболее вероятными являются однопримесные ($m = 1$) квантовые закоротки, имеющие достаточно малую ширину туннельного резонанса $\gamma_1 = 2.2 \cdot 10^{-4}$ эВ, т.е. являющиеся узкозонными: $\gamma_1^2/\Delta_0^2 = 1.21$. Именно они, в этом интервале концентраций примеси, определяют величину мультипликатора Φ (19), численное значение которого, например, при $c = 10^{-5}$ и $T = 0.2\Delta_0$ оказывается равным $\Phi = 0.4$.

На рисунке 1 для перечисленных выше значений параметров грязного SIN-контакта в качестве

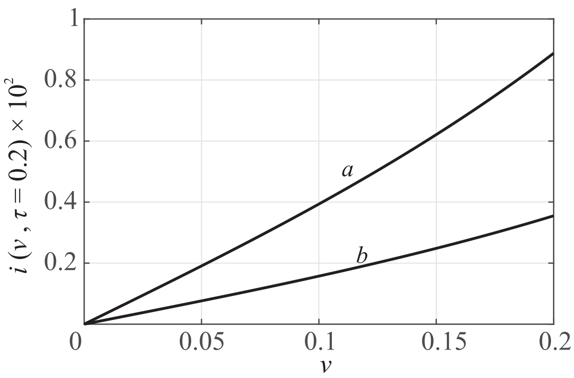

Рис. 1. Безразмерные ВАХ при $\tau = 0.2$, $\Phi = 0.4$. Кривая a соответствует формуле (1), кривая b – формуле (18)

примера приведены в безразмерном виде графики $i(v, \tau = 0.2)$ двух вольт-амперных характеристик (1) и (18), где:

$$i = \frac{Je}{G_n\Delta_0}, \quad v = \frac{eV}{\Delta_0}, \quad \tau = \frac{T}{\Delta_0}, \tag{25}$$

– безразмерные ток, напряжение и температура соответственно.

Как видно из рис. 1, присутствие наиболее вероятных случайных узкозонных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I-слое грязного SIN-контакта приводит к весьма значительному отклонению одночастичной низкотемпературной ВАХ (18) такого контакта в сторону уменьшения тока (кривая b) от рассчитанной для этого же контакта ВАХ (1) в рамках существующей теории (кривая a). Это обстоятельство может служить экспериментальным тестом на наличие квантовых закороток в контакте.

Принципиальная схема такого эксперимента может выглядеть следующим образом. В SIN-контакте достаточно большой площади S (3), необходимой для подавления мезоскопических флуктуаций резонансного туннельного кондактанса грязного SIN-контакта, основываясь на формуле (18), проводятся косвенные измерения мультипликатора Φ по результатам прямых независимых измерений: одночастичного тока $J(V,T)$, туннельного кондактанса G_n, сверхпроводящей щели Δ_0, температуры T и напряжения V. При этом, измерения должны проводиться в области применимости формул (1) и (18) ($0 \leqslant T \ll \ll \Delta_0$, $0 \leqslant |eV| < \Delta_0$) в той области температур, где одночастичный ток много больше андреевского (двухчастичного) тока. Если полученные значения Φ оказываются заметно или даже значительно меньше единицы, то это может свидетельствовать о присутствии случайных квантовых закороток в I-слое.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-32-90074.

1. F. Giazotto, T. T. Heikkilä, A. Luukanen, A. M. Savin, and J. P. Pekola, Rev. Mod. Phys. **78**, 217 (2006).
2. A. V. Feshchenko, L. Casparis, I. M. Khaymovich, D. Maradan, O.-P. Saira, M. Palma, M. Meschke, J. P. Pekola, and D. M. Zumbühl, Phys. Rev. Appl. **4**, 03401 (2015).
3. H. Q. Nguyen, M. Meschke, H. Courtois, and J. P. Pekola, Phys. Rev. Appl. **2**, 054001 (2014).
4. M. Tarasov, V. Edelman, A. Ermakov, S. Mahashabde, and L. S. Kuzmin, IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. **5**(1), 44 (2015).
5. А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, ЖЭТФ **151**, 752 (2017).
6. D. Golubev and I. Kuzmin, J. Appl. Phys. **89**, 6484 (2001).
7. F. W. J. Hekking and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. B **49**, 6487 (1994).
8. В. Я. Кирпиченков, Н. В. Кирпиченкова, О. И. Лозин, А. А. Постников, Письма в ЖЭТФ **104**, 530 (2016).
9. В. Я. Кирпиченков, Н. В. Кирпиченкова, О. И. Лозин, А. А. Пухлова, Письма в ЖЭТФ **105**, 577 (2017).
10. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, М. (1982).
11. И. М. Лифшиц, В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **77**, 989 (1979).
12. В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **116**, 1048 (1999).
13. Л. С. Левитов, А. В. Шитов, *Функции Грина. Задачи с решениями*, Физматлит, М. (2002).

Pis'ma v ZhETF, vol. 112, iss. 2, pp. 119 – 120

Thermal conductivity of graphene oxide: A molecular dynamics study

J. Chen[1)], *L. Li*

Department of Energy and Power Engineering, School of Mechanical and Power Engineering, Henan Polytechnic University, Jiaozuo, 454000 Henan, Peoples republic of China

Submitted 30 May 2020
Resubmitted 9 June 2020
Accepted 9 June 2020

DOI: 10.31857/S1234567820140104

Graphene is a particularly unique form of carbon that can possess a number of desirable properties [1, 2]. The atomic structure of graphene enables it to conduct heat and electricity with great efficiency [3, 4]. In effect, graphene can dissipate heat more efficiently than copper or aluminum [5, 6]. The introduction of graphene oxide into both metals and polymers has yielded materials with enhanced thermal properties [7, 8]. However, the potential has not been fully exploited [9, 10]. Recent efforts have shown promise for enhancing thermal conductivity [11, 12]. The success has been driven by continuing technical advances in the surface chemistry of graphene [13] and a fundamental understanding the role of defects and grain-boundaries in thermal conductivity [14]. Chemical functionalization has especially great potential for improvements in composite thermal properties [15], thus stimulating intense research effort in this area [16].

The thermal conductivity of graphene oxide is much lower than that of pristine graphene due to enhanced phonon-boundary scattering resulting from surface functional groups [17, 18]. However, graphene oxide is dispersible in water, organic solvents, and different matrixes [19, 20], making it particularly desirable for certain applications. Previous theoretical studies have developed molecular dynamics models in which functional groups are substantially homogeneously distributed on the whole edge or surface of graphene oxide [21, 22]. However, this assumption is not necessarily completely correct, especially for chemically derived graphene oxide. It is therefore necessary to develop a molecular dynamics model in which functional groups are present in nonuniform distribution on the whole edge or surface of chemically functionalized graphene oxide.

This study relates to the mechanism of phonon transport in graphene oxide containing hydroxyl and epoxy functional groups. The thermal properties of graphene oxide are studied using non-equilibrium molecular dynamics to understand the thermal transport phenomena involved and the structure factors limiting heat conduction. Estimates are given in terms of phonon mean free paths for the reduction in thermal conductivity by interior defects due to scattering. The mechanism of phonon transport in the graphene oxide is discussed. The objective is to evaluate the effect of the degree of oxidation on the thermal properties of graphene oxide in order to understand the nanoscale thermal transport phenomena involved. Particular focus is placed on how sensitive the thermal conductivity of graphene oxide is to the concentration of oxygen-containing functional groups.

The graphene oxide modeled in this study contains hydroxyl and epoxy functional groups in the basal plane. Oxygen is present in the form of the above oxygen-containing functional groups with a molar ratio of 3 : 2. These functional groups are present in nonuniform distribution on the two sides of the graphene oxide sheet. The degree of oxidation ranges from 0 to 0.35. The graphene oxide sheet is 2.4 nm in width and varies in length from 5 to 40 nm. Atomistic simulations are carried out using reverse non-equilibrium molecular dynamics. The Müller-Plathe algorithm [23] is used to exchange kinetic energy, which is implemented in LAMMPS [24]. The atomistic interactions in the graphene oxide are treated with the reactive force-field interatomic potential. The carbon atoms that are chemically bonded thereto hydroxyl and epoxy functional groups in the graphene oxide are treated as interior defects. The effective mean free path for phonon scattering can be determined.

The results indicated that the degree of oxidation can significantly affect the thermal conductivity of graphene oxide. Oxygen-containing functional groups reduces the efficiency of phonon transport in graphene oxide, and they can adversely affect the thermal performance due to the mean free path of phonons limited mainly by interior defects. The effect of scattering from interior defects on the thermal conductivity

[1)]e-mail: yangyangdepe@yandex.com, cjjmmm@163.com

becomes more pronounced with increasing the sheet length.

The thermal performance can be enhanced with low degrees of oxidation by effectively eliminating or reducing phonon-defect scattering within graphene oxide, and can be improved by increasing the sheet length due to the reduced probability of phonon-boundary scattering.

The thermal properties of the graphene oxide sheet with different lengths and with different degrees of oxidation are investigated. The calculated intrinsic thermal conductivity of single layer pristine graphene is around $2480\,\mathrm{W/m\cdot K}$ at room temperature, which has good consistency with that determined by experiments [25]. Consequently, graphene nanoribbons, by their very nature, can conduct heat efficiently. This unique feature makes graphene particularly desirable for certain applications [26]. The intrinsic thermal conductivity of graphene oxide is around $72\,\mathrm{W/m\cdot K}$ at room temperature with an oxidation degree of 0.35 and around $670\,\mathrm{W/m\cdot K}$ with an oxidation degree of 0.05.

The effect of the degree of oxidation on the phonon mean free path due to internal scattering processes is evaluated. Oxygen-containing functional groups cause a sharp decrease in thermal conductivity due to the significantly reduced mean free path of phonons. With a high degree of oxidation, the structure of graphene oxide is ineffective to reduce the probability of phonon-defect scattering and enhance the capacity of phonon transport in graphene oxide, making the carbon-based material a poor conductor of heat in comparison with pristine graphene.

A high degree of oxidation causes a decrease in phonon mean free path due to enhanced phonon-defect scattering. A low degree of oxidation enhances the phonon transport properties and reduces the probability of phonon-defect scattering. Phonon transport in graphene oxide with a high degree of oxidation is governed by the phonon-defect scattering mean free path.

With respect to the thermal conductivity, the effective phonon mean free path is more important than the specific heat, especially in the case of high degrees of oxidation or high concentrations of oxygen-containing functional groups.

Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364020140015

1. A.K. Geim and K.S. Novoselov, Nature Mater. **6**, 183 (2007).
2. A.K. Geim, Science **324**, 1530 (2009).
3. K.I. Bolotin, K.J. Sikes, Z. Jiang, M. Klima, G. Fudenberg, J. Hone, P. Kim, and H.L. Stormer, Solid State Commun. **146**, 351 (2008).
4. S. Ghosh, W. Bao, D.L. Nika, S. Subrina, E.P. Pokatilov, C.N. Lau, and A.A. Balandin, Nature Mater. **9**, 555 (2010).
5. S.P. Clark, Jr., *Handbook of Physical Constants*, Revised Edition, The Geological Society of America, Inc., N.Y., United States (1966).
6. C.Y. Ho, R.W. Powell, and P.E. Liley, J. Phys. Chem. Ref. Data **1**, 279 (1972).
7. W. Lu, P. Soukiassian, and J. Boeckl, MRS Bull. **37**, 1119 (2012).
8. W. Feng, M. Qin, and Y. Feng, Carbon **109**, 575 (2016).
9. H. Song, J. Liu, B. Liu, J. Wu, H.-M. Cheng, and F. Kang, Joule **2**, 442 (2016).
10. W. Li, Y. Huang, Y. Liu, M. C. Tekell, and D. Fan, Nano Today **29**, 100799 (2019).
11. E. Pop, V. Varshney, and A.K. Roy, MRS Bull. **37**, 1273 (2012).
12. A.A. Balandin, Nature Mater. **10**, 569 (2011).
13. Y. Ouyang, S. Sanvito, and J. Guo, Surf. Sci. **605**, 1643 (2011).
14. T. Ma, Z. Liu, J. Wen, Y. Gao, X. Ren, H. Chen, C. Jin, X.-L. Ma, N. Xu, H.-M. Cheng, and W. Ren, Nat. Commun. **8**, 14486 (2017).
15. T. Kuila, S. Bose, A.K. Mishra, P. Khanra, N.H. Kim, and J.H. Lee, Prog. Mater Sci. **57**, 1061 (2012).
16. D.R. Dreyer, S. Park, C.W. Bielawski, and R.S. Ruoff, Chem. Soc. Rev. **39**, 228 (2010).
17. Q.-X. Pei, Z.-D. Sha, and Y.-W. Zhang, Carbon **49**, 4752 (2011).
18. W. Huang, Q.-X. Pei, Z. Liu, and Y.-W. Zhang, Chem. Phys. Lett. **552**, 97 (2012).
19. C.-J. Shih, S. Lin, R. Sharma, M.S. Strano, and D. Blankschtein, Langmuir **28**, 235 (2012).
20. I. Chowdhury, M.C. Duch, N.D. Mansukhani, M.C. Hersam, and D. Bouchard, Environ. Sci. Technol. **47**, 6288 (2013).
21. J.N. Hu, S. Schiffli, A. Vallabhaneni, X.L. Ruan, and Y.P. Chen, Appl. Phys. Lett. **97**, 133107 (2010).
22. J.Y. Kim, J.-H. Lee, and J.C. Grossman, ACS Nano **6**, 9050 (2012).
23. F. Müller-Plathe, J. Chem. Phys. **106**, 6082 (1997).
24. S. Plimpton, J. Comput. Phys. **117**, 1 (1995).
25. A.A. Balandin, S. Ghosh, W. Bao, I. Calizo, D. Teweldebrhan, F. Miao, and C.N. Lau, Nano Lett. **8**, 902 (2008).
26. M. Ye, Z. Zhang, Y. Zhao, and L. Qu, Joule **2**, 245 (2018).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 121 – 126

Обменно-обусловленная генерация электромагнитного излучения в геликоидальной магнитной структуре

Е. А. Караштин[1)]

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 1 июня 2020 г.
После переработки 11 июня 2020 г.
Принята к публикации 11 июня 2020 г.

Теоретически предсказана возможность генерации электромагнитного излучения за счет перехода электронов проводимости между спиновыми подзонами в неколлинеарном ферромагнетике с геликоидальной магнитной структурой. На основе расчета вероятности таких переходов в электродипольном приближении получена зависимость плотности мощности спонтанного излучения от частоты. Для известных из эксперимента параметров гольмия сделаны оценки порогового тока генерации и мощности излучения для помещенной в резонатор геликоидальной структуры. Рассмотрены два случая: частота резонатора соответствует резонансной частоте системы (определяется энергией расщепления спиновых подзон в гольмии и составляет примерно 89 ТГц) и сильно смещена относительно резонансной (около 1 ТГц). Полученные результаты позволяют надеяться на возможность обнаружения эффекта в эксперименте.

DOI: 10.31857/S1234567820140116

Проблема переходов электронов между спиновыми подзонами в ферромагнетике с излучением электромагнитной волны, с одной стороны, изучена мало, а с другой, несомненно, представляет значительный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Практический интерес обусловлен, во-первых, тем, что частота, соответствующая указанным переходам, лежит в инфракрасном или терагерцовом диапазоне [1, 2], и, во-вторых, возможностью простого управления излучателем, основанным на переходах между спиновыми подзонами, например, с помощью приложения внешнего магнитного поля. Фундаментальный интерес связан с тем, что эффекты перехода электронов между спиновыми подзонами с излучением электромагнитной волны требуют наличия в системе той или иной связи спиновых и орбитальных степеней свободы электронов. В то же время, недостаточная изученность вопроса связана с проблемами разного рода в реализации такого излучателя. Как известно, переходы электронов между спиновыми подзонами однородного ферромагнетика в электродипольном приближении при учете только обменного взаимодействия запрещены [3]. Одним из вариантов снятия запрета является учет спин-орбитального взаимодействия [4]; однако, считается, что эффекты, обусловленные таким взаимодействием, в ферромагнетиках малы из-за его релятивистской природы. Некоторое время назад был предложен лазер, основанный на обменных переходах в ферромагнетике, в котором константа обменного взаимодействия связанных электронов, ответственных за намагниченность, и свободных электронов проводимости зависит от квазиимпульса последних [5, 6]. Данная идея получила развитие как в теоретической, так и в экспериментальной деятельности отдельных групп ученых [7–15]. Важно здесь заметить, что связь спиновых и орбитальных степеней свободы электронов проводимости в результате зависящей от их квазиимпульса константы $s{-}d$ обменного взаимодействия не является чисто обменной: такая зависимость константы от квазиимпульса может возникать только в результате спин-орбитального взаимодействия, но не в подсистеме свободных s-электронов, а в подсистеме связанных d- или f-электронов [1]. Вторая подсистема в известной литературе не учитывается явно, однако, если бы такой учет был произведен, эффект излучения оказался бы также спин-орбитальным.

В данной работе предлагается чисто обменный эффект излучения электромагнитной волны с переходом электронов проводимости между спиновыми подзонами. Связь спиновых и орбитальных степеней свободы в предлагаемой системе достигается за счет пространственно-неоднородного неколли-

1)e-mail: eugenk@ipmras.ru

неарного распределения намагниченности [16]. Рассмотрено геликоидальное распределение намагниченности, которое реализуется в гольмии при температуре ниже температуры Нееля, равной 133 К [17]. Поглощение гольмием электромагнитных волн экспериментально изучено в широком диапазоне частот [18]. На частоте, соответствующей обменному расщеплению спектра электронов проводимости, при температуре ниже температуры Нееля обнаружена особенность поглощения (и высокочастотной проводимости), которая связывается с обменно-обусловленными переходами электронов [19]. В настоящей работе теоретически исследован обратный эффект. На основе имеющихся экспериментальных данных рассчитана частотная зависимость спонтанного излучения гольмием при накачке в него неравновесного спина с помощью спин-поляризованного электрического тока [20]. Предложена возможная система для лазерной генерации, основанная на геликоидальном ферромагнетике, и определены ее характеристики (мощность излучения и пороговый ток) для разумных параметров.

Гамильтониан электронов проводимости в ферромагнетике в рамках $s{-}d$ модели обменного взаимодействия [1] имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} + J\left(\hat{\sigma}\cdot\mathbf{M}\left(\mathbf{r}\right)\right), \tag{1}$$

где $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ – оператор импульса, J – обменная константа, $\hat{\sigma}$ – вектор матриц Паули, m_e – масса электрона, $\mathbf{M}\left(\mathbf{r}\right)$ – единичный вектор в направлении намагниченности среды. В данной работе рассматривается геликоидальное распределение с намагниченностью вида $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{x}}\cos qz + \hat{\mathbf{y}}\sin qz$ (см. рис. 1), где

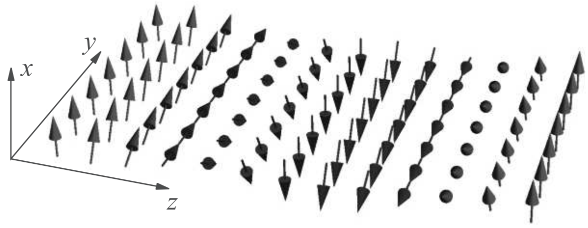

Рис. 1. (Цветной онлайн) Геликоидальное распределение намагниченности

$\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}$ – орты декартовой системы координат, $q = \frac{2\pi}{\lambda_M}$ – волновое число геликоида (λ_M – шаг спирали). Для системы с таким распределением намагниченности волновые функции и спектр могут быть найдены точно [21–23]. Они имеют вид

$$\psi_+ = e^{-i\frac{\varepsilon_\pm}{\hbar}t + i\mathbf{kr}}\begin{pmatrix}\delta e^{-i\frac{q}{2}z}\\ e^{i\frac{q}{2}z}\end{pmatrix}, \tag{2}$$

$$\psi_- = e^{-i\frac{\varepsilon_-}{\hbar}t + i\mathbf{kr}}\begin{pmatrix}e^{-i\frac{q}{2}z}\\ -\delta e^{i\frac{q}{2}z}\end{pmatrix}, \tag{3}$$

$$E_\pm = \frac{\hbar^2}{2m_e}\left(\mathbf{k}^2 + \frac{q^2}{4} \pm \sqrt{j^2 + k_z^2 q^2}\right), \tag{4}$$

где $j = \frac{2m_e}{\hbar^2}J$, $\mathbf{k}$ – квазиимпульс электрона, $\delta = \frac{j}{k_z q + \sqrt{j^2 + k_z^2 q^2}} \equiv \frac{-k_z q + \sqrt{j^2 + k_z^2 q^2}}{j}$.

Оператор взаимодействия электронов с полем электромагнитной волны имеет вид

$$\hat{H}_{em} = -\frac{e}{2m_e c}\left(\hat{\mathbf{p}}\mathbf{A} + \mathbf{A}\hat{\mathbf{p}}\right), \tag{5}$$

где e – модуль заряда электрона, c – скорость света в вакууме, вектор-потенциал $\mathbf{A} = -\frac{ic}{2\omega}\left(\mathbf{E}e^{-i\omega t} + \text{c.c.}\right)$ в пренебрежении пространственной дисперсией (ω и $\mathbf{E}$ – частота и амплитуда электрического поля волны). Вычислив матричный элемент оператора (5) на волновых функциях (2), (3), нетрудно найти вероятность перехода электрона между спиновыми подзонами под действием электрического поля электромагнитной волны [16, 19]:

$$W^{\pm}_{\mathbf{kk'}} = \frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{e\hbar E}{2m_e\omega}\right)^2 \left(q\xi_z\right)^2 \frac{J^2}{\Delta\varepsilon^2} \times \\ \times \frac{\Delta/\pi}{\left(\Delta\varepsilon - \hbar\omega\right)^2 + \Delta^2}\frac{V_{\text{act}}}{\left(2\pi\right)^3}\delta\left(\mathbf{k} - \mathbf{k'}\right), \tag{6}$$

где учтено размытие спиновых уровней за счет релаксации спина (время релаксации $2\pi\hbar/\Delta$), V_{act} – объем активной области, ξ_z – z-компонента вектора поляризации волны (единичного вектора в направлении $\mathbf{E}$), $\Delta\varepsilon = \varepsilon_+ - \varepsilon_- = \frac{\hbar^2}{m_e}\sqrt{j^2 + k_z^2 q^2}$ – изменение энергии при переходе электрона между спиновыми подзонами. Нетрудно видеть, что в магнитном геликоиде такое изменение энергии зависит от квазиимпульса электрона вдоль оси спирали k_z, т.е. спиновое расщепление не является постоянным в $\mathbf{k}$-пространстве.

Зная вероятность перехода электронов между спиновыми подзонами, можно записать интенсивность стимулированного излучения фотонов

$$R_{\text{st}} = \frac{1}{V}\int \frac{d\mathbf{k}d\mathbf{k'}}{\left(2\pi\right)^3} W^{\pm}_{\mathbf{kk'}}\left(f_+\left(1 - f_-\right) - f_-\left(1 - f_+\right)\right), \tag{7}$$

где $f_\pm$ – функции распределения для электронов двух спиновых подзон. Мы будем считать их функциями Ферми при нулевой температуре, а количество электронов и, соответственно, уровень Ферми будет отличаться от равновесного. Поскольку вероятность перехода электронов между спиновыми подзонами пропорциональна квадрату обменной константы J, будем, ограничиваясь вторым порядком по J, в функциях распределения пренебрегать обменным расщеплением спектра электронов.

Пусть в системе выделена узкая спектральная полоса электромагнитного излучения (например, с помощью резонатора). Тогда можно описывать систему концентрацией фотонов N_p в данной узкой полосе. Здесь стоит заметить, что, поскольку $W^{\pm}_{\mathbf{kk}'}$ пропорциональна E^2, т.е. интенсивности излучения на частоте ω, параметр $R_{\rm st}$, определяемый формулой (7), пропорционален концентрации фотонов: $R_{\rm st} = GN_p$.

Будем предполагать, что инжекция неравновесных по спину электронов осуществляется с помощью протекающего в системе электрического тока плотности j; при этом эффективность инжекции (определяющая степень поляризации электронов по спину) равна η. Как показано ранее, для инжекции электронов в верхнюю спиновую подзону нужно ориентировать магнитный геликоид таким образом, чтобы его ось была параллельна нормали к границе с источником спина [20]. При этом спин инжектированных электронов при протекании их по ферромагнетику следует за локальной намагниченностью, в соответствии с (2) и, кроме того, спиновая поляризация релаксирует к равновесной (переход из состояния (2) в состояние (3)) как за счет оптических переходов, так и в результате других процессов, например, спин-зависимого рассеяния на примесях. Затем заряд покидает ферромагнетик. Тогда общее число электронов в стационарном случае фиксировано, а их распределение по спину является неравновесным. Поэтому вместо концентрации электронов в двух спиновых подзонах $N_\pm$ система описывается величиной инверсной населенности δN: $N_\pm = N^0_\pm \pm \delta N$. Зная вероятность перехода (6) и предполагая, что ток инжектирует относительно немного электронов ($\delta N \ll N^0_\pm$), можно найти интенсивность стимулированного излучения фотонов:

$$R_{\rm st} = GN_p = \frac{3}{16\pi^2}\frac{e^2q^2\xi_z^2\Delta}{m_e^2\omega^3} I(\omega)\,\delta N N_p, \tag{8}$$

где безразмерная величина I равна

$$I = \int_0^1 dx \frac{\theta^2\left(1-x^2\right)}{(1+\beta^2x^2)\left(\left(\sqrt{1+\beta^2x^2}-\theta\right)^2+\delta^2\right)} \tag{9}$$

и введены безразмерные величины частоты $\theta = \frac{\hbar\omega}{2J}$, константы затухания спина $\delta = \frac{\Delta}{2J}$ и параметр адиабатичности $\beta = \frac{\hbar^2 q k_f/2m_e}{J}$ ($k_f = \left(3\pi^2 N_\pm\right)^{\frac{1}{3}}$ – импульс Ферми, который, вообще говоря, зависит от спиновой подзоны).

Зная интенсивность стимулированного излучения (8), можно записать уравнения для концентрации электронов и концентрации фотонов аналогично тому, как это делалось ранее в литературе [6]:

$$\dot{N}_p = GN_p - \nu_p N_p, \tag{10}$$

$$\delta\dot{N} = -GN_p - \frac{\Delta}{2\pi\hbar}\delta N + \frac{\eta}{eL}\left(1-e^{-\frac{L}{\lambda_s}}\right) j. \tag{11}$$

Здесь частота релаксации фотонов $\nu_p = \nu'_p + \nu''_p$ учитывает как поглощение фотонов в системе с частотой ν'_p, так и выход их из резонатора с частотой ν''_p. Кроме того, считается, что характерная длина пути заряда в ферромагнетике равна L (например, в плоско-слоистой системе, рассмотренной ниже, где спин из однородного ферромагнитного слоя инжектируется в неоднородный геликоидальный слой, L – толщина последнего), а длина релаксации спина равна λ_s. В общем случае уравнения (10), (11) имеют два стационарных решения. Одно из них тривиально и существует всегда: $N_p^{(*)} = 0, \delta N^{(*)} = \frac{2\pi\hbar\eta}{eL\Delta}\left(1-e^{-\frac{L}{\lambda_s}}\right) j$. Оно соответствует отсутствию фотонов. Другое определяется соотношениями

$$\nu_p = G\left(\delta N^{(**)}\right), \tag{12}$$

$$N_p^{(**)} = \frac{1}{\nu_p}\left(-\frac{\Delta}{2\pi\hbar}\delta N^{(**)} + \frac{\eta}{eL}\left(1-e^{-\frac{L}{\lambda_s}}\right) j\right). \tag{13}$$

Очевидно, что это состояние равновесия существует только если плотность тока j превышает пороговое значение

$$j_{th} = \frac{eL\Delta}{2\pi\hbar\eta\left(1-e^{-\frac{L}{\lambda_s}}\right)}\delta N^{(**)}, \tag{14}$$

где $\delta N^{(**)}$ определяется уравнением (12). Учитывая выражение G для геликоида (8), можно записать $\delta N^{(**)}$ в виде:

$$\delta N^{(**)} = \frac{8\pi^2}{3I(\omega)\,\xi_z^2}\frac{\hbar c}{e^2}\frac{\hbar\nu_p}{\Delta}\frac{m_e c^2}{\hbar^2q^2/2m_e}\left(\frac{\omega}{c}\right)^3, \tag{15}$$

из такой формы записи видно, что правая часть имеет размерность концентрации. В зависимости от плотности протекающего в системе тока, существуют два случая: если $j < j_{\rm th}$, есть только одно состояние равновесия (*) типа устойчивый фокус; если же

$j > j_{\rm th}$, состояние равновесия (*) имеет тип седло и появляется устойчивое состояние равновесия (**) типа фокус.

Рассмотрим вначале спонтанное излучение фотонов системой. В этом случае концентрация фотонов $N_p \propto \frac{1}{V}$ и стремится к нулю. Поэтому концентрация электронов равна $\delta N^{(*)}$. Пользуясь формулой, связывающей коэффициенты Эйнштейна для вынужденного и спонтанного излучения [24], нетрудно найти спектральную плотность мощности спонтанного излучения на единицу объема активной области:

$$p = \frac{3}{8\pi^3}\frac{\hbar^2 e^2 q^2 \xi_z^2}{m_e^2 c^3} I\left(\omega\right) \frac{\eta}{eL}\left(1 - e^{-\frac{L}{\lambda_s}}\right) j, \qquad (16)$$

где $I\left(\omega\right)$ определяется формулой (9) и фактически определяет частотную зависимость плотности мощности спонтанного излучения. График такой зависимости для гольмия, основанный на известных из эксперимента параметрах [18, 19] ($\delta = 0.225$, $\beta = 1.14$ при значениях $J = 0.185$ эВ, $k_f = 5.3 \cdot 10^7\,\text{см}^{-1}$, $q = 1.07 \cdot 10^7\,\text{см}^{-1}$, что соответствует полной концентрации электронов $N_\Sigma = 10^{22}\,\text{см}^{-3}$ и периоду намагниченности $\lambda_M = 6$ нм, наблюдающемуся в гольмии при температуре ниже температуры Нееля, но выше температуры Кюри (20 K) [17]), приведен на рис. 2. В использованной нами модели число фотонов

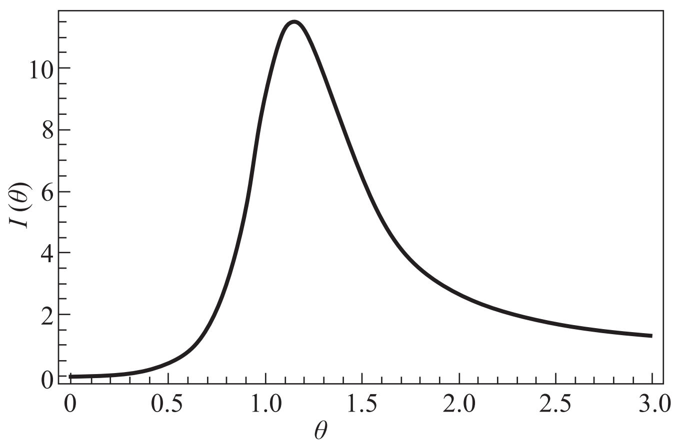

Рис. 2. Зависимость плотности мощности спонтанного излучения от частоты для гольмия (в безразмерных единицах; $\theta = \hbar\omega/2J$)

в области высоких частот спадает с частотой недостаточно быстро, что приводит к расходимости энергии спонтанного излучения света. Однако для частот порядка частоты, соответствующей обменному расщеплению и меньше, модель должна быть достаточно точной. Видно, что число фотонов имеет максимум при $\omega \approx \frac{2J}{\hbar}$, при этом частота, соответствующая максимуму, немного превышает указанное значение ($\theta \approx 1.1$). Это связано, с одной стороны, с тем, что в результате размытия уровней вклад дают не только те переходы, которые точно соответствуют частоте волны, но и соседние; в результате при преодолении $2J$ эффективная плотность состояний вначале возрастает, хотя реальная плотность состояний, соответствующих заданной частоте, все время падает с ростом частоты. С другой стороны, сдвиг в область высоких частот дает множитель θ^2 в $I\left(\omega\right)$. Для оценки размерного коэффициента в (16) использованы, кроме приведенных выше параметров, значения $\eta = 0.1$, $L = 10$ нм, $\lambda_s = 20$ нм [25, 26]; также считается, что электромагнитная волна поляризована вдоль оси z, т.е. $\xi_z = 1$. Коэффициент при $I\left(\omega\right)$ в спектральной плотности мощности излучения на 1 см^3 объема активной области и на $1\,\frac{\text{А}}{\text{см}^2}$ тока оказался равен $10^{-22}\,\frac{\text{Вт}}{\text{Гц}\cdot\text{см}^3\cdot\text{А/см}^2}$. Таким образом, спонтанное излучение оказывается весьма слабым (см. ниже).

Для оценки возможности вынужденного излучения в неколлинеарном ферромагнетике (состояние равновесия типа (**), определяемое формулами (12), (13)) рассмотрим систему, изображенную на рис. 3.

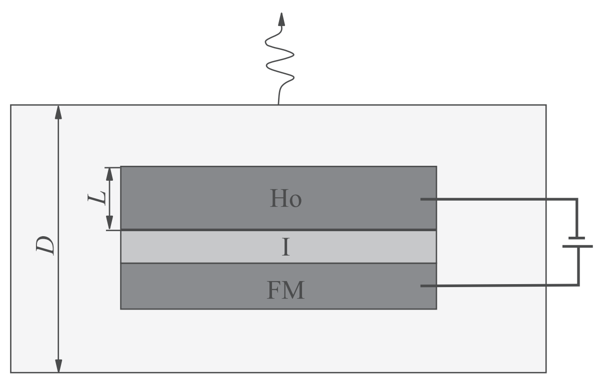

Рис. 3. (Цветной онлайн) Возможная геометрия системы для генерации электромагнитных волн, основанной на гольмии в геликоидальном магнитном состоянии (FM – однородный ферромагнетик, I – диэлектрическая прослойка, Ho – гольмий)

Активная область, в которую инжектируется спин-поляризованный ток, помещена в резонатор. Пусть площади активной области и резонатора равны $S_{\rm act}$ и $S_{\rm res}$, толщина активной области, как и раньше, L, а резонатора – D. Потери фотонов в резонаторе определяются как выходом их из резонатора с характерной частотой $\nu_p'' \approx \kappa\frac{c}{D}$, где величина κ определяет прозрачность стенки резонатора, так и поглощением их свободными носителями заряда с частотой $\nu_p' = \frac{V_{\rm act}}{V_{\rm res}}\nu_p^{\rm met}$, где $\nu_p^{\rm met}$ можно найти, зная проводимость активной области [6]. Величина $\nu_p^{\rm met}$ зависит от частоты и для указанных выше параметров гольмия примерно равна $1.1 \cdot 10^{15}\,\text{с}^{-1}$. Поглощением в диэлектрике, заполняющем резонатор, можно пренебречь по сравнению с учтенными двумя вкладами.

Используя теперь зависимость $I(\omega)$, показанную на рис. 2, а также параметры, указанные выше, можно оценить критический ток и мощность излучения, например, при токе, вдвое превышающем критический. Возьмем для оценок значения площадей $S_{\text{act}} = 1000\,\text{мкм}^2$, $S_{\text{res}} = 1\,\text{мм}^2$ и $D = 10\,\text{мкм}$; прозрачность стенки резонатора выберем равной $\kappa = 10^{-4}$. Подставляя параметры в (14) и (15), получим для частоты $\nu = 89\,\text{ТГц}$, соответствующей условию $\hbar\omega = 2J$ ($\theta = 1$), значение критического тока $j_{\text{th}} = 1.25 \cdot 10^8\,\frac{\text{А}}{\text{см}^2}$. Полученное значение тока достижимо в импульсном режиме, поскольку омические потери при протекании такого тока весьма велики (порядка $10^4\,\text{Вт}$). Мощность излучения, выходящего из резонатора, соответствующая $j = 2j_{\text{th}}$, равна $P = 14\,\text{Вт}$ (в импульсе) при объеме активной области $V_{\text{act}} = 10^{-11}\,\text{см}^{-3}$. Можно также оценить критический ток и мощность при работе вдали от резонанса системы, например, на частоте $\nu = 1\,\text{ТГц}$ (определяемой резонатором). Это имеет смысл, поскольку величина размытия уровней из-за релаксации спина Δ велика (порядка $0.08\,\text{эВ}$). Для данной частоты поглощение фотонов составляет $\nu_p^{\text{met}} = 1.4 \cdot 10^{15}\,\text{с}^{-1}$, и в результате простого вычисления получаем $j_{\text{th}} = 3 \cdot 10^7\,\frac{\text{А}}{\text{см}^2}$, $P = 22\,\text{мВт}$. Полученные значения разумны и могут быть реализованы в эксперименте.

Можно сравнить мощность спонтанного и вынужденного излучения для полученных оценок. Если ширина линии излучения, определяемая параметром κ, составляет для частоты порядка $10^{14}\,\text{Гц}$ величину порядка $10^{10}\,\text{Гц}$, объем активной области соответствует выбранным выше параметрам, ток равен $10^8\,\frac{\text{А}}{\text{см}^2}$ и величина $I(\omega) \approx 10$, то мощность спонтанного излучения оказывается равной $10^{-14}\,\text{Вт}$, что крайне мало по сравнению с полученной оценкой мощности вынужденного излучения.

Таким образом, в данной работе теоретически исследована возможность создания генератора электромагнитного излучения на основе обусловленных обменом электродипольных переходов электронов проводимости между спиновыми подзонами в гольмии, в котором при температуре ниже температуры Нееля (133 K) реализуется геликоидальное распределение намагниченности. На основе имеющихся экспериментальных данных о поглощении электромагнитного излучения гольмием сделаны оценки порогового тока генерации и мощности излучения для помещенной в резонатор геликоидальной структуры. Рассмотрены два случая: частота резонатора соответствует резонансной частоте системы (определяется энергией расщепления спиновых подзон в гольмии и составляет примерно 89 ТГц) и сильно смещена относительно резонансной (около 1 ТГц). Продемонстрирована принципиальная возможность проведения эксперимента по излучению электромагнитных волн при переходе электронов между спиновыми подзонами неколлинеарно намагниченной системой. Полученный пороговый ток достаточно велик и достижим лишь в импульсном режиме. Важной проблемой является то, что пропускание тока большой плотности может привести к перемагничиванию активной области. Для понижения пороговой плотности тока можно увеличивать эффективность инжекции спина либо повышать добротность резонатора. Также заметим, что в случае генерации излучения вдали от резонанса эффективность генерации низка (примерно на пять порядков ниже, чем в резонансе). Для достижения более эффективной генерации в терагерцовом диапазоне частот, а также снижения поглощения излучения средой (и порогового тока) представляется возможным использование в качестве активной среды разбавленных магнитных полупроводников [2].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 19-72-00130).

1. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, М. (1971).
2. T. Dietl, Nature Mater. **9**, 965 (2010).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, М. (1982).
4. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Физматлит, М. (2002).
5. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R. I. Shekhter, and M. Jonson, Europhys. Lett. **67**, 948 (2004).
6. A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, and M. Jonson, Low Temp. Phys. **31**, 352 (2005).
7. R. I. Shekhter, A. M. Kadigrobov, M. Jonson, E. I. Smotrova, A. I. Nosich, and V. Korenivski, Opt. Lett. **36**, 2381 (2011).
8. V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov and R. I. Shekhter, EPL **104**, 27011 (2013).
9. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов, А. И. Панас, С. Г. Чигарев, Э. М. Эпштейн, Письма в ЖЭТФ **93**(5), 289 (2011).
10. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев, Письма в ЖЭТФ **98**(11), 837 (2013).
11. Ю. В. Гуляев, Е. А. Вилков, П. Е. Зильберман, Г. М. Михайлов, А. В. Черных, С. Г. Чигарев, Письма в ЖЭТФ **99**(9), 591 (2014).

12. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, С. Г. Чигарев, Радиотехника и электроника **60**(5), 441 (2015).
13. Ю. В. Гуляев, Е. А. Вилков, С. Г. Чигарев, Р. С. Куликов, А. Р. Сафин, Н. Н. Удалов, Р. С. Давыденко, А. Г. Колесников, А. В. Огнев, Г. М. Михайлов, А. В. Черных, С. В. Ильин, Радиотехника и электроника **63**(8), 858 (2018).
14. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Крикунов, А. И. Панас, Э. М. Эпштейн, Письма в ЖЭТФ **85**(3), 192 (2007).
15. Н. А. Виглин, В. В. Устинов, В. М. Цвелиховская, О. Ф. Денисов, Письма в ЖЭТФ **84**(2), 84 (2006).
16. А. А. Фраерман, О. Г. Удалов, Письма в ЖЭТФ **87**(3), 187 (2008).
17. W. C. Koehler, J. Appl. Phys. **36**, 1078 (1965).
18. P. Weber and M. Dressel, J. Magn. Magn. Mater. **272–276**, E1109 (2004).
19. Е. А. Караштин, О. Г. Удалов, ЖЭТФ **140**(6), 1134 (2011).
20. Е. А. Караштин, ФТТ **62**(9), 1483 (2020).
21. В. М. Матвеев, Э. Л. Нагаев, ЖЭТФ **69**, 2151 (1975).
22. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Наука, М. (1979).
23. M. Calvo, Phys. Rev. B **19**, 5507 (1978).
24. И. И. Кондиленко, П. А. Коротков, А. И. Хижняк, *Физика лазеров*, Вища школа, Киев (1984).
25. L. Piraux, S. Dubois, A. Fert, and L. Belliard, Eur. Phys. J. B **4**, 413 (1998).
26. J. Bass and W. P. Pratt Jr., J. Phys.: Condens. Matter. **19**, 183201 (2007).

Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 127 – 133 © 2020 г. 25 июля

Плазмон-поляритон с уникально большим пробегом

В. И. Альшиц[1], *В. Н. Любимов*

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова
Федерального научно-исследовательского центра "Кристаллография и фотоника" РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 июня 2020 г.
После переработки 15 июня 2020 г.
Принята к публикации 16 июня 2020 г.

Предложен метод резкого увеличения (до нескольких порядков) длины пробега плазмон-поляритона вдоль интерфейса между металлом и кристаллом специальной ориентации, обеспечивающей полную делокализацию поляритона. В качестве примера развита теория для конфигурации контакта двух полубесконечных сред: металл–одноосный кристалл с оптической осью, параллельной интерфейсу.

DOI: 10.31857/S1234567820140128

Введение. Поверхностные электромагнитные волны в оптике твердых тел давно привлекают к себе внимание исследователей [1–5]. В последние годы большой интерес вызывает гибридная суперпозиция – плазмон-поляритон, локализованный у интерфейса металла с диэлектриком [6, 7] (плазмон в металле и поляритон в диэлектрике). Плазмонная компонента этой моды оказалась весьма востребованным активным элементом в приборах, используемых в спектроскопии [8], нанофотонике [9], биосенсорике [10, 11] и при обработке изображений [12, 13]. Собственные возбуждения этого типа порой становятся основой интерпретации природных явлений [14].

На границе диэлектрика, экранированного идеальным металлом, реализуется ситуация, похожая на случай рэлеевской волны в акустике твердых тел: поверхностный поляритон не выходит за пределы диэлектрической среды. Но на этом сходство и заканчивается. Волна Рэлея всегда существует в изотропной среде и почти всегда – в кристалле, а поверхностный поляритон запрещен в изотропной среде, а в кристалле может распространяться лишь при специальных условиях на диэлектрические константы вблизи некой резонансной частоты [15]. На границе двух разных изотропных диэлектриков решение для локализованного поляритона тоже существует лишь в резонансных условиях [1]. Но если заменить одну из сред кристаллом, то никакого резонанса не требуется: достаточно сориентировать его определенным образом относительно интерфейса. Дьяконов показал [16] на примере одноосного кристалла **c** оптической осью **c**, параллельной границе с изотропным диэлектриком, что поляритон существует в очень узком диапазоне направлений распространения и только если диэлектрические проницаемости кристалла $(\varepsilon_o, \varepsilon_e)$ и изотропной среды (ε) удовлетворяют условиям $\varepsilon_o < \varepsilon < \varepsilon_e$. Последующее обобщение [17] теории Дьяконова на случай произвольной ориентации оптической оси подтвердило универсальность этих неравенств, а также узость сектора существования поляритона при всех направлениях **c**.

В отличие от весьма жестких условий существования поляритонов, плазмон-поляритон у границы диэлектрика с нормальным металлом почти не имеет ограничений для своего распространения. Плазмон в металле как бы "тащит" за собой поляритон в любом направлении. Формально это происходит, благодаря отрицательности диэлектрической проницаемости ε_m металла (точнее, ее вещественной части ε'_m). Как уже говорилось, в идеальном металле, где эта величина считается бесконечной, глубина проникновения плазмона в металл равнялась бы нулю. Плазмоны существуют только в реальных металлах при длинах волн, когда величина ε'_m велика по модулю и отрицательна.

К сожалению, за снятие ограничений на существование приходится платить малостью длины пробега плазмон-поляритона из-за интенсивной диссипации энергии в металле. Мнимая компонента диэлектрической проницаемости ε_m обычно на несколько порядков превышает аналогичные компоненты в диэлектрике. Так что плазмон скорее тормозит поляритон, чем "тащит" за собой. Без плазмона в прозрачном диэлектрике пробег поляритона может значительно превышать сантиметры, а типичные пробеги плазмон-поляритона составляют ~ 10–100 мкм.

Существуют разные подходы к проблеме повышения длины пробега плазмон-поляритона [18–22]. В частности, в работе [21] предложено влиять на

[1] e-mail: valshits@mail.ru

этот пробег через анизотропию кристалла и показано, что, используя супер-анизотропный фотонный кристалл с отношением $\varepsilon_e/\varepsilon_o = 7.5/2$, можно найти волновую геометрию, позволяющую увеличить пробег плазмон-поляритона примерно втрое. Ниже мы покажем, что предлагаемая в [21] геометрия отнюдь не оптимальна. В качестве примера для того же фотонного кристалла, а также обычного кристалла каломели будут найдены ориентации, в которых пробег можно повысить на несколько порядков, благодаря весьма нетривиальному эффекту.

1. Физическая идея. Рассмотрим металлический слой толщиной d_m на диэлектрической подложке, которую мы будем считать полубесконечной. Длину пробега плазмон-поляритона L принято определять как расстояние, на котором интенсивность волны ослабляется в e раз, $L = 1/\delta$, где δ – стандартный коэффициент поглощения. Как известно [22], так определенная величина пробега равна $L = P/D$, где P – поток энергии, а D – диссипация энергии в волне. Как обычно, мы будем считать, что пробег L в основном лимитируется диссипативными потерями в металле, т.е. $D \approx D_m$, а поток энергии равен сумме потоков в диэлектрике и металле: $P = P_d + P_m$. Обычно глубина локализации плазмона в металле $(1/\kappa_m)$ в несколько раз меньше глубины $(1/\kappa_d)$ проникновения поляритона в диэлектрик. Поэтому даже при толстом слое металла, $\kappa_m d_m \gg 1$, поток в металле P_m должен быть заметно меньше, чем в диэлектрике P_d. А сильное уменьшение толщины, $\kappa_m d_m \ll 1$, должно снижать диссипацию D_m, что может существенно увеличить пробег L, несмотря на некоторое понижение P. Этим часто пользуются на практике.

Но наша идея состоит в модификации не плазмона в металле, а поляритона в диэлектрике. Мы будем увеличивать поток энергии P_d путем делокализации поляритона. Очевидно, что $P_d \propto \kappa_d^{-1}$, так что, по мере уменьшения параметра локализации κ_d, пробег $L \approx P_d/D_m$ должен расти. Конечно, это возможно только в кристалле. Как известно [23, 24], в кристаллах есть специальные ориентации, которые допускают распространение объемного поляритона ($\kappa_d = 0$), гибридизированного с обычным локализованным плазмоном. Эту моду мы будем называть объемным поляритон-плазмоном (ОПП). Пробег такой волны, отвечающий пределу $\kappa_d \to 0$, должен многократно превышать значения L для обычного плазмон-поляритона, достигая оптических длин пробега в прозрачных диэлектриках.

Подчеркнем, что обсуждаемая идея повышения пробега L относится к кристаллам любой анизотропии и металлическим слоям любой толщины. Ниже мы приведем конкретный расчет на примере простой структуры: одноосный диэлектрик – изотропный металл, которые будут считаться полубесконечными в направлениях, ортогональных интерфейсу.

2. Пример объемного поляритон-плазмона в плоскости Дьяконова. В работе [21] выбиралась плоскость распространения (сагиттальная плоскость), параллельная оптической оси $\mathbf{c}$ кристалла. При этом сравнивались решения для двух ориентаций $\mathbf{c}$: вдоль интерфейса или ортогонально ему. Ранее нами было показано [25], что в такой геометрии не существует решений для ОПП. Зато объемное решение заведомо существует [23, 24] в упомянутой выше геометрии Дьяконова [16], когда интерфейс параллелен оптической оси $\mathbf{c}$, а сагиттальная плоскость xy составляет с ней угол φ (рис. 1). Мы выбираем систему координат с осями x вдоль направления распространения $\mathbf{m}$ и y вдоль нормали $\mathbf{n}$ к интерфейсу. Напомним, что материальные параметры, определяющие свойства плазмон-поляритона, уже обсуждались во Введении: это диэлектрические проницаемости металла ε_m и кристалла ε_o и ε_e – обыкновенная и необыкновенная компоненты соответственно.

Электромагнитное поле плоской волны плазмон-поляритона имеет структуру

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}(\mathbf{r},t) \\ \mathbf{E}(\mathbf{r},t \end{pmatrix} = \exp[i(kx-\omega t)] \times$$

$$\times \begin{cases} \sum\limits_{\alpha=o,e} C_\alpha \begin{pmatrix} \mathbf{H}_\alpha \\ \mathbf{E}_\alpha \end{pmatrix} e^{-\kappa_\alpha y}, & y > 0, \\ C_m \begin{pmatrix} \mathbf{H}_m \\ \mathbf{E}_m \end{pmatrix} e^{\kappa_m y}, & y < 0. \end{cases} \tag{1}$$

Здесь ω – частота, $k = k_x = n\omega/c$ – волновое число, n – индекс рефракции, c – скорость света в вакууме. Эта суперпозиция описывает поляритон в кристалле $(y > 0)$, состоящий из обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волн, и плазмон в металле $(y < 0)$. Их векторные амплитуды $(\mathbf{H}_{\alpha,m}, \mathbf{E}_{\alpha,m})$ и параметры локализации $\kappa_{\alpha,m}$ находятся из уравнений Максвелла. Скалярные амплитуды волн $C_{\alpha,m}$ определяются из условий непрерывности на интерфейсе тангенциальных компонент полей.

Параметры локализации $\kappa_{\alpha,m} \equiv kq_{\alpha,m}$ парциальных волн могут быть представлены в следующей форме:

$$q_o = \sqrt{1-s}, \quad q_e = \sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o}(1 - \Delta_e \sin^2\varphi - s)},$$

$$q_m = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_o} s}, \tag{2}$$

где вместо индекса рефракции n введена подстановка $s = \varepsilon_o/n^2$, и обозначено $\Delta_e = (\varepsilon_e - \varepsilon_o)/\varepsilon_e$. Неизвестный параметр s, через который вычисляются все волновые характеристики плазмон-поляритона (n и $q_{o,e,m}$), определяется из дисперсионного уравнения Дьяконова [16], которое в наших терминах имеет вид

$$(\varepsilon_m q_o + \varepsilon_o q_e)(q_m + q_e)(q_m + q_o) = q_o(\varepsilon_e - \varepsilon_m)(\varepsilon_m - \varepsilon_o)/n^2. \tag{3}$$

Впрочем, для наших целей будет удобней предварительно преобразовать это уравнение к более компактному виду, воспользовавшись двумя тождествами

$$(\varepsilon_m - \varepsilon_o)/n^2 \equiv q_o^2 - q_m^2, \quad \varepsilon_e q_o^2 - \varepsilon_o q_e^2 \equiv (\varepsilon_e - \varepsilon_o)\sin^2\varphi. \tag{4}$$

В результате получаем

$$\varepsilon_m q_o^2 + q_e(\varepsilon_m q_o + \varepsilon_o q_m) + \varepsilon_e q_o q_m = (\varepsilon_e - \varepsilon_o)\sin^2\varphi. \tag{5}$$

Согласно [23], в положительных кристаллах ($\varepsilon_e > \varepsilon_o$) в рассматриваемой ориентации (рис. 1). Параметр q_e может обратиться в нуль при определенном выборе направления распространения. Подставляя значение $q_e = 0$ в (5), нетрудно найти такую ориентацию $\varphi = \varphi_c^0$:

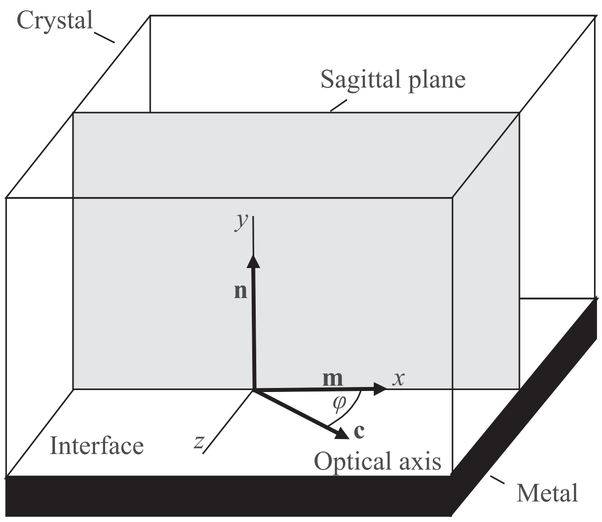

Рис. 1. Геометрические характеристики рассматриваемой системы

$$\sin\varphi_c^0 = 1/\sqrt{\Delta_e\left(1 - \frac{\varepsilon_m\varepsilon_o(2\varepsilon_e - \varepsilon_m)}{\varepsilon_e^2(\varepsilon_o - \varepsilon_m)}\right)}, \tag{6}$$

где мы пока не учитываем существование мнимой добавки в ε_m. Найденное значение угла φ_c^0, отвечающее искомой объемной моде для поляритона, одновременно задает границу существования плазмон-поляритона $\varphi \le \varphi_c^0$. При переходе через эту границу поляритон становится оттекающим [24], уносящим энергию вглубь кристалла. Конечно, найденное объемное решение имеет смысл лишь при условии, что правая часть в (6) не превышает единицу. Это обеспечивается неравенством

$$\varepsilon_m \le \varepsilon_m^0 \equiv -\frac{\varepsilon_o\varepsilon_e}{\varepsilon_e - \varepsilon_o}. \tag{7}$$

Однако по абсолютной величине параметр ε_m быстро увеличивается с ростом длины волны. Согласно [26], повышение вакуумной длины волны λ_{vac} от 0.75 до 1.25 мкм приводит к изменению модуля $|\varepsilon_m|$ примерно от 20 до 70. Таким образом, условие (7) может быть реализовано в любом положительном кристалле уходом в инфракрасную область.

3. Решение для ОПП при учете поглощения в металле. Перейдем теперь к учету поглощения плазмона в металле, принимая во внимание при решении дисперсионного уравнения (5) комплексность параметров $n = n' + in''$, $s = s' - is''$ и $\varepsilon_m = \varepsilon_m' + i\varepsilon''$, где все добавки n'', s'' и ε_m'' положительны. При таком учете экспонента в правой части (1) трансформируется следующим образом:

$$\exp\left(i\frac{\omega}{c}nx\right) = \exp\left(i\frac{\omega}{c}n'x\right)\exp\left(-\frac{\omega}{c}n''x\right) \equiv$$
$$\equiv \exp\left(i\frac{\omega}{c}n'x\right)\exp\left(-\frac{1}{2}\delta x\right). \tag{8}$$

Это дает коэффициент поглощения

$$\delta = \frac{2\omega}{c}n'' = \frac{4\pi n''}{\lambda n'} \equiv \frac{1}{L}, \tag{9}$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega n'$ – длина волны в данной среде. Соответственно, для относительного пробега плазмон-поляритона имеем

$$\frac{L}{\lambda} = \frac{n'}{4\pi n''} = \frac{s'}{2\pi s''}. \tag{10}$$

При замене $s \to s' - is''$ параметры локализации (2) становятся комплексными. В частности, при этом $q_e = q_e' + iq_e''$. Нас будут интересовать условия, обеспечивающие полную делокализацию параметра q_e, т.е. такие ориентации $\varphi = \varphi_c$, для которых $q_e' = 0$. В этом случае должно быть $q_e(\varphi_c) = iq_e''$, так что в соответствии с (2) имеем

$$q_e^2(\varphi_c) = \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o}(1 - \Delta_e\sin^2\varphi_c - s_c' + is_c'') =$$
$$= -[q_e''(\varphi_c)]^2 \equiv -\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o}Q^2 < 0. \tag{11}$$

Из этого соотношения немедленно следует принципиально важный и ожидаемый результат

$$n_c'' = s_c'' = 0, \tag{12}$$

отвечающий ОПП и бесконечному пробегу L (10) (в условиях пренебрежения диссипацией энергии в кристалле — см. разделы 1 и 6). Введенный в (11) неизвестный параметр Q подлежит определению из дисперсионного уравнения (5), наряду с критическим азимутом φ_c (формула (6) дает лишь оценку этого угла). Выразим основные волновые параметры ОПП через Q, используя (2), (11), (12):

$$s'_c = 1 - \Delta_e \sin^2\varphi_c + Q^2, \tag{13}$$

$$q_e(\varphi_c) = iQ\sqrt{\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o}},\ q_o(\varphi_c) = \sqrt{\Delta_e \sin^2\varphi_c - Q^2},$$
$$q_m(\varphi_c) = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon'_m + i\varepsilon''_m}{\varepsilon_o} s'_c}. \tag{14}$$

Подчеркнем, что это точные соотношения, как и уравнение (5).

Нетрудно убедиться, что рассматриваемая объемная парциальная волна e-поляризации, отвечающая параметрам $\varphi = \varphi_c$, $q'_e = 0$ и $n'' = s'' = 0$, характеризуется вещественным волновым вектором

$$\mathbf{k}_e = \frac{\omega}{c} n'(\mathbf{m} - q''_e \mathbf{n}), \tag{15}$$

который слегка наклонен по отношению к интерфейсу – в меру малости компоненты q''_e, т.е. параметра Q (при этом, очевидно, $\mathbf{k}_o \| \mathbf{m}$, поскольку $q''_o = 0$). Отвечающая вектору (15) лучевая скорость $\mathbf{v}_r$, параллельная потоку энергии $\mathbf{P}_e$ волны, имеет следующую проекцию на нормаль $\mathbf{n}$ [27]:

$$\mathbf{v}_r \cdot \mathbf{n} = -q''_e \frac{cn'}{\varepsilon_e}. \tag{16}$$

Учет поглощения волны в терминах мнимой добавки in'' в индексе рефракции (в предположении вещественности частоты ω) отвечает стационарной картине гармонических осцилляций с амплитудами, монотонно убывающими вдоль направления распространения – см. (8). При $n'' = 0$ стационарный поток энергии $\mathbf{P}_e$ в непоглощающем кристалле, очевидно, должен иметь компоненту в сторону интерфейса, чтобы компенсировать потери энергии плазмона в поглощающем металле (рис. 2). В рассматриваемом модельном случае полуограниченного кристалла такая компенсация происходит из бесконечного резервуара энергии объемной волны, так что это не требует внешней подкачки и не ограничивает пробег ОПП. В разделе 6 мы вернемся к обсуждению этой проблемы применительно к более реалистическим условиям поглощающего кристалла конечной толщины.

Таким образом, с учетом сказанного, выражение (16) указывает на универсальное свойство положительности параметра q'', т.е. $Q > 0$. Как мы увидим,

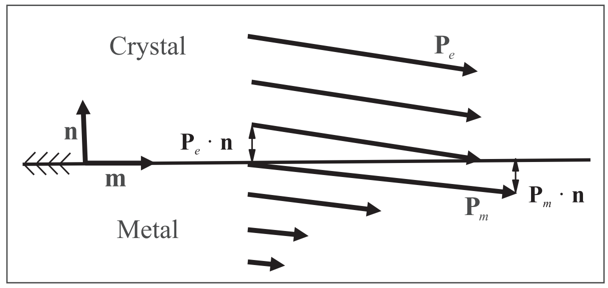

Рис. 2. Волновые потоки энергии у границы прозрачного кристалла с поглощающим металлом при $\varphi = \varphi_c$ и условиях (9)–(13). В построениях учтено требование непрерывности на интерфейсе нормальной компоненты потока энергии $\mathbf{P}_m \cdot \mathbf{n} = \mathbf{P}_e \cdot \mathbf{n}$

величина Q довольно мала ($\sim 10^{-2}$). Опуская Q^2 в выражениях (13), (14) для s'_c и $q^2_{o,m}(\varphi_c)$, подставим их в уравнение (5). В таком нулевом порядке угол φ_c дается соотношением (6) при замене в нем $\varepsilon_m \to \varepsilon'_m$. А сам параметр Q в том же порядке легко находится из дисперсионного уравнения (5):

$$Q^0 \approx -\sqrt{\frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e}} \left(\frac{\varepsilon''_m q_o (2\varepsilon_o q_o q'_m - \varepsilon_e s_c)}{2\varepsilon_o q'_m (\varepsilon_o q'_m + \varepsilon'_m q_o)} \right)_0, \tag{17}$$

где индекс “0” означает пренебрежение при расчетах поправками $\sim Q^2$ по сравнению с Q.

4. Описание плазмон-поляритона в окрестности ОПП. Теперь представляет интерес оценить поведение ключевых параметров $s''(\varphi)$ и $q'_e(\varphi)$ в окрестности φ_c, где они теперь отличны от нуля, а пробег плазмон-поляритона, соответственно, конечен. Перепишем дисперсионное уравнение (5) в виде

$$q_e(s,\varphi) = \frac{(\varepsilon_e - \varepsilon_o)(\sin^2\varphi - q_o q_m)}{\varepsilon_m q_o + \varepsilon_o q_m} - q_o \equiv F(s,\varphi;\varepsilon_m). \tag{18}$$

Введем новую переменную в виде малого параметра $\delta\varphi \equiv \varphi_c - \varphi \ll \varphi_c$. В этой узкой области ориентаций из уравнения (18) нетрудно получить

$$q'_e \approx F(s',\varphi;\varepsilon'_m) \approx -\left(\frac{dF}{d\varphi}\right)_{\varphi_c} \delta\varphi, \tag{19}$$

где принято во внимание, что по определению $q'_e(\varphi_c) = F(\varphi_c) = 0$. Для избавления от иррациональности в левой части уравнения (18) возведем его в квадрат

$$q_e^2 = F^2(s' + is'', \varphi; \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m). \tag{20}$$

Мнимая часть этого уравнения, разложенного по малым добавкам $i\varepsilon''_m/\varepsilon'_m$ и is'', с учетом (2) дает:

$$s'' = -2\frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} F(s',\varphi;\varepsilon'_m) \left[\varepsilon''_m \left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon'_m}\right)_{\varphi_c} + s'' \left(\frac{\partial F}{\partial s'}\right)_{\varphi_c} \right]. \tag{21}$$

Таблица 1. Материальные, ориентационные и волновые параметры для двух кристаллов

Кристалл	ε_o	ε_e	φ_c^0, рад	φ_c, рад	Q^0	Q
Hg_2Cl_2	3.771	6.566	0.7193	0.7179	0.03383	0.03217
PhCr	2	7.5	0.7509	0.7494	0.01373	0.01372

С учетом малости в (21) множителя $F = q_e' \ll 1$, член, отвечающий второму слагаемому в квадратных скобках, много меньше величины s'' в левой части и может быть опущен. В результате, с учетом (19), получаем простую оценку

$$s'' \approx K\delta\varphi, \tag{22}$$

где

$$K = 2\varepsilon_m'' \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \left(\frac{dF}{d\varphi} \frac{dF}{d\varepsilon_m'} \right)_{\varphi_c}. \tag{23}$$

Найденная линейная связь (22) между s'' и $\delta\varphi$ дает в рассматриваемом малом интервале ориентаций следующую зависимость длины пробега $L(\varphi)$ (10):

$$\frac{L}{\lambda} \approx \frac{\Lambda}{\varphi_c - \varphi}, \quad \Lambda = \frac{s_c'}{2\pi K}. \tag{24}$$

Таким образом, как и ожидалось, мы опять пришли к неограниченному нарастанию пробега плазмон-поляритона по мере приближения волновой ориентации (угла φ) к критическому значению φ_c, отвечающему собственному решению для ОПП. Ниже приближенная зависимость (24) будет подтверждена точным компьютерным решением дисперсионного уравнения (5) для двух конкретных кристаллов.

5. Численная иллюстрация эффекта для двух кристаллов. Приведем теперь примеры численного решения рассматриваемой задачи для кристалла каломели (Hg_2Cl_2) и фотонного кристалла (PhCr), рассматривавшегося в [21, 22]. Материальные параметры $\varepsilon_{o,e}$ для этих кристаллов приведены в табл. 1 по данным из [21, 28]. В качестве металла было выбрано золото при длине волны в вакууме $\lambda_{\text{vac}} = 1$ мкм, когда $\varepsilon_m = -41.849 + i \cdot 2.90$ [26].

Численная процедура заключалась в нахождении из дисперсионного уравнения (5) зависимостей вещественной и мнимой частей индекса рефракции $n = n' + in''$ от азимута φ и построения на этой основе функций $L(\varphi)$ (10) для обоих кристаллов (рис. 3). Видно, что на большей части интервала изменения угла φ длина пробега L плазмон-поляритона в обоих случаях очень медленно возрастает, но вблизи соответствующих критических углов φ_c рост резко ускоряется, так что при $\varphi \to \varphi_c$ зависимости $L(\varphi)$ стремятся к бесконечности, как это и предсказывалось.

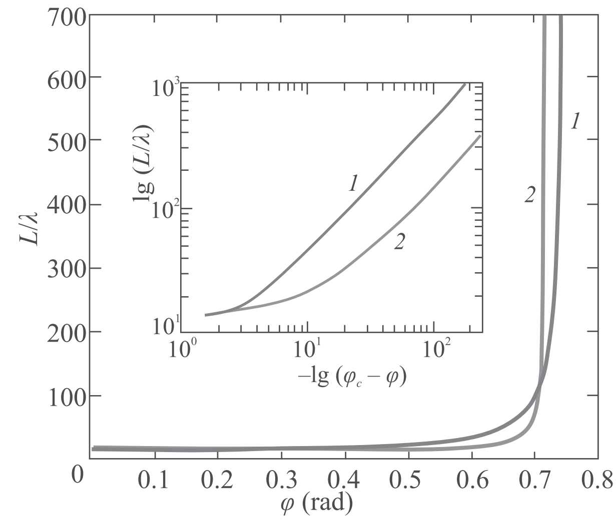

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость относительного пробега L/λ плазмон-поляритона от азимута φ направления распространения $\mathbf{m}$ (рис. 1) на интерфейсе между золотом и кристаллом PhCr (*1*) или Hg_2Cl_2 (*2*)

В случае супер-анизотропного фотонного кристалла кривая $L(\varphi)$ более плавная: она раньше начинает резкий подъем, а ее асимптота правее. Интересно, что перестроение полученных кривых в двойных логарифмических координатах (см. вставку на рис. 3) дает вблизи φ_c их спрямление с одинаковым наклоном $\alpha \approx \pi/4$, что отвечает приближенной зависимости (24).

Приведенное в табл. 1 сопоставление численно найденных значений критических углов φ_c с рассчитанными по приближенной формуле (6) (после замены там $\varepsilon_m \to \varepsilon_m'$) дает очень близкие значения, что указывает на малость соответствующих параметров Q^2, которые определяют разницу (см. замечание выше формулы (17)). Это подтверждается сравнением в той же табл. 1 приближенных значений Q^0, найденных по формуле (17), с параметрами Q, полученными из численного счета. Для каждого из кристаллов эти параметры, во-первых, действительно малы, а во-вторых, близки друг к другу. Последнее попрежнему связано с малостью значений Q^2.

6. Заключение. Представленная теория касается только положительных кристаллов ($\varepsilon_e > \varepsilon_o$). Для простоты мы ограничились также рассмотрением лишь геометрии Дьяконова, когда интерфейс структуры выбирается параллельным оптической оси кристалла. В этом случае в любом кристалле может быть реализована объемная необыкновенная волна при условии (7), которое всегда может быть обеспечено повышением длины волны. Но, конечно, обсуждаемый эффект никак не связан с выбранной нами симметричной ориентацией интерфейса и будет существовать при несимметричных ориентациях тоже.

В отличие от поляритона Дьяконова, существующего только в положительных кристаллах, рассматриваемая объемная мода ОПП может быть реализована и в отрицательных кристаллах ($\varepsilon_e < \varepsilon_o$), на этот раз обыкновенной поляризации ($q_o = 0$). Более того, делокализация поляритонов существует и в двуосных кристаллах [29], так что обсуждаемый эффект может быть реализован и на границе с диэлектриком произвольной анизотропии.

Бесконечная длина пробега L объемного поляритон-плазмона в (24) при $\varphi = \varphi_c$ не должна сбивать нас с толку. Это всего лишь плата за пренебрежение поглощением в кристалле, которое, впрочем, на самом деле мало по сравнению с затуханием в металле. Действительно, для объемной e-волны совокупные диссипация энергии D_e и поток P_e пропорциональны толщине кристалла d_{cr} и в достаточно толстом кристалле при $d_{cr} \gg d_m\kappa$, где $\kappa \sim \delta_m/\delta_e$, должны с большим запасом превалировать над соответствующими величинами D_m и P_m в металле. В результате оценка $L = P/D$ (см. раздел 1) дает

$$L = \frac{P_e + P_m}{D_e + D_m} \approx \frac{P_e}{D_e} = \frac{1}{\delta_e}. \tag{25}$$

Существенно, что она не зависит от толщины кристалла при условии $d_{cr} \gg d_m\kappa$. Очевидно, что даже миллиметровая толщина кристалла на фоне практически используемых толщин металла $d \sim 40{-}50$ нм может быть вполне достаточной для справедливости оценки (25). Последняя отвечает типичному пробегу поляритона в кристалле (без плазмона), т.е. на несколько порядков больше, чем обычный пробег локализованного плазмон-поляритона, когда параметр L составляет всего лишь десятки микрон. Кстати, на рис. 3 линии пробегов оборваны на уровне 700λ, что отвечает примерно 0.3–0.4 мм для кристаллов Hg_2Cl_2 и PhCr, соответственно, и вряд ли превышает физическое ограничение (25).

Авторы признательны Д. А. Бессонову за помощь в численных расчетах, а также Министерству науки и высшего образования РФ за поддержку этого исследования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН.

1. *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces*, ed. by V. M. Agranovich and D. L. Mills, North-Holland, Amsterdam (1982) [*Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела*, сб. статей под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, Наука, М. (1985)].
2. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, Phys. Rep. **408**(3–4), 131 (2005).
3. S. A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications*, Springer, N.Y. (2007).
4. J. A. Polo Jr. and A. Lakhtakia, Laser Photonics Rev. **5**, 234 (2011).
5. O. Takayama, L.-C. Crasovan, S.K. Johansen, D. Mihalache, D. Artigas, and L. Torner, Electromagnetics **28**, 126 (2008).
6. I. Abdulhalim, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **11**, 015002 (2009).
7. T. Zhang and F. Shan, J. Nanomaterials. Plasmonics and Nanophotonics. Open Access **2014**, 495381, 16 (2014).
8. C. L. Haynes, A. D. McFarland, and R. P. van Duyne, Anal. Chem. **77**(17), 338A (2005).
9. D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, Nature Photon. **4**(2), 83 (2010).
10. J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. van Duyne, Nature Mater. **7**(6), 442 (2008).
11. J. Homola, Chem. Rev. **108**(2), 462 (2008).
12. S. Kawata, Y. Inouye, and P. Verma, Nature Photon. **3**(7), 388 (2009).
13. A. Fast, J. P. Kenison, C. D. Syme, and E. O. Potma, Appl. Opt. **22**(55), 5994 (2016).
14. Г. С. Бордонский, А. А. Гурулев, А. О. Орлов, Письма в ЖЭТФ **111**(5), 311 (2020).
15. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, ЖЭТФ **128**(5), 904 (2005).
16. М. И. Дьяконов, ЖЭТФ **94**(4), 119 (1988).
17. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, ФТТ **44**(2), 371 (2002).
18. J. B. Khurgin and A. Boltasseva, MRS Bull. **37**(8), 768 (2012).
19. P. Berini, J. Appl. Phys. **102**(5), 053105 (2007).
20. T. Holmgaard and S. I. Bozhevolnyi, Phys. Rev. B **75**, 245405 (2007).
21. A. A. Krokhin, A. Neogi, and D. McNeil, Phys. Rev. B **75**, 235420 (2007).
22. Nagaraj and A. A. Krokhin, Phys. Rev. B **81**, 085426 (2010).
23. R. Li, C. Cheng, F. F. Ren, J. Chen, Y. X. Fan, J. Ding, and H. T. Wang, Appl. Phys. Lett. **92**(14), 141115 (2008).
24. H. H. Liu and H. C. Chang, IEEE Photonics Journal **5**(6), 4800806 (2013).

25. V. I. Alshits, V. N. Lyubimov, J. P. Nowacki, and A. Drabik, Int. J. Appl. Electromagnetics Mechanics (2020), in press.
26. P. B. Johnson and R. W. Christy, Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
27. Ф. И. Федоров, *Оптика анизотропных сред*, Едиториал УРСС, М. (2004).
28. З. Б. Перекалина, Ч. Барта, И. Грегора, А. Б. Васильев, Л. Д. Кисловский, Оптика и спектроскопия **42**(6), 1134 (1977).
29. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, Кристаллография **54**(6), 1023 (2009).

Текущий авторский указатель томов 110 за 2019 г. и 111 за 2020 г.[1)]

1) В скобках указаны номера страниц английского издания для вып. 110 (1)–111(5).

Инструкция для авторов

Журнал "Письма в ЖЭТФ" (и его англоязычная версия "JETP Letters") публикует краткие статьи, требующие срочной публикации и представляющие общий интерес для широкого круга читателей-физиков. К категории срочных публикаций относятся первые наблюдения новых физических явлений и теоретические работы, содержащие принципиально новые результаты. Журнал также публикует краткие комментарии к статьям, появившимся ранее в нашем журнале. (Правила написания комментариев см. на сайте http://www.jetpletters.ac.ru/.)

"Письма в ЖЭТФ" является двуязычным журналом, принимая и публикуя статьи на русском и на английском языках. Все статьи на английском языке, принятые к публикации, направляются на лингвистическую экспертизу. Если английский текст признается недостаточно ясным, то редакция оставляет за собой право попросить у авторов для опубликования русскую версию статьи.

В "JETP Letters" все статьи публикуются на английском языке. Перевод русских и редактирование английских статей осуществляется в издательстве МАИК "Наука/Интерпериодика". Русская и англоязычная версии должны быть идентичны, поскольку статья, опубликованная в обеих версиях, является одной публикацией. Хотя английская версия окончательно редактируется на месяц позже русской, в ней не должно быть дополнительных ссылок, рисунков, формул и т. п., и все утверждения должны быть одинаковы.

Размер статьи, как правило, не должен превышать **пяти** страниц русского издания, что примерно соответствует **25 KBytes** в формате LATEX, считая 1 kByte на каждый рисунок. Более точно объем текста можно оценить, оформив текст по образцу, с использованием стилевого файла jetpl.cls.

Статьи в редакцию можно направлять

– по электронной почте letters@kapitza.ras.ru – направлять текст в формате TeX, LaTeX (для статей на русском языке допускается MS Word), рисунки в формате PostScript (..ps), EncapsulatedPostScript (..eps) или PaintBrush (..pcx), каждый рисунок отдельным файлом. Необходимо также приложить pdf файл статьи с встроенными рисунками.

– по почте по адресу: 117334 Москва, ул. Косыгина 2, "Письма в ЖЭТФ" – два экземпляра статьи с рисунками на отдельных страницах (для полутоновых рисунков еще один дополнительный экземпляр). К рукописи нужно приложить электронный адрес (e-mail) и почтовый адрес с индексом, фамилию, полное имя и отчество того автора, с которым предпочтительно вести переписку, а также номера его служебного и домашнего телефонов; для статей на английском языке – дополнительно CD диск с текстом в формате LATEX;

Для статей из России и других стран СНГ должно быть представлено направление от учреждения, которое будет фигурировать в титуле статьи как основное.

Решение о публикации или отклонении статей принимается на заседании редколлегии по представлению члена редколлегии по соответствующему разделу. Основанием для отклонения статьи может быть ее недостаточная актуальность, отсутствие существенного продвижения по сравнению с другими публикациями в этой области, слишком специальная тематика и др. Рецензия на отклоненные статьи, как правило, не сообщается. Авторы могут прислать отклоненную статью на повторное рассмотрение, сопроводив ее разъяснительным письмом. В этом случае статья будет направлена на дополнительное рецензирование.

Оформление рукописи

ЗАГЛАВИЕ

Инициалы и фамилии авторов

Обязательно — *Учреждения, где работают авторы* (*включая город и почтовый индекс; e-mail одного из авторов*)

Дата поступления

Текст аннотации

Далее следует основной текст.

Фамилии иностранных авторов пишутся в русской транскрипции, но в сноске дополнительно указывается оригинальная транскрипция. Названия мест работы за рубежом пишутся по- английски.

Обращаем внимание авторов статей на русском языке на то, что перевод фамилий с русского языка на английский производится по жестким правилам (см. Письма в ЖЭТФ, т. 58, вып. 8, с. 699). Если авторы по каким-то причинам предпочитают иную транскрипцию своей фамилии, об этом следует написать на отдельном листе.

Поскольку аннотации сейчас распространяются и отдельно от статей (базы данных, системы – On-line. и т.п.), текст аннотации должен быть самодостаточным: без ссылок на список литературы, с понятными обозначениями, без аббревиатур. Сокращения словосочетаний должны даваться заглавными буквами (без точек) и поясняться при первом их употреблении. В тексте подстрочные примечания должны иметь сплошную нумерацию по всей статье.

Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой, например, [1]. Литература дается в порядке упоминания в статье. Для журнальных статей указываются сначала инициалы, затем фамилии всех авторов, название журнала, номер тома (полужирным шрифтом), первая страница и год в круглых скобках.

Для книг надо указывать инициалы и фамилии всех авторов, полное название книги, издатель, год, том, номер издания, часть, глава, страница (если ссылка на переводное издание, то обязательно в скобках нужно указать данные оригинала).

Цитирование двух или более произведений под одним номером, одного и того же произведения под разными номерами не допускается. В обозначениях и индексах не должно быть русских букв. Например, следует писать $P_{\rm opt}$, а не $P_{\rm опт}$.

В десятичных дробях вместо запятой нужно использовать точку. Векторы должны выделяться в тексте статьи полужирным шрифтом (без стрелки над ними).

Поскольку рисунки переносятся без изменений из "Писем в ЖЭТФ" в "JETP Letters" все надписи на рисунках должны быть только на английском языке. Авторов, использующих при подготовке рисунков компьютерную графику, просим придерживаться следующих рекомендаций: графики делать в рамке; штрихи на осях направлять внутрь; по возможности использовать шрифт Times; высота цифр и строчных букв должна быть в пределах $(3 \div 4)\%$ от максимального размера (высоты или ширины) рисунков, это относится и к цифрам на осях вставки; единицы измерения на осях графиков приводить в скобках. При подготовке рисунка имейте в виду, что, как правило, ширина рисунка при печати не превышает 82 мм; в исключительных случаях рисунок размещается на всей ширине листа (до 160 мм).

Рисунки публикуются "on-line" в цвете. На авторов возлагается обязанность проверить, что цветные рисунки читаемы в черно-белом печатном варианте.

Образцы оформления статьи и рисунков, а также стилевой файл можно списать с WWW- страницы "Писем в ЖЭТФ" (http://www.jetpletters.ac.ru/).

Содержание
Том 112, выпуск 1
Поля, частицы, ядра

Оптика, лазерная физика

Конденсированное состояние

Содержание
Том 112, выпуск 2
Оптика, лазерная физика