



# Конференция Спиновая физика, спиновая химия и спиновая технология

Санкт-Петербург, 6–9 октября 2025 г.

## Тезисы докладов



УДК 539.121.4  
ББК 22.3

Тезисы докладов конференции «Спиновая физика, спиновая химия и спиновая технология». —  
СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2025. —с. 105.

ISBN 978-5-93634-078-9

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов. В процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления.

Составитель и технический редактор: Е.А. Ефремова

Отдел научно-технической информации  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе  
Политехническая, 26, 194021, СПб  
Телефон 812 297 2617  
Эл. почта: [ekaterina.efremova@mail.ioffe.ru](mailto:ekaterina.efremova@mail.ioffe.ru)

## Организаторы

ФТИ им. А.Ф. Иоффе  
Академический университет им. Ж.И. Алфёрова  
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Санкт-Петербургское отделение Российской академии наук»  
Центр Межрегионального Инновационного Развития(ООО «ИННО-МИР»)  
АНО Международный центр коммуникаций в области науки, технологий и инноваций «Пи-Сфера» (АНО «Пи-Сфера»)

## Программный комитет

Ю.Г. Кусраев, *сопредседатель*, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
К.М. Салихов, *сопредседатель*, Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, Казань

Н.С. Аверкиев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
Е.Г. Багрянская, Институт органической химии имени Н.Н. Ворожцова СО РАН, Новосибирск  
В.В. Бельков, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
М.Р. Гафуров, Казанский Федеральный Университет, Казань  
М.М. Глазов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
А.В. Двуреченский, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск  
А.М. Калашникова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
В.Л. Коренев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
С.А. Никитов, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
В.В. Павлов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
А.В. Родина, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
С.А. Тарасенко, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
О.Е. Терещенко, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск  
А.А. Торопов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
Т.С. Шамирзаев, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск  
В.В. Устинов, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург

## Организационный комитет

Н.С. Аверкиев, *председатель*, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
Е.Б. Лифшиц, *секретарь*, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
Е.А. Ефремова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
Л.В. Котова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург  
В.С. Маркова, Санкт-Петербургское отделение Российской академии наук

## Предисловие

В сборнике представлены тезисы 88 докладов, включенных в программу конференции, по следующим разделам:

- Спин-зависимые явления в полупроводниках
- Спин-зависимые химические реакции
- Спиновые явления в низкоразмерных структурах
- Спиновый транспорт
- Физические основы магнитной томографии
- Оптическая ориентация спинов
- Спиновая поляризация молекул в процессе химических реакций
- Сильно коррелированные спиновые системы
- Магнитные атомы, молекулы и примеси
- Спиновая динамика
- Оптически детектируемый магнитный резонанс
- Электрически детектируемый магнитный резонанс
- Спинтроника и приборы, использующие спиновые степени свободы

На пленарных заседаниях конференции будут представлены четыре обзорных доклада, тезисы которых выделены в отдельный раздел.

На тематических заседаниях конференции будут представлены 16 приглашенных и 40 устных докладов, а на стендовой сессии – 28 стендовых сообщений, тезисы которых также выделены в отдельный раздел сборника.

# Обзорные доклады



## **Терагерцовая спинтроника и магноника**

**С.А. Никитов**

*ИРЭ имени В.А. Котельникова РАН, Москва*

В настоящем обзоре представлено описание недавних работ, опубликованных автором с коллегами в открытой печати (отечественных и зарубежных научных журналах) в области терагерцовых спинтроники, спин-фотоники и магноники. Магноника — область электроники, изучающая возбуждение, распространение и детектирование спиновых волн, квантами которых являются магноны, в различных магнитных гетероструктурах [1-4]. Широкое многообразие линейных и нелинейных спин-волновых явлений, возникающих в таких структурах, а также функционирование в терагерцовом частотном диапазоне, привлекли существенный интерес к этой области и обеспечили множество практических приложений в телекоммуникационных системах. Использование магнонного подхода в спинтронике, где перенос спинового момента обычно осуществляется поляризованными электронами проводимости (см. рисунок х.1), сформировало новое направление — магнонную спинтронику. Рассмотрены аналитические методы описания физических процессов в магнитных микро- и наноструктурах, рассмотрены модели для описания индуцируемых током и оптическими импульсами явлений в нано-гетероструктурах, содержащих магнитные материалы, а также экспериментальные методы исследований процессов в них.

## Циркулярный фотогальванический эффект в полуметаллах Вейля и Рариты–Швингера–Вейля

Е.Л. Ивченко

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*

Циркулярным фотогальваническим эффектом (ЦФГЭ) называется генерация электрического фототока, направление которого зависит от знака циркулярной поляризации света. Феноменологически эффект описывается уравнением  $j_\alpha = i\gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)_\beta$ , где  $\mathbf{j}$  – плотность фототока,  $\mathbf{E}$  – амплитуда электрического поля электромагнитной волны. В настоящее время ЦФГЭ превратился в мощное средство исследования гиротропных кристаллов и твердотельных наноструктур [1].

Новый дополнительный интерес к ЦФГЭ возник при изучении полуметаллов Вейля. В работе [2] было показано, что в электронной системе с гамильтонианом  $\mathcal{H} = \mathcal{C} \hbar v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}$ , где  $\mathcal{C} = \pm 1$  – топологический заряд узла Вейля,  $\sigma_\alpha$  – спиновые матрицы Паули и  $\mathbf{k}$  – волновой вектор, скорость генерации циркулярного фототока  $d\mathbf{j}/dt$  при прямых оптических переходах между спиновыми ветвями вейлевского спектра имеет универсальный вид  $i\gamma(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)$  с коэффициентом  $\gamma = (\pi/3) \mathcal{C} e^3/h^2$ , зависящим от заряда электрона  $e$  и постоянной Планка  $h$ . В полуметаллах Вейля с зеркальной симметрией число эквивалентных узлов с  $\mathcal{C} = 1$  и  $\mathcal{C} = -1$  совпадает и циркулярный фототок отличен от нуля с учетом скалярного вклада в гамильтониан, линейного по  $\mathbf{k}$  –  $\mathbf{k}_W$  (так называемый наклонный член), а также квадратичных и кубических по  $\mathbf{k}$  –  $\mathbf{k}_W$  членов, где  $\mathbf{k}_W$  – положение узла Вейля в зоне Бриллюэна. Расчет циркулярного фототока в кристалле симметрии  $C_{4v}$  (TaAs, NbAs, TaP, NbP) проводился в работах [3,4].

В последние годы, наряду с полуметаллами Дирака и Вейля, изучается новый класс топологических полуметаллов, обладающих киральной симметрией и имеющих в зоне Бриллюэна точки многократного вырождения (“мультикратные” полуметаллы, или *multifold semimetals*). В частности, кристаллы MgPt, RhSi, RhSn, PdGa, PtGa, CoSi относятся к киральным полуметаллам кубической симметрии  $T$ , в которых электронное состояние в точке сходящихся ветвей имеет вырождение, равное не только двум, но и четырем, а также шести. Полуметаллы с четырехкратным вырождением в особой точке получили название полуметаллов Рариты–Швингера–Вейля, так как электроны в такой точке можно рассматривать как фермионы со спином  $3/2$ . В работе [5] построена теория ЦФГЭ в киральных полуметаллах типа RhSi с энергетическим спектром, который получается при спин-орбитальном расщеплении зоны  $\Gamma_5$  с эффективным угловым моментом  $L = 1$  на две зоны с угловыми моментами  $J = 3/2$  и  $J = 1/2$ . Электроны в таких зонах (с гамильтонианом размерности  $6 \times 6$ ) можно назвать  $(1 + 1/2)$ -фермионами.

В первой части лекции рассмотрена теория ЦФГЭ, основанная на квантово-механических расчетах с использованием золотого правила Ферми. Во второй части рассмотрение проводится в рамках квазиклассической теории, применимой в условиях, когда частота электромагнитного излучения  $\omega$  и энергия Ферми  $\epsilon_F$  удовлетворяют неравенству  $\hbar\omega \ll \epsilon_F$ . В этом случае применимо кинетическое уравнение Больцмана, обобщенное с учетом квантовых поправок [6,7]: аномальный вклад в скорость электрона, линейный по электрическому полю (диполь кривизны Берри), сдвиговой вклад в процессе рассеяния электрона (по-английски *side-jump*) и асимметрия рассеяния электрона в  $\mathbf{k}$ -пространстве (*skew scattering*). Корректность квазиклассического расчета можно проверить, сопоставив его с квантово-механическим в условиях  $\hbar/\tau \ll \hbar\omega \ll \epsilon_F$  ( $\tau$  – транспортное время рассеяния), при которых оба подхода должны приводить к одинаковым результатам.

Работа поддержана проектом РНФ № 23-12-00142.

### Список литературы

[1] Е.Л. Ивченко, Циркулярный фотогальванический эффект в наноструктурах, УФН **172**, 1461 (2002).

- [2] F. de Juan, A.G. Grushin, T. Morimoto, J.E. Moore, Quantized circular photogalvanic effect in Weyl semimetals, *Nature Commun.* **8**, 15995 (2017).
- [3] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Circular and magnetoinduced photocurrents in Weyl semimetals, *Phys. Rev. B* **98**, 075305 (2018).
- [4] Н.В. Леппенен, Е.Л. Ивченко, Л.Е. Голуб, Циркулярный фототок в полуметаллах Вейля с зеркальной симметрией, *ЖЭТФ* **156**, 167 (2019).
- [5] M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, Photocurrents induced by  $\mathbf{k}$ -linear terms in semiconductors and semimetals, arXiv:2506.21450v1 [cond-mat.mes-hall] 26 Jun 2025.
- [6] E. Deyo, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, B. Spivak, Semiclassical theory of the photogalvanic effect in non-centrosymmetric systems, arXiv:0904.1917v1 [cond-mat.mes-hall] 13 Apr 2009.
- [7] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Intraband circular photogalvanic effect in Weyl semimetals, arXiv:2507.13796v1 [cond-mat.mes-hall] 18 Jul 2025.

## **Новая парадигма спинового обмена в разбавленных растворах парамагнитных частиц**

**К.М. Салихов**

*Казанский физико-технический институт ФИЦ “КазНЦ РАН”*

*\*email: kevsalikhov@mail.ru*

Спиновый обмен между парамагнитными частицами в разбавленных растворах и его проявления в ЭПР спектроскопии уже являются предметом исследований более 70 лет [1,2]. Проведя анализ фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований, я пришел к убеждению, что пора менять парадигму в этой конкретной научной дисциплине [3, 4]. В ней содержатся положения, которые принципиально отличаются от получившей распространение парадигмы спинового обмена.

В последние 2-3 года были получены новые экспериментальные доказательства принципиальных положений новой парадигмы [5-8].

Новая парадигма спинового обмена в разбавленных растворах представляет интерес и как пример формирования согласованного движения спиновой когерентности ансамбля спинов в разбавленном парамагнетике, причем эта согласованность достигается случайными бимолекулярными столкновениями парамагнитных частиц, фактически, «эффектом отдачи» когерентности спинов при случайных столкновениях парамагнитных частиц.

### **Список литературы:**

- [1] P.W. Anderson. J. Phys. Soc. Japan., 9, 316- (1954)
- [2] K.I. Zamaraev, Yu.N. Molin, K.M. Salikhov. Spin exchange. Nauka, Novosibirsk (1977). Yu.N. Molin, K.M. Salikhov, K.I. Zamaraev. Spin Exchange. Principles and Applications in Chemistry and Biology (Berlin Heidelberg NY: Springer-Verlag 1980)
- [3] K.M. Salikhov. Current state of theory of spin exchange in dilute solutions of paramagnetic particles. New paradigm of spin exchange. UFN, **189**, 1017-1043 (2019)
- [4] K.M. Salikhov. Fundamentals of Spin Exchange. Story of Paradigm Shift, Springer (2019)
- [5] B.L. Bales, M. Peric, I. Dragutan, M.K. Bowman, M.M. Bakirov. J. Phys. Chem. Lett. **13**, 110952-10957 (2022)
- [6] K.M. Salikhov, M.M. Bakirov, R.B. Zaripov, I.T. Khairutdinov. PCCP, **25**, 17966 (2023)
- [7] K.M. Salikhov, M.M. Bakirov, I.T. Khairutdinov, R.B. Zaripov. JMR, **363**, 107703 (2024)
- [8] B.L. Bales, M. Peric, R.N. Schwartz. J. Phys. Chem. Lett. **15**, 2082-2088 (2024)

## **Спиновая химия — современное состояние, направления развития, применение в материаловедении и биологии**

**Е.Г. Багрянская**

*Новосибирский институт органической химии СО РАН им. Н.Н.Ворожцова Новосибирск, Россия*

*\*email: egbagryanskaya@nioch.nsc.ru*

Основные принципы и механизмы спиновой химии были предложены и развиты в 60-70 годах прошлого века. Были открыты такие явления как Химическая поляризация ядер, химическая поляризация электронов, магнитные эффекты в химических радикальных реакциях, магнитный изотопный эффект и т.д. [1]. В докладе будут рассмотрены последние тенденции развития спиновой химии, а также различные применения, такие как гиперполяризация за счет орто-пара водорода [2], ДПЯ (Динамическая Поляризация Ядер) в твердых телах [3] и в жидкости [4], применение парамагнитных частиц (нитроксильных радикалов, триарилметильных радикалов, комплексов переходных металлов) в структурной биологии [5], в исследовании свойств полимеров процессах полимеризации [6]. Кроме того, будет рассмотрено, как применяется искусственный интеллект для интерпретации данных, полученных методами двойного электронно-ядерного резонанса.

Работа поддержана РФФИ грант № 25-13-00327.

### **Список литературы**

- [1] А.Л.Бучаченко, Р.З.Сагдеев, К.М.Салихов, Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. 1978, изд. Наука.
- [2] S. Wijnans et al. Ind. Eng. Chem. Res. , **63**, 46, 20065 (2024)
- [3] T. Biedenbänder, V. Aladin, S. Saadpour, B. Corzilius, Chem. Rev. **122**, 10, 9738 (2022)
- [4] A. Kuzhelev et al., Journal of the American Chemical Society, **145**, 18, 10268 (2023).
- [5] O. Schieman, et al. Journal of the American Chemical Society, **143**, 43, 17875 (2021)
- [6] G. Audran, E. Bagryanskaya, et al., Progress in Polymer Science, **144**, 101726 (2023)



# Тематические сессии



## Поляризация спиновых и орбитальных моментов продуктов фотохимических реакций: роль квантовомеханической и геометрической фазы

О.С. Васютинский\*

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*email: osv@pms.ioffe.ru

Молекулярные взаимодействия всегда анизотропны, что приводит к анизотропии разлета продуктов химических реакций и к анизотропным распределениям их угловых моментов. В докладе дан обзор разработанного и введенного в мировую практику принципиально нового метода исследования фотохимических реакций – поляризационного имиджинга продуктов реакций в сверхзвуковых молекулярных пучках [1-3]. В основе метода лежит явление поляризации спиновых и орбитальных угловых моментов продуктов фотохимических реакций [1]. Показано, что исследование поляризации угловых моментов в химических и фотохимических реакциях является очень тонким инструментом изучения элементарного акта взаимодействия и фундаментальных физических законов. В частности, открывается возможность непосредственного наблюдения волн материи де Бройля и определения разности соответствующих квантово-механических фаз. Продемонстрирована возможность образования плотных мишеней спин-поляризованных атомов водорода при фотодиссоциации молекул циркулярно поляризованным излучением [4,5], которая может быть использована для осуществления лазерного управляемого термоядерного синтеза. Обнаружен и исследован эффект геометрической фазы при фотодиссоциации многоатомных молекул, в частности молекул озона  $O_3$ , поляризованным ультрафиолетовым излучением [6,7], что позволило существенно лучше понять ее механизм. Этот результат может иметь большое значение для непосредственного экспериментального и теоретического исследования быстрых неадиабатических взаимодействий в возбужденных состояниях молекул, а также для построения моделей климата. Ввиду сравнительно малой (пикосекундной) длительности процессов неупругих столкновений, рассмотренные эффекты вероятно можно наблюдать и в конденсированной фазе (твердое тело, жидкости, биологические объекты) и применять в спинтронике и квантовой информатике.

### Список литературы

- [1] О. С. Васютинский, Письма в ЖЭТФ, **31**, 457-459, (1980).
- [2] A. S. Bracker, E. R. Wouters, A. G. Suits, Y. T. Lee, O. S. Vasyutinskii, Phys. Rev. Lett. **80**, 1626-1629 (1998).
- [3] A. G. Suits and O. S. Vasyutinskii, Chem. Rev. **108**, 3706–3746 (2008).
- [4] T. P. Rakitzis, P. C. Samartzis, R. L. Toomes, T. N. Kitsopoulos, A. Brown, G. G. Balint-Kurti, O. S. Vasyutinskii, J. A. Beswick, Science, **300**, 1936 (2003).
- [5] A. G. Smolin, O. S. Vasyutinskii, G. G. Balint-Kurti, A. Brown, J. Phys. Chem. **110**, 5371-5378 (2006).
- [6] C. Weeraratna, O. S. Vasyutinskii, A. G. Suits, Phys. Rev. Lett. **122**, 083403 (2019).
- [7] C. Weeraratna, A. G. Suits, O. S. Vasyutinskii, Natural Sciences **2**, e20220013 (2022).

## Ядерная спиновая поляризация нитрата методом ИППЯ

Д.Б. Буруева<sup>1,2</sup>, **Н.Р. Мустафин**<sup>1,2</sup>, Н.В. Чуканов<sup>1,2</sup>, О.Г. Сальников<sup>1,2</sup>, И.В. Коптюг<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МТЦ СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия

\*email: n.mustafin@g.nsu.ru

**Введение.** Спиновая поляризация ядер позволяет на несколько порядков повысить сигнал в методах ЯМР и МРТ. Одним из широко применяемых подходов для создания неравновесной заселенности спиновых уровней является индуцированная параводородом поляризация ядер (ИППЯ), данная методика основывается на парном присоединении стабильного ядерного спинового изомера молекулярного водорода – параводорода, к субстрату [1].

**Актуальность.** Наибольший интерес к методике ИППЯ возникает в контексте получения поляризованных метаболитов для различных биомедицинских применений, однако ряд субстратов, которые можно поляризовать прямым гидрированием параводородом ограничен. Одним из возможных решений данной проблемы является использование сложных эфиров карбоновых кислот, в состав которых входит остаток ненасыщенного спирта (пропаргильного или аллилового), для получения поляризованного продукта необходимо перенести поляризацию на магнитоактивное ядро и гидролизовать сложный эфир [2, 3].

В приведенной работе данный подход расширен до неорганического нитрат-аниона. В работе описывается получение поляризованного нитрата методом ИППЯ с использованием пропаргилнитрата в качестве предшественника. Нами были установлены оптимальные, с точки зрения конверсии в финальный продукт и усиления по протонам, условия гидрирования пропаргилнитрата на гомогенном родиевом катализаторе  $[\text{Rh}(\text{NBD})(\text{dppb})]\text{BF}_4$ . Перенос поляризации на ядра  $^{15}\text{N}$  был осуществлен с использованием модуляции профиля магнитного поля в диапазоне 0–0.7 мкТл. Нами была подобрана оптимальная система для щелочного гидролиза пропаргилнитрата в нитрат-анион.

Ключевые слова: пропаргилнитрат, нитрат, ИППЯ, параводород, каталитическое гидрирование, модуляция магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (№ 24-73-10093).

### Список литературы

- [1] Spin Hyperpolarization in Modern Magnetic Resonance / J. Eills, D. Budker, S. Cavagnero [et al.] // Chemical Reviews. – 2023. – Vol. 123. – № 4. – P. 1417-1551.
- [2] Heteronuclear Parahydrogen-Induced Hyperpolarization via Side Arm Hydrogenation / O. G. Salnikov, N. V. Chukanov, A. N. Pravdivtsev, [et al.]. – ChemRxiv, 2024. – URL: <https://chemrxiv.org/engage/chemrxiv/article-details/6763dfda469535b9119d85> (date accessed: 13.07.2025). – Text : electronic.
- [3] Reineri, F. ParaHydrogen Induced Polarization of  $^{13}\text{C}$  carboxylate resonance in acetate and pyruvate / F. Reineri, T. Boi, S. Aime // Nature Communications. – 2015. – Vol. 6. – № 1. – P. 5858.

## Особенности фотоиндуцированных триплетных состояний в молекулах с термически активированной замедленной флуоресценции

А.А. Суханов<sup>1,\*</sup>, В.К. Воронкова<sup>1</sup>, J. Zhao<sup>2</sup>

<sup>1</sup>КФТИ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, Казань, Россия

<sup>2</sup>State Key Laboratory of Fine Chemicals, School of Chemical Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, P. R. China

\*email: ansukhanov@mail.ru

Молекулярные материалы с термически активированной замедленной флуоресценцией (TADF) привлекают внимание для применения их в органических светодиодах (OLED) [1], апконверсии [2], фотокатализе [3] и других областях. Первоначально молекулы TADF разрабатывались таким образом, чтобы разность энергий между возбуждённым синглетным состоянием с разделением зарядов (1CS) и возбуждённым триплетным состоянием с разделением зарядов (3CS) была достаточно мала для обеспечения обратного интеркомбинационного перехода (RISC). В последнее время была предложена новая модель, объясняющая процесс TADF с учётом состояний 1CS, 3CS и локально возбуждённого триплетного состояния [4]. В обеих моделях ключевую роль играет образование триплетных состояний. Методы электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) позволяют исследовать триплетные состояния и могут способствовать пониманию механизма TADF.

Компактные диады с TADF были исследованы методами стационарного и импульсного временно-разрешенного (ВР) ЭПР [5]. Для исследованных систем наблюдаются два типа спектров: один из спектров соответствует локализованному триплетному состоянию; другой спектр связан с делокализованным триплетным состоянием (3CS) и характеризуется меньшей величиной расщепления в нулевом магнитном поле. С увеличением времени детектирования после фото-возбуждения в спектрах ВР ЭПР проявляется инверсия поляризации электронных спинов состояния 3CS. Наблюдаемая инверсия может быть связана со спин-вибронным взаимодействием в диадах [6].

Работа выполнена за счет гранта Академии наук Республики Татарстан, предоставленного молодым кандидатам наук (постдокторантам) с целью защиты докторской диссертации, выполнения научно-исследовательских работ, а также выполнения трудовых функций в научных и образовательных организациях Республики Татарстан в рамках Государственной программы Республики Татарстан «Научно-технологическое развитие Республики Татарстан»

### Список литературы

- [1] X. Wu, B.-K. Su, D.-G. Chen, D. Liu et al., *Nature Photonics* **15**, 780 (2021).
- [2] T. Huang, W. Jiang, L. Duan, J. Mater. Chem. C, **6**, 5577 (2018).
- [3] J. Lu, B. Pattengale, Q. Liu, S. Yang et al., *J. Am. Chem. Soc.*, **140**, 13719 (2018)
- [4] P. K. Samanta, D. Kim, V. Coropceanu, J.-L. Brédas, *J. Am. Chem. Soc.*, **139**, 4042 (2017).
- [5] K. Ye, A. A. Sukhanov, Y. Pang, A. Mambetov et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **27**, 813 (2025)
- [6] K. Inkoo, O. J. Soon, J. Daun, C. Hyeonho C. et al., *J. Chem. Theory Comput.* **16**, 621 (2020.).

## ЭПР функциональных нанопористых материалов

**М.В. Федин**

*Международный томографический центр СО РАН, Новосибирск, Россия*

*\*email: mfedin@tomo.nsc.ru*

Нанопористые материалы находят широкое применение в современной химии и науках о материалах и используются в различных приложениях сорбции, разделения смесей, катализа, фотокатализа и др.; при этом оптимизация их функциональных свойств для целевых приложений является актуальной задачей. Спектроскопия электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) - высокоинформативный метод, позволяющий изучать и оптимизировать магнитные, структурные и функциональные свойства наноструктур и наноматериалов. В недавнем цикле наших работ был развит ряд новых подходов ЭПР к изучению микро/нанопористых сред,<sup>1</sup> включая металл-органические каркасы (МОК),<sup>2-5</sup> пористые органокремниевые материалы,<sup>6-8</sup> гетероструктурные фотокатализаторы.<sup>9,10</sup>

В докладе будут представлены ключевые результаты последних лет и обсуждены перспективы применения ЭПР спектроскопии в исследовании и дизайне функциональных нанопористых материалов.

Работа поддержана грантом РФФ № 24-43-00045.

### Список литературы

- [1] М.В.Федин, Известия Академии наук. Серия химическая **72**, 312 (2023).
- [2] A.S. Poryvaev et.al. Chem. Sci. **15**, 5268 (2024)
- [3] D.M. Polyukhov et.al. ACS Energy Lett. **7**, 4336 (2022).
- [4] A.A. Yazikova et.al. J. Phys. Chem. C **129**, 8455 (2025).
- [5] Y.N. Albrekht et.al. Small **21**, 2503196 (2025).
- [6] A.S. Poryvaev et.al. Angew. Chem. Int. Ed. **60**, 8683 (2021).
- [7] A.S. Poryvaev et.al. ACS Appl. Mater. Interf. **15**, 5191 (2023).
- [8] A.A. Yazikova et.al. J. Haz. Mat. **478**, 135520 (2024).
- [9] M. Gu et.al. Adv. Mater. **37**, 2414803 (2025).
- [10] M. Du et.al. J. Mater. Sci. Tech. **243**, 245 (2026).

## Окислительно-восстановительные превращения триарилметильных радикалов внутри человеческих клеток

А.Е. Райзвих,<sup>1,3,\*</sup> С.С. Овчеренко,<sup>1</sup> О.А. Чинак,<sup>2</sup> Д.В. Трухин,<sup>1</sup> О.Ю. Рогожникова,<sup>1</sup>  
В.М. Тормышев,<sup>1</sup> В.В. Коваль,<sup>2</sup> Е.Г. Багрянская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИОХ СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>ИХБФМ СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>НГУ, Новосибирск, Россия

\*email: arturaiz@nioch.nsc.ru

Триарилметильные радикалы (ТАМ) широко применяются в ЭПР-спектроскопии в качестве спиновых меток и зондов. Их устойчивость к окислению и восстановлению делает ТАМ пригодными для измерения физиологических параметров, таких как концентрация кислорода, которая определяется по ширине линии ЭПР-спектра ТАМ.

Ранее в модельных системах нами были изучены реакции окисления ТАМ до хинонметидов (ХМ) и последующее образование из ХМ (в присутствии тиолов и кислорода) радикалов ТАМ-ОН, где карбоксильная группа (COOH/COO<sup>-</sup>) замещена на гидроксильную (ОН/О<sup>-</sup>) [1]. Установлено, что ТАМ-ОН характеризуются значениями g-фактора и шириной линии ЭПР, близкими к параметрам исходного ТАМ. Это приводит к перекрыванию их спектров и затрудняет точное определение ширины линии ТАМ. Следовательно, образование ТАМ-ОН способно исказить результаты измерения концентрации кислорода в живых тканях.

В данной работе мы исследовали протекание указанных реакций на живых раковых клетках человека (линии A549 и MDA-MB-231) в условиях *in vitro*. Для доставки ТАМ в клетки использовали рекомбинантный аналог лактапина (RL2), предварительно меченый <sup>13</sup>C<sub>1</sub>-изотопомерами радикала ОХ063. На стационарных ЭПР-спектрах клеток зарегистрированы характерные сигналы, соответствующие радикалам <sup>13</sup>C<sub>1</sub>-ОХ063 (ширина линии 2.30 мТл) и <sup>13</sup>C<sub>1</sub>-ОХ063-ОН (ширина линии 2.04 мТл). Эксперименты продемонстрировали высокую степень конверсии (~46%) <sup>13</sup>C<sub>1</sub>-ОХ063 в <sup>13</sup>C<sub>1</sub>-ОХ063-ОН внутри клеток. На основе анализа спектров оценены усредненные значения внутриклеточного pH (5.64, 5.75, 5.86) и концентрации восстановителей (3.24×10<sup>-4</sup> М).

Исследование было поддержано грантом РНФ № 25-13-00327.

### Список литературы

- [1] S.S.Ovcherenko, A.E.Raizvich, O.Y.Rogozhnikova, V.M.Tormyshev, D.V.Trukhin, V.V.Koval, G.E.Salnikov, A.M.Genaev, A.V.Shernyukov, E.G.Bagryanskaya, Chem.–A Eur. J., B30, 202400718 (2024).

## ЭПР и электронная локализация в комбинированных структурах с GeSi квантовыми точками

А. В. Двуреченский<sup>1,2</sup>, А. Ф. Зиновьева<sup>1,2\*</sup>, А. В. Зиновьев<sup>1</sup>, А. В. Ненашев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Россия

\*email: aigul@isp.nsc.ru

Новые тенденции в нано и оптоэлектронике требуют разработки полупроводниковых наноструктур с контролируемыми оптическими и спиновыми свойствами. Одной из перспективных систем являются наноструктуры с Ge/Si квантовыми точками (КТ), сформированными методом гетероэпитаксии. В этой системе деформация оказывает сильное влияние на энергетический спектр носителей заряда, и может быть использована как инструмент для управления их пространственной локализацией. Ge/Si(001) КТ относятся к гетеросистемам второго типа. Разрыв валентной зоны ( $\approx 0,7$  эВ) приводит к эффективной локализации дырок в областях Ge, которые представляют собой потенциальные барьеры для электронов. Электроны могут быть локализованы в Si вблизи Ge КТ из-за деформации или кулоновского взаимодействия с дырками. Для малых Ge/Si КТ с размером  $\sim 10$ -20 нм, выращенных на подложках Si(001), деформация в Si вблизи вершины Ge/Si КТ (или под центром основания КТ) приводит к расщеплению  $\Delta$ -долины, две  $\Delta_z$ -долины опускаются вниз по энергии, четыре  $\Delta_{xy}$ -долины поднимаются вверх. Электроны  $\Delta_z$ -долины локализуются вблизи вершин КТ. Для больших КТ с размером  $\sim 100$ -200 нм электроны могут быть локализованы и на краях основания КТ [1]. Там деформация сильно отличается от деформации вблизи вершин КТ, что приводит к противоположному расположению  $\Delta$ -долин:  $\Delta_{xy}$  долины оказываются ниже, чем  $\Delta_z$  долины. Это сильно изменяет такие спиновые свойства, как g-фактор и время спиновой релаксации электронов, и приводит к улучшению оптических свойств, например, вероятности излучения света [1]. В своей работе [2] мы продемонстрировали, что с помощью деформационного инжиниринга в комбинированных структурах с Ge/Si КТ различных размеров и состава можно контролировать пространственное расположение электронов (вблизи вершины КТ или на краях основания КТ) и, соответственно, локализацию электронов в выбранной  $\Delta$ -долине. Точное управление параметрами КТ позволяет реализовать одновременную локализацию электронов с различными g-факторами вблизи одной и той же КТ. Разработанные комбинированные структуры с Ge/Si КТ, представляющие собой сочетание крупных нанодисков (латеральный размер  $L \sim 200$  нм) и компактных групп *hut*-кластеров ( $L \sim 30$  нм), были исследованы методом ЭПР. Одновременная локализация двух электронов в разных  $\Delta$ -долинах была подтверждена анализом угловых зависимостей спектров ЭПР. Зависимость ЭПР-сигналов от мощности СВЧ выявила различные времена спиновой релаксации для электронов, локализованных в вершине и на краях основания КТ. Усиление деформации в комбинированных структурах позволяет наблюдать сигналы ЭПР вплоть до 25 К. Затухание сигналов ЭПР с температурой определяется потерей спиновой поляризации из-за спиновой релаксации локализованных электронов, а не из-за делокализации электронов (ионизации КТ). Полученные результаты могут быть использованы в качестве основы для разработки схем квантовых вычислений в системе полупроводниковых КТ. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023).

### Список литературы

- [1] A. F. Zinovieva, V. A. Zinovyev, A. I. Nikiforov, V. A. Timofeev, A. V. Mudryi, A. V. Nenashev, A. V. Dvurechenskii, JETP Letters 104, 823 (2016).  
[2] A. F. Zinovieva, V. A. Zinovyev, A. V. Nenashev, L. V. Kulik, and A. V. Dvurechenskii, Phys. Rev. B 99, 115314 (2019).

## Индукцированная током спиновая поляризация в квантовой точке

В.Н. Манцевич<sup>1,2\*</sup>, Д.С. Смирнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: vmantsev@gmail.com

Спины локализованных носителей заряда можно эффективно ориентировать в магнитных структурах при приложении сильных магнитных полей, либо в результате внешнего воздействия оптическими методами. Дополнительную возможность ориентации спинов в результате протекания электрического тока в немагнитных структурах открывает наличие спин-орбитального взаимодействия [1]. При этом для свободных носителей заряда степень спиновой поляризации не превышает нескольких процентов [2]. Малость индуцированной током спиновой поляризации в наиболее распространённых структурах с квантовыми ямами обуславливается относительной слабостью спин-орбитального взаимодействия.

Продemonстрирована возможность получения 100% спиновой поляризации в квантовой точке, туннельно связанной с квантовым проводом, по которому течет ток [3]. Накопление спина в квантовой точке возникает из-за спин-зависимого туннелирования между точкой и проводом, вызванного спин-орбитальным взаимодействием. В работе показано, что многочастичные корреляции между квантовой точкой и квантовым проводом могут увеличить спиновую поляризацию в квантовой точке при низких температурах почти на два порядка [3]. Увеличение спиновой поляризации связано с образованием пика Кондо в плотности состояний и спиновой нестабильностью из-за сильного кулоновского взаимодействия. Предложенный эффект может быть реализован в современных наноструктурах с двумерным электронным или дырочным газом [4] и использоваться для эффективного манипулирования локализованными электронными спинами в квантовых точках.

Также показано, что в рассматриваемой структуре квантовая точка - квантовый провод спин-орбитальное взаимодействие может приводить к спиновому эффекту Нернста [5]. Тепловой поток вдоль квантового провода создает спиновую поляризацию локализованного в квантовой точке электрона из-за спин-зависимого туннелирования в отсутствие магнитного поля. Являясь немонотонной функцией энергии Ферми и температуры, спиновая поляризация достигает наибольших значений, когда энергия Ферми и температура становятся по порядку величины сравнимы со скоростью туннелирования между квантовой точкой и квантовым проводом.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №25-12-00093.

### Список литературы

- [1] Е. Л. Ивченко и Г. Е. Пикус, Письма в ЖЭТФ **27**, 640 (1978).
- [2] S. D. Ganichev, M. Trushin and J. Schliemann, Book "Spin Transport and Magnetism" (2012).
- [3] V. N. Mantsevich and D. S. Smirnov, Phys. Rev. B **108**, 035409 (2023).
- [4] L. W. Smith, et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 027701 (2022).
- [5] V. N. Mantsevich and D. S. Smirnov, Phys. Rev. B **110**, 035306 (2024).

## Обратные магнетогальванические эффекты в тетрагональных антиферромагнетиках $\text{Mn}_2\text{Au}$ и $\text{CuMnAs}$

З.В. Гареева<sup>1,\*</sup>, Р.М.Дубровин<sup>2</sup>, А.И. Попов<sup>3</sup>, А.К. Звездин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ИФМК УФИЦ РАН, Уфа, Росси

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт Петербург, Россия

<sup>3</sup>МИЭТ, Москва, Росси

<sup>4</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия

\*email: zukhragzv@yandex.ru

В последнее десятилетие активное развитие получило направление, связанное с использованием антиферромагнетиков в качестве основных компонент элементов спинтроники [1]. Известно большое число антиферромагнитных металлов и полуметаллов, в том числе  $\text{Mn}_2\text{Au}$ ,  $\text{CuMnAs}$ , которые привлекают внимание исследователей в связи с широким разнообразием электронных свойств и фазовых переходов. Действие электрического тока на магнитные состояния антиферромагнетиков данного типа достаточно хорошо изучено [2].

В работе исследована возможность реализации обратных магнетогальванических эффектов в  $\text{Mn}_2\text{Au}$  и  $\text{CuMnAs}$ . Показано, что в антиферромагнетиках тетрагональной симметрии магнитное поле приводит к перераспределению зарядовой плотности, и, как следствие, к возникновению электрической поляризации и токов смещения. На основе использования методов теоретико-группового анализа и лагранжева формализма предложена модель для расчета магнетогальванических эффектов в данных материалах. Временная зависимость электрического тока, индуцированного переменным магнитным полем  $\mathbf{H}(t)$  показана на Рис. 1.

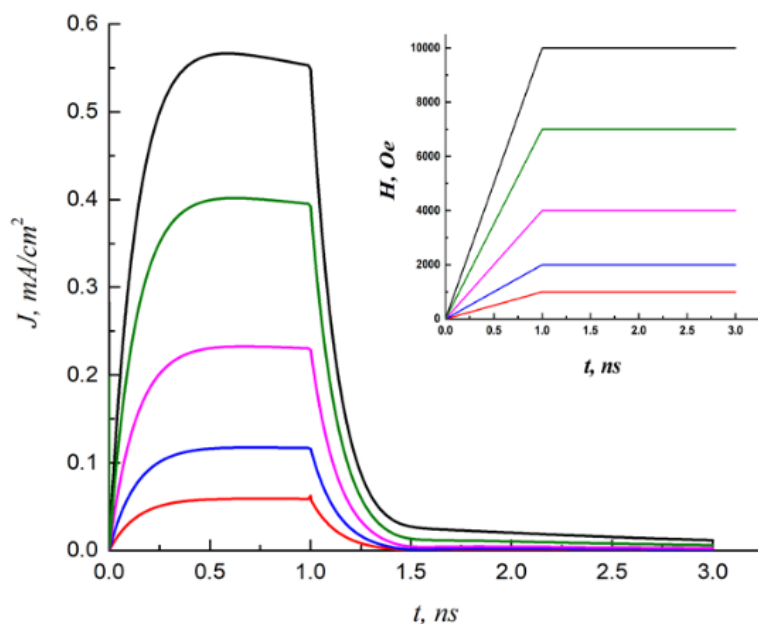


Рис. 1: Графики зависимостей величины тока от времени при различных режимах включения магнитного поля  $\mathbf{H}(t)$ , направленного вдоль оси [001].

Исследованы особенности магнетогальванических эффектов в тетрагональных антиферромагнетиках, проявляющиеся при включении и последующем изменении переменного магнитного поля.

### Список литературы

- [1] A. D. Din, O. J. Amin, P. Wadley, and K. W. Edmonds, npj Spintronics 2, 1 (2024)
- [2] P. Wadley et al., Science 351, 587 (2016).

## Прогресс в детектировании поляризованных по спину свободных электронов: 100 лет спустя открытия спина электрона

**О.Е. Терещенко\***, В.А. Голяшов, В.В. Бакин, С.А. Рожков, А.С. Микаева, С.А. Степанов, Д.А. Кустов, Г.Э. Шайблер, В.Л. Альперович, В. С. Русецкий

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск*

e-mail: [teresh@isp.nsc.ru](mailto:teresh@isp.nsc.ru)

Несмотря на столетнюю историю открытия спина электрона в 1925 году и первую попытку обнаружить поляризацию электронов, дифрагированных на кристалле никеля в 1929 году, детектирование спина свободного электрона остается сложной задачей и значительно менее эффективной, чем регистрация электрона как заряда. Регистрация поляризации электронов основана на эффекте спин-орбитального взаимодействия и обменном взаимодействии. Одним из первых и до сих пор широко используемым спин-детектором остается одноканальный детектор Мотта. Тенденцией последних 10-20 лет является увеличение размерности детектора: из режима одноканального (1D) детектирования к регистрации изображения спиновой поляризации (2D).

За последние 5-7 лет нами разработаны и изучены два типа спин-детекторов электронов с пространственным разрешением: полупроводниковый [1,2] и нано-мембранный спин-фильтр [3]. Работа полупроводникового спин-детектора основана на инжекции спин-поляризованных свободных электронов в гетероструктуру  $A^3B^5$  и регистрации поляризованной катодolumинесценции. Для реализации этого метода был создан комбинированный вакуумный полупроводниковый спиновый фотодиод, состоящий из источника спин-поляризованных электронов (GaAs или  $NaK_2Sb$  фотокатод) и детектора свободных поляризованных электронов (гетероструктуры  $A^3B^5$ ), разделенных вакуумным зазором. Для второго типа детектора мы изготовили вакуумный спин-триод (спинтрон), аналог вакуумной лампы - триода, состоящий из источника спин-поляризованного электронов на основе мультищелочного фотокатода, управляющего электрода - магнитной нано-мембраны, покрывающей каналы микроканальной пластины (МКП), и люминесцентного экрана в качестве детектируемого электрода. Проведены эксперименты по измерению характеристик двумерного спин-фильтра в режиме прямого изображения для контроля и использования спин-поляризованных электронов и электронных пучков в различных спектроскопических и микроскопических методиках. Интеграция изготовленных спин-фильтрующих мембран в сочетании со стандартным МКП в полусферический электронный анализатор обеспечит возможность параллельного детектирования и одну из самых высоких на сегодняшний день эффективность 2D детектирования.

В докладе будет показано, что комплементарное развитие твердотельной и вакуумной спинтроники позволяет создавать новые спин-регистрирующие научно-исследовательские приборы, которые, в свою очередь, позволяют исследовать спиновую текстуру новых материалов и предсказывать спин-зависимые транспортные свойства. В докладе также будет затронут вопрос развития нового направления – полупроводниковой вакуумной спинтроники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 25-62-00004.

### Список литературы

- [1] V. S. Rusetsky, V. A. Golyashov, S. V. Ereemeev, D. A. Kustov, I. P. Rusinov, T. S. Shamirzaev, A. V. Mironov, A. Yu. Demin, and O. E. Tereshchenko, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 166802 (2022).
- [2] O. E. Tereshchenko, *et al.*, *J. Synchrotron Rad.* **28**, 864 (2021).
- [3] O. E. Tereshchenko, V. V. Bakin, S. A. Stepanov, V. A. Golyashov, A. S. Mикаева, D. A. Kustov, V. S. Rusetsky, S. A. Rozhkov, H. E. Scheibler, A. Yu. Demin, *Phys. Rev. Lett.* **134**, 157002 (2025).

**Спиновая физика коллоидных нанокристаллов CdSe****А.А. Головатенко<sup>1</sup>**<sup>1</sup>ФТИ им А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия\*email: [sasha.pti@mail.ioffe.ru](mailto:sasha.pti@mail.ioffe.ru)

Сегодня коллоидные квантовые точки, иначе называемые нанокристаллами, играют важную роль в самых разных областях науки и техники, что было признано вручением в 2023 году Нобелевской премии по химии А. И. Екимову, Л. Брюсу и М. Бавенди за «Открытие и синтез квантовых точек». Многие применения коллоидных нанокристаллов основаны на зависимости их оптических свойств от размера за счет эффекта размерного квантования электронов и дырок. Большой интерес представляет изучение спиновых свойств носителей зарядов и экситонных комплексов в нанокристаллах в связи с возможностью использования спиновой степени свободы для передачи и обработки информации.

В своем докладе я представлю результаты совместных теоретических и экспериментальных исследований, выполненных в ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН и Техническом университете г. Дортмунд. В данных исследованиях было получено объяснение ранее наблюдавшемуся аномальному зеемановскому сдвигу в спектрах фотолюминесценции ансамблей нанокристаллов CdSe [1]. Была изучена экспериментально когерентная спиновая динамика электронов и экситонов в сферических нанокристаллах и двумерных наноплателетах CdSe [2,3]. Для описания экспериментальных данных были построены теоретические модели, учитывающие влияние различной ориентации наночастиц в ансамбле, а также анизотропию электронного g-фактор [4]. Наконец, при помощи метода комбинационного рассеяния с переворотом спина была обнаружена слабая зависимость g-фактора экситона от размера нанокристаллов CdSe. Теоретически было показано, что сигнал комбинационного рассеяния для экситонов обусловлен взаимодействием дырки с акустическими фононами, а величина стоксова сдвига действительно должна слабо зависеть от размера нанокристалла.

Исследования были выполнены за счет гранта №23-12-00300 Российского научного фонда.

**Список литературы**

- [1] G. Qiang et al., *Nanoscale* **13**, 790 (2021).
- [2] G. Qiang et al., *ACS Nano* **16**, 18838 (2024).
- [3] S. R. Meliakov et al., *Nanomaterials* **13**, 3077 (2023).
- [4] A. A. Golovatenko and A. V. Rodina, *Phys. Rev. B* **111**, 205410 (2025).

## Спиновая динамика в структурах SiGe, обогащенных изотопами с ненулевым ядерным спином

А.А. Ежевский<sup>1</sup>, Д.В. Гусейнов<sup>1</sup>, А.В. Сухоруков<sup>1</sup>, Р.А. Косихин<sup>1</sup>, Е.В. Демидов<sup>2</sup>,  
А.В. Новиков<sup>2</sup>, З.Ф. Красильник<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup>ИФМ РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087\*

email: ezhevskii@phys.unn.ru

Исследования спиновых кубитов на основе квантовых точек Si мотивированы длительным временем когерентности спина. Однако когерентность спина в КТ ограничена электрическими шумами, а также магнитными из-за сверхтонких взаимодействий (СТВ) со случайно распределёнными ядрами <sup>29</sup>Si. Это создает проблему для большинства одно- и многокубитных операций в спиновых кубитах на основе квантовых точек. В кремниевых КТ спектр орбитальных состояний усложняется из-за наличия долин и их вырождения, которое может быть снято потенциалом интерфейса, что приводит к возникновению долин-орбитальной связи, зависящей от детальной структуры интерфейса. Поэтому, отчасти вследствие этого, а также из-за наведенных или случайных градиентов магнитных полей спин электрона, локализованного в кремниевой квантовой точке (КТ) может чувствовать влияние шума электрического поля в полупроводниках и зарядового шума в диэлектрике структуры. Причем с электрическими шумами оказалось бороться сложнее, чем с магнитными, поскольку от последних можно частично избавиться путем очистки материала гетероструктуры от магнитных ядер <sup>28</sup>Si и <sup>73</sup>Ge.

Проблема очистки материала квантовой точки от изотопов с магнитными ядрами возникла в связи с тем, что в природном кремнии, содержащем 4,7% ядер <sup>29</sup>Si, времена дефазировки оказывались слишком низкими (~0.6 мкс) [1], что не обеспечивало достаточную точность даже однокубитных операций. Для определения требуемой степени чистоты необходимо оценить СТВ вклад в  $T_2^*$ , который включает в себя в основном изотропную (контактную) компоненты:  $A = a_{\text{изо}} + b_{\text{анизотроп}}$ , необходимо знать плотности волновых функций электрона на ядре в КТ. Мы сделали такие оценки, пользуясь простой моделью, предположив, что в квантовой точке находится одно ядро <sup>29</sup>Si. Были взяты за основу волновые функции [2,3]  $\Psi(r) = u_k(r)e^{ikr}\phi(r)$ , как произведение блоховской функции и огибающей  $\phi(r) = \phi_x(x)\phi_y(y)\phi_z(z)$  (огибающие функции, соответствующие основному орбитальному состоянию). Находя средние значения от распределений плотностей огибающих волновых функций и умножая на фактор  $\eta=178$ , равный плотности блоховской волновой функции, мы получили время  $T_2^* \approx 460$  мкс для КТ с  $N \approx 10^6$  атомов, содержащей одно магнитное ядро. Для получения зависимости скорости дефазировки от числа ядерных спинов в КТ мы использовали метод Монте-Карло для моделирования координат случайных равномерно распределенных точек. Расчеты показали, что скорости дефазировки  $1/T_2^*$  при любых значениях количества магнитных ядер в КТ пропорциональны корню квадратному из их числа.

Проведенные расчеты вклада СТВ с помощью предложенной модели дали разумные времена для КТ с различной степенью обогащения. Было получено, что с увеличением размера точки время  $T_2^*$  увеличивается.

Выбор степени обогащения бесспиновыми изотопами может зависеть от вклада электрических (зарядовых) шумов. Источником зарядовых шумов являются флуктуации заряда, например, так называемые TLF (two-level fluctuators) [4]. Они порождают изменение электрического поля из-за чего происходит размытие волновой функции электрона, изменение g-фактора, СТВ и т.д. Шум и спин-орбитальное (СО) взаимодействия в совокупности приводят к спиновой релаксации. В Si, несмотря на слабую СО, нарушение симметрии инверсии интерфейса делает спин-орбитальную связь неизбежной. Другим источником СО взаимодействия в КТ могут служить атомы германия, случайно распределенные в КТ. В кремниевой Si/SiGe КТ содержание германия оценивается на уровне не менее 0.3%, определяемом сегрегацией.

В серии работ, приведенных в [5] исследована спиновая динамика в <sup>28</sup>Si<sub>1-x</sub><sup>72</sup>Ge<sub>x</sub> при малом  $x \leq 1\%$  содержании Ge, показавшая существенное влияние германия на времена спиновой когерентности  $T_1$  и  $T_2$  электронов на донорах.

В этой связи интересны результаты, полученные в работах на структурах Si/SiO<sub>2</sub> показывающие лучшие результаты [1] по сравнению с Si/SiGe, несмотря на то, что влияние зарядовых шумов в них выше из-за близости границы Si/SiO<sub>2</sub> к КТ. Влияние остаточного германия в квантовой яме на времена релаксации и его участие в переносе зарядового шума к спине кубита должно быть учтено в дальнейших исследованиях природы электрического шума.

### Список литературы

- [1] P Stano, D Loss, (2022) arXiv:2107.06485v9 [cond-mat.mes-hall] 24 Mar (2025)
- [2] J. Fischer, W.A. Coish, D.V. Bulaev, and Daniel Loss. Phys. Rev. B 78, 155329 (2008).
- [3] S. Richard, F. Aniel, and G. Fishman. Phys. Rev. B 72, 245316 (2005)
- [4] A. Bermeister, D. Keith, D. Culcer Appl. Phys. Lett. 105, 192102 (2014)
- [5] Kalinina, E.A., Guseinov, D.V., Soukhorukov, A.V. et al. Appl. Magn. Reson. 55. 551–564 (2024).

## Спектроскопия спиновых флуктуаций галогенидных перовскитов

**И.И. Рыжов<sup>1,\*</sup>**, В.О. Козлов<sup>1</sup>, И.А. Смирнов<sup>1</sup>, Н.И. Селиванов<sup>1</sup>, Ю.В. Капитонов<sup>1</sup>,  
Е.В. Колобкова<sup>2,3</sup>, Д.С. Смирнов<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Университет ИТМО, СПб, Россия

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный технологический институт, СПб, Россия

<sup>4</sup>Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, СПб, Россия

\*email: i.ryzhov@spbu.ru

Полупроводниковые кристаллы металл-галогенидных перовскитов, уникальные фотофизические [1] и спиновые [2] свойства которых выгодно сочетаются с малозатратной технологией их выращивания [3], в последние годы оказались в центре внимания. Многочисленные эффекты спин-фотонного взаимодействия широко используются и для фундаментальных исследований, и для приложений в оптической обработке информации [4]. Классические эксперименты такого рода подразумевают измерение оптического отклика среды на внешние возмущения — оптическое или микроволновое излучение, акустическое воздействие и т. д. В то же время существует невозмущающий метод оптической регистрации намагниченности среды — спектроскопия спиновых флуктуаций (ССФ). В ССФ магнитный резонанс регистрируется во флуктуациях фарадеевского вращения луча, зондирующего спиновую систему в области её оптической прозрачности.

В представляемом докладе показано, что этот метод применим как к объёмным перовскитам [5], так и к их нанокристаллам в стеклянных матрицах [6]. Метод СПФ позволяет исследовать анизотропию магнитной восприимчивости кристаллов, а также варьировать оптическое воздействие на структуру в однолучевом эксперименте, тем самым обнаруживая нелинейные оптические эффекты, в том числе постоянную оптическую перезарядку нанокристаллов.

Работа выполнена при поддержке гранта СПбГУ 125022803069-4.

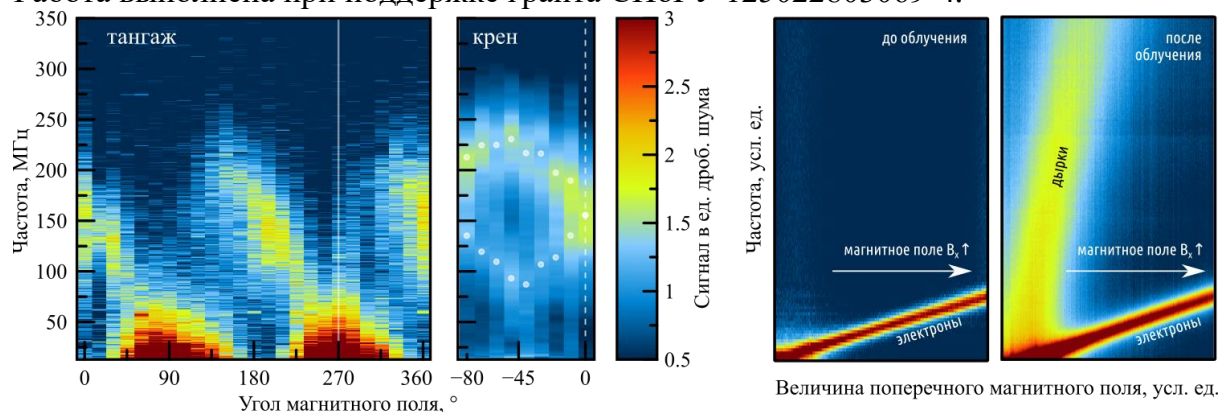


Рис. 1: Анизотропия магнитного отклика MAPbI<sub>3</sub> в ССФ (справа). Перезарядка нанокристаллов в стеклянной матрице дырками, обнаруживаемая в ССФ (слева).

### Список литературы

- [1] Y. Fu, H. Zhu, J. Chen et al. Nat. Rev. Mater. **4**, 169 (2019).
- [2] V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, M. M. Glazov et al. Nat. Commun. **10**, 673 (2019).
- [3] N. I. Selivanov, A. O. Murzin, V. I. Yudin et al. CrystEngComm **24**, 2976–2981 (2022).
- [4] Y. Mu, Z. He, K. Wang et al. IScience **25**, 105371 (2022).
- [5] V. O. Kozlov, N. I. Selivanov, C. C. Stoumpos et al. Phys. Rev. Letters **134**, 256901 (2025).
- [6] V. O. Kozlov, I. A. Smirnov, M. S. Kuznetsova et al. Appl. Mat. Today **45**, 102820 (2025).

## Спиновый резонанс в квантовой точке в кремнии с учётом междолинного взаимодействия

Д.В. Хомицкий,<sup>1\*</sup> Д.С. Пашин,<sup>1</sup> М.В. Бастракова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия*

*\*email: khomitsky@phys.unn.ru*

Управление спином электронов в кремниевых квантовых точках является одной из ключевых задач при проектировании спиновых кубитов на базе таких структур. Поскольку кремний является многодолинным полупроводником, при формировании квантовой точки, например, на базе квантовой ямы Si/SiGe, возникает дискретный спектр, два нижних уровня которого с одинаковым орбитальным квантовым числом принадлежат двум различным долинам с некоторым междолинным расщеплением  $E_{VS}$ . При наложении магнитного поля каждый из таких уровней расщепляется в зеемановский дублет, между состояниями которого возможны переходы по типу спинового резонанса. Самый нижний дублет является прообразом спинового кубита, если он достаточно удалён от вышележащих уровней с другим орбитальным или долинным квантовым числом. Однако, хорошо известно, что расщепление  $E_{VS}$  сильно зависит от параметров конкретной гетероструктуры и может быть сравнимо с величиной зеемановского расщепления  $\Delta_Z$  на рабочей частоте кубита [1,2]. В этом случае состояния, принадлежащие разным долинам, сильно взаимодействуют в окрестности точки  $\Delta_Z = E_{VS}$ , формируя структуру антикроссинга. В её окрестности также значительно уменьшается время спиновой релаксации. Спиновый резонанс в этом случае уже не может рассматриваться в рамках двухуровневого приближения, а режимы работы кубита [3] могут значительно отличаться от идеальных.

В данном докладе мы описываем моделирование спинового резонанса во вращающемся магнитном поле, учитывая состояния двух нижних долин в квантовой точке, сформированной полями затворов в квантовой яме Si/SiGe и экспериментально исследуемой в Институте физики микроструктур РАН (г. Нижний Новгород). Рассмотрена спиновая динамика как вдали, так и вблизи точки антикроссинга при изменении магнитного поля, с учётом различных по орбитальному и долинному числу уровней. Рассчитаны частота Раби и форма спиновых осцилляций, изучена их зависимость от степени близости к точке антикроссинга. Обсуждаются рекомендации по подбору параметров структуры для оптимального функционирования спинового кубита в экспериментально исследуемых структурах.

Авторы выражают признательность А.В. Новикову, Е.В. Демидову, В.А. Бурдову и А.А. Ежевскому за многочисленные полезные обсуждения. Работа представлена при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

### Список литературы

- [1] C.H. Yang, A. Rossi, R. Ruskov, N.S. Lai, F.A. Mohiyaddin, S. Lee, C. Tahan, G. Klimeck, A. Morello and A.S. Dzurak, Nat. Comm. **4**, 2069 (2013).
- [2] X. Hao, R. Ruskov, M. Xiao, C. Tahan and H. Jiang, Nat. Comm. **5**, 3860 (2014).
- [3] M. Veldhorst, R. Ruskov, C.H. Yang, J.C.C. Hwang, F.E. Hudson, M.E. Flatté, C. Tahan, K.M. Itoh, A. Morello, and A.S. Dzurak, Phys. Rev. B. **92**, 201401(R) (2015).

## **Автоколебания в электронно-ядерной спиновой системе полупроводника**

**В.Л. Коренев\***

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

*\*email: [spinorient@gmail.com](mailto:spinorient@gmail.com)*

Рассматриваются автоколебания высокой добротности (несколько тысяч) в электронно-ядерной спиновой системе полупроводника GaAs, содержащего несколько процентов атомов индия. Это есть первая демонстрация непрерывного временного кристалла в полупроводниках. Ранее были известны автоколебания, но здесь впервые показана устойчивость их динамического режима (предельного цикла) в широком диапазоне управляющих параметров – мощности, температуры и магнитного поля на порядок величины каждый. Время когерентности периодических колебаний (то есть идеальность упорядоченности “атомов” временного кристалла) превышает несколько часов. Ширина пика спектральной плотности колебаний (аналог Брэгговских дифракционных пиков обычного кристалла) близка к дельта-функции, и определяется макроскопическим временем измерения (аналог макроскопической длины обычного кристалла), составляя 0.4 mHz для времени 40 минут. При изменении внешних условий на краях стабильности предельного цикла возникают хаотические колебания. Хаос отчетливо проявляется в уширении острых пиков в спектрах Фурье. Это означает, что хаос возникает как нарушение идеальной трансляционной инвариантности во времени. Измерены характеристики хаотического режима (показатели Ляпунова, размерности, коэффициент хаоса). Этот режим напоминает начало плавления обычного кристалла, и может быть назван плавлением непрерывного временного кристалла.

### **Список литературы**

- [1] A. Greulich, N.E. Kopteva, A.N. Kamenskii, P.S. Sokolov, V.L.Korenev, M. Bayer// Robust continuous time crystal in an electron-nuclear spin system, Nature Physics, <https://doi.org/10.1038/s41567-023-02351-6> (2024)

## Особенности поляризованной люминесценции в магнитном поле неоднородного ансамбля локализованных экситонов

**В.П. Кочерешко, Л.В. Котова**

*Физико-Технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук 194021, Санкт Петербург, Россия*

Теоретически исследовалась индуцированная магнитным полем поляризованная люминесценция неоднородного ансамбля локализованных экситонов.

Было обнаружено:

1) Расщепление максимумов полос люминесценции неоднородного ансамбля локализованных экситонов в магнитном поле в двух круговых поляризациях на несколько порядков превышает зеемановское расщепление каждого отдельного экситона в ансамбле. Величина расщепления пропорциональна величине неоднородного уширения полосы люминесценции ансамбля.

2) Низкоэнергетическая компонента полосы поляризованной люминесценции в магнитном поле может иметь меньшую интенсивность, чем высокоэнергетическая. Это, на первый взгляд, противоречит больцмановскому распределению экситонов по зеемановским подуровням.

3) Эффекты, описанные в пунктах (1) и (2), имеют место только в том случае, если экситонный  $g$ -фактор зависит от энергии локализации и меняет знак при некоторой энергии внутри распределения центров локализации по энергиям.

4) Если изменение знака  $g$ -фактора происходит при энергиях выше максимума полос излучения, то отношение интенсивностей полос оказывается соответствующим распределению Больцмана.

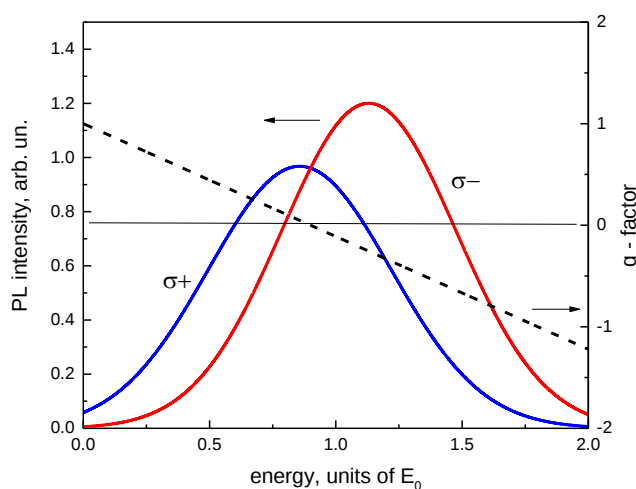


Рисунок 1. Спектры экситонной люминесценции, снятые в двух круговых поляризациях и (сплошные кривые). Зависимость экситонного  $g$ -фактора от энергии локализации (пунктир).

Результаты этой работы не ограничиваются только неоднородным ансамблем квантовых точек. Линии излучения экситонов и примесных центров в кристаллах всегда неоднородно уширены. Вопрос лишь в соотношении однородной и неоднородной ширины линий излучения. Изменение знака  $g$ -фактора в ансамбле квантовых точек может сильно повлиять на эффекты блокировки мод, спинового эха и спиновой когерентности в ансамбле квантовых точек.

## Спиновые свойства и электронная структура вакансионных нитей на поверхности SiC-3C(111)

С.А. Кукушкин, А.В. Осипов\*

ИПМаш РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*email: andrey.v.osipov@gmail.com

Уникальные свойства кремниевых вакансий  $V_{Si}$  в кристаллах карбида кремния SiC делают этот материал очень перспективным в квантовой фотонике, квантовой электронике, а также при разработке твердотельных кубитов для квантовых компьютеров. В работе [1] был разработан принципиально новый метод получения SiC и  $V_{Si}$  за счет химической реакции кристалла Si с газом CO. Отжиг Si в вакууме перед ростом SiC обеспечивает образование кремниевых вакансий в Si, которые затем переходят в  $V_{Si}$  в SiC. Исследования показали, что  $V_{Si}$  в SiC сильно притягиваются друг к другу в направлении  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ , а по другим направлениям отталкиваются, что приводит к образованию вакансионных нитей в направлении  $\langle 1\bar{1}0 \rangle$  [2]. В данном исследовании показано, что вакансионные нити очень сильно притягиваются к поверхности SiC. В частности, установлено, что нити на С-поверхности SiC-3C(111) с реконструкцией (2x1) резко усиливают свои спиновые свойства (Рис. 1). Исходное состояние электронов нити с магнитным моментом, равным 0 за счет цепочек Пандея с  $\pi$ -связями, оказывается метастабильным (Рис. 1). Р-электрон атома С туннелирует к атому Si нити на расстояние  $3.7\text{\AA}$  с изменением спина на противоположный, что приводит к понижению энергии на 0.3 eV и образованию магнитного момента нити, равному  $2\mu_B$  (Рис. 1). Таким образом, реконструкция атомов вблизи вакансионной нити на поверхности SiC-3C(111) и образование С-С связей приводит к отрицательной корреляционной энергии электронов в нитях (эффект negative U) и подавлению электрон-электронного взаимодействия. Вероятно, именно этим объясняется anomalous поведение магнитной восприимчивости SiC, содержащего  $V_{Si}$ , наблюдаемое экспериментально [3].

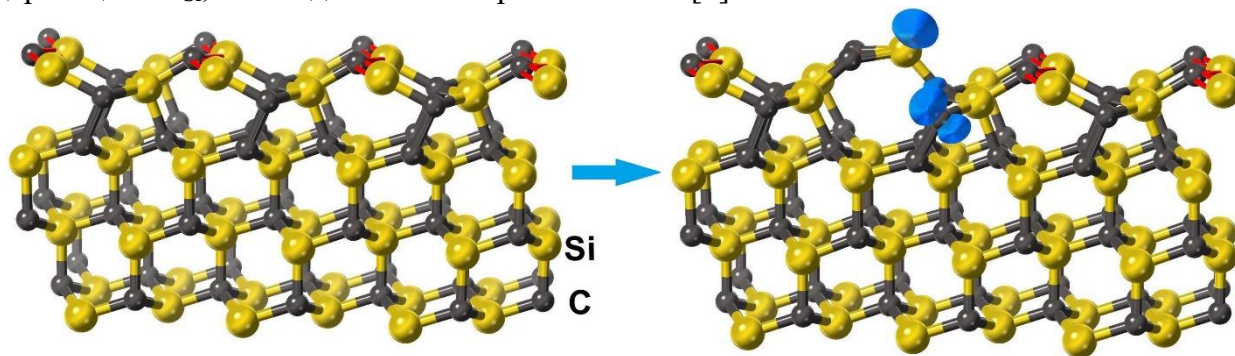


Рис. 1: Схематическое изображение поверхности SiC-3C(111) (2x1) до образования нитей из  $V_{Si}$  (слева) и после (справа). Красным цветом на поверхности выделены  $\pi$ -связи в цепочках Пандея. Магнитный момент образуется после туннелирования р-электрона от атома С к атому Si на расстояние 0.37 nm. Синим цветом помечены области магнитного момента со значением  $0.15 e/\text{\AA}^3$ , т. е. с разностью плотности электронов со спином вверх и спином вниз.

Работа выполнена в рамках в рамках государственного задания ФГУП ИПМаш РАН № FFNF-2021-0001 Министерства науки и высшего образования РФ.

### Список литературы

- [1] S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, Materials **14**, 5579 (2021).
- [2] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, ПЖТФ **50**, 19 (2024).
- [3] С.А. Кукушкин, Н.И. Руль, Е.В. Убийвовк, А.В. Осипов, В.В. Романов, Н.Т. Баграев, ФТТ **67**, 624 (2025).

## Brave New Altermagnetism

**S.V. Streltsov<sup>1,\*</sup>**

*<sup>1</sup>Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, Russia*

*\*email: streltsov@imp.uran.ru*

The combination of a centrosymmetric crystallographic structure with local structural alternations and collinear antiferromagnetism can lead to broken PT (Parity x Time-reversal) symmetry, resulting in non-relativistic spin-split bands [1,2]. Such magnetic systems were called altermagnets [3]. Later, notion of altermagnetism of extended also on materials with non-collinear spin structures. These materials now attract a lot of attention from both theoretical and experimental communities. In this short talk we will briefly discuss main ideas lying behind altermagnetism, some particular altermagnets having structure of 6H perovskites and various physical effects related to altermagnetism.

Support by RSF 23-12-00159 is acknowledged.

### **Список литературы**

- [1] S. Hayami, Y. Yanagi, and H. Kusunose, J. Phys. Soc. Jpn. 88, 123702 (2019).
- [2] L.-D. Yuan, Z. Wang, J.-W. Luo, E. I. Rashba, and A. Zunger, Phys. Rev. B **102**, 014422 (2020).
- [3] L. Šmejkal, J. Sinova, and T. Jungwirth, Phys. Rev. X 12, 040501 (2022).
- [4] S. Streltsov, S.-W. Cheong unpublished

## Генерация второй оптической гармоники, индуцированная магнитным октуполем в альтермагнетике $\text{CoF}_2$

**В.В. Павлов\***, П.А. Усачев, Р.В. Писарев

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

\*email: pavlov@mail.ioffe.ru

Альтермагнетизм, как новое направление физики твердого тела, включает в себя класс материалов с особым типом антиферромагнитного упорядочения, при котором спиновые моменты атомов полностью компенсируются, но существует сильное энергетическое расщепление электронных зон, зависящее от спина и импульса электронов [1, 2]. Антиферромагнетик  $\text{CoF}_2$  является интенсивно изучаемым модельным материалом [3, 4], обладающим альтермагнитной спиновой структурой [5, 6].

В данной работе генерация второй оптической гармоники (ГВГ) была использована для изучения нелинейного электрического квадрупольного отклика в  $\text{CoF}_2$ . ГВГ является эффективным инструментом для изучения антиферромагнетиков, т.к. этот метод обладает высокой чувствительностью к структурной и спиновой симметрии кристаллов [7].

Фторид кобальта  $\text{CoF}_2$  кристаллизуется в centrosymmetric структуре, поэтому нелинейную поляризацию, являющуюся источником сигнала ГВГ, можно записать в квадрупольном приближении следующим образом:

$$\mathbf{P}^{2\omega} = \epsilon_0 \mathbf{\chi}^{(3)} : \mathbf{E}^\omega \nabla \mathbf{E}^\omega + i \epsilon_0 \mathbf{\chi}^{(3)} (\mathcal{O}^M) : \mathbf{E}^\omega \nabla \mathbf{E}^\omega,$$

где первый член описывает кристаллографический вклад в ГВГ, определяемый спин-независимым тензором  $\mathbf{\chi}^{(3)}$ , второй член описывает альтермагнитный вклад, определяемый спин-зависимым тензором  $\mathbf{\chi}^{(3)} (\mathcal{O}^M)$ . Эти тензоры связывают нелинейную поляризацию на удвоенной частоте  $\mathbf{P}^{2\omega}$  с электрическим полем электромагнитной волны на основной частоте  $\mathbf{E}^\omega$ . Спиновый порядок в  $\text{CoF}_2$  описывается тензором третьего ранга – магнитным октуполем  $\mathcal{O}_{ijk}^M = \int r_i r_j m_k(\mathbf{r}) d^3r$  [6]. На Рис. 1 показаны температурные зависимости сигнала ГВГ для двух ориентаций поляризаций  $\mathbf{E}^\omega$  и  $\mathbf{E}^{2\omega}$ . В области температуры Нееля  $T_N = 38$  К надежно регистрируется рост сигнала ГВГ, определяемого альтермагнитным вкладом. Проведенное исследование открывает новые возможности для изучения альтермагнитных материалов методом ГВГ.

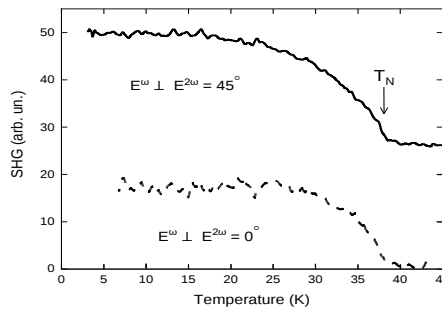


Рис. 1: Температурная зависимость сигнала ГВГ для двух ориентаций поляризаций  $\mathbf{E}^\omega$  и  $\mathbf{E}^{2\omega}$ . Авторы благодарят финансовую поддержку РФФИ (проект № 24-12-00348).

### Список литературы

- [1] L. Šmejkal, J. Sinova, T. Jungwirth, Phys. Rev. X **12**, 031042 (2022).
- [2] L. Šmejkal, J. Sinova, T. Jungwirth, Phys. Rev. X **12**, 040501 (2022).
- [3] A. S. Disa, M. Fechner, T. F. Nova, et al., Nature Physics **16**, 937 (2020).
- [4] T. W. J. Metzger, K. A. Grishunin, C. Reinhofer, et al., Nat. Commun. **15**, 5472 (2024).
- [5] S. Bhowal, and N. A. Spaldin, Phys. Rev. X **14**, 011019 (2024).
- [6] P. G. Radaelli, Phys. Rev. B **110**, 214428 (2024).
- [7] M. Fiebig, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, J. Opt. Soc. Am. B **22**, 96 (2005).

## **Импульсная ЭПР спектроскопия коррелированных пар фотовозбужденных триплетных состояний фуллеренов**

**Р.А. Подаров<sup>1,2,\*</sup>, М.И. Колоколов<sup>1,2</sup>, Е.В. Третьяков<sup>3</sup>, С.А. Дементьев<sup>1,2</sup>, М.В. Федин<sup>1,2</sup>,  
О.А. Крумкачева<sup>1,2</sup>**

*<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

*<sup>2</sup>Международный Томографический Центр СО РАН, Новосибирск, Россия*

*<sup>3</sup>Институт органической химии им. Н.Д. Зелинского РАН, Москва, Россия*

*\*email: r.podarov@yandex.ru*

В данной работе впервые представлен подход для измерения расстояний в симметричных неортогональных фотовозбужденных спиновых парах методами дипольной ЭПР спектроскопии. Такие симметричные системы все чаще используются для эффективного преобразования солнечной энергии в электрическую. Несмотря на то, что теоретический предел эффективности современных солнечных батарей составляет всего 34%, использование процесса синглетного деления в таких симметричных спиновых парах может повысить эту эффективность до 44%. Этому способствует генерация двух носителей заряда вместо одного.

Целью данной работы является разработка подхода к измерению нанометровых расстояний с помощью электронного парамагнитного резонанса в симметричных фотовозбужденных спиновых парах на основе фуллерена. Исследования проводились с использованием молекулы бисфуллерена, соединенной фторированным линкером.

Эхо-детектируемые (ЭД) спектры молекул бисфуллерена выявили несколько примечательных эффектов. С использованием программного пакета Easyspin удалось смоделировать ЭД-спектр и оценить межфуллереновое расстояние. Данные, полученные в ходе нутационного эксперимента, эксперимента с задержкой после лазерного импульса и последующее моделирование позволяют предположить, что образование двух триплетных состояний в исследуемой системе происходит не за счет интеркомбинационной конверсии, а по механизму синглетного деления. Независимо механизм был подтвержден детектированием сигнала задержанной флуоресценции.

Была предложена методика измерения расстояний в симметричных фотовозбужденных спиновых парах с помощью импульсного метода ЭПР усиления дипольной модуляции вследствие релаксации (RIDME). Экспериментально определенное расстояние между метками в бисфуллерене согласуется с оценками, полученными на основе моделирования ЭД-спектра. Кроме того, были получены кинетические параметры образования свободных триплетных состояний и задержанной флуоресценции из промежуточного коррелированного состояния пары, характеризующие эффективность образования состояний переносчиков заряда.

## Что такое спин-флуктуационные переходы и как их можно наблюдать?

**С.В. Демишев**

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Москва, Троицк, Россия*

*email: demishev@hppi.troitsk.ru*

Под спин-флуктуационным переходом (СФП) понимается новый класс критических магнитных явлений, для которых характерно изменение характеристик спиновых флуктуаций в магнетике под воздействием управляющих параметров (например, температуры или состава материала), не связанное непосредственно с образованием фаз с дальним магнитным порядком [1]. Поэтому СФП в большинстве случаев выходят за рамки стандартной теории фазовых превращений, в которой флуктуации рассматриваются как некоторое сопутствующее магнитному переходу явление. В докладе рассмотрены основные методы исследования СФП (рассеяние нейтронов и ЭПР). Разработана оригинальная модель спиновой динамики магнетиков, позволяющая найти количественные характеристики их магнитных флуктуаций из анализа профиля линии ЭПР [2]. Обсуждаются СФП в фазе спинового нематика, в изинговских неупорядоченных системах, в парамагнитных и магнитоупорядоченных фазах, квантовых критических системах, а также СФП, обусловленные изменением спиновой динамики. Рассматриваются экспериментальные наблюдения СФП в магнитных полупроводниках  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , легированных компенсированных полупроводниках  $\text{Ge:As(Ga)}$ , сильно коррелированном металле со скрытым порядком  $\text{CeB}_6$ , а также в спиральных магнетиках  $\text{MnSi}$  и  $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ . В частности, в нецентросимметричном магнетике  $\text{MnSi}$  в спиральной конической фазе обнаружен и исследован СФП, следствием которого является рост ширины линии ЭПР в 3 раза при температуре  $T_f \sim 16$  К вдали от магнитного перехода при  $T_C = 29$  К [3], а также обнаружены СФП в парамагнитной фазе [4]. Отмечается, что в дальнейшие исследования СФП могут оказаться одной из точек роста в современной физике магнитных явлений.

### Список литературы

- [1] С.В. Демишев, УФН, **194**, 23 (2024).
- [2] S.V. Demishev, Applied Magnetic Resonance, **55**,1091 (2024)
- [3] S.V. Demishev, A.V. Shestakov, I.V. Yatsyk, A.V. Semeno, S.V. Grigoriev, R.M. Eremina, Solid State Communications, **385**, 11550 (2024)
- [4] S.V. Demishev, Doklady Physics, **67**,410 (2022)

## Квантовая запутанность многоспиновых состояний и спиновые правила отбора

**В.Л. Бердинский\***, А. В. Ариффуллин

ОГУ, Оренбург, Россия

OSU, Orenburg, Russia

\*email: [vberdinskiy@yandex.ru](mailto:vberdinskiy@yandex.ru)

Квантовая запутанность многоспиновых (многофермионных) состояний является следствием принципа Паули – требования антисимметрии полной волновой функции [1]. Из математического определения запутанных и незапутанных состояний, описываемых матрицами плотности  $\rho_I(1,2)$  и  $\rho_{II}(1,2)$  соответственно, и состоящих из двух подсистем (1) и (2)

$$\rho_I(1,2) \neq \rho(1) \otimes \rho(2) \quad \text{и} \quad \rho_{II}(1,2) = \rho(1) \otimes \rho(2),$$

следует, что запутанные и незапутанные состояний различаются спиновыми корреляциями и запутанное состояние не может быть получено простым объединением независимых подсистем. Следовательно, в физических процессах и химических реакциях образования многоспиновых (многофермионных) систем, должны действовать многоспиновые правила отбора, подобные тем, что действуют в химических реакциях рекомбинации радикальных пар [2]. Спинзависимая вероятность  $W$  многоспиновых процессов определяется выражением [3]

$$W = \text{Tr} \{ \hat{P}_{ent} (\rho(1) \otimes \rho(2)) \hat{P}_{ent} \},$$

где  $\hat{P}_{ent}$  – оператор проектирования на пространство запутанных состояний многоспиновых систем. Этот оператор легко определяется через оператор спиновой матрицы плотности запутанных состояний образующей системы

$$\hat{P}_{ent} \approx \hat{\rho}_{ent} = \{ 2^{N/2} (N/2)! / N! \} \sum_{\Pi} \Pi \{ S_{ij} S_{kl} S_{mn} \dots \} \langle S_{ij} S_{kl} S_{mn} \dots \rangle.$$

В этом выражении  $N$  – четное число фермионов, символ  $\Pi$  означает все возможные перестановки индексов  $i, j, k, l, m, n, \dots$ , соответствующие перестановкам неразличимых электронов по всем парам синглетных состояний  $|S_{ij}\rangle = 2^{-1/2} |\alpha_i \beta_j - \beta_i \alpha_j\rangle$ . Это простейшее выражение матрицы плотности  $\hat{\rho}_{ent}$  как суммы неортогональных проекторов. Примерами многоспиновых процессов и реакций являются реакции синтеза ядер легких элементов, ферментативные реакции многоэлектронного восстановления молекулярного кислорода цитохром-с-оксидазой, молекулярного азота нитрогеназой и образование ион-радикала  $O_2^-$  в митохондриях [3]. Очевидно, что значение квантовой запутанности спиновых состояний в реакциях синтеза важнее значения запутанности в реакциях распада сложных частиц.

### Список литературы

- [1] М. Arifullin, V. Berdinskiy, [arXiv:1310.2863](https://arxiv.org/abs/1310.2863) [quant-ph], 2013
- [2] Бучаченко, Р.З. Сагдеев, К.М. Салихов, Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях, Новосибирск, Наука, 1978.
- [3] M.R. Arifullin, V.L. Berdinskiy, Russ. J. Phys. Chem. A, 87, 1186, (2013).

## Косвенное обменное взаимодействие и ферромагнетизм в сильно компенсированном (Ga,Mn)As

И.А. Кокурин<sup>1,2,\*</sup>, Н.С. Аверкиев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия

\*email: kokurinia@mail.ru

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП), такие как (Ga,Mn)As, продолжают оставаться в фокусе внимания исследователей. И если для РМП в металлической фазе картина косвенного обмена и магнитного упорядочения является устоявшейся [1], то в диэлектрических сильно компенсированных образцах все не так однозначно.

Недавно нами было показано, что в диэлектрическом (Ga,Mn)As существует два конкурирующих механизма косвенного обмена [2] с ферро- и антиферромагнитным выстраиванием спинов d-оболочек ионов Mn. Ключевым параметром при этом является степень компенсации, которая определяет преобладание одного из механизмов. Простые оценки показывают, что наиболее четко выраженного ферромагнетизма следует ожидать при степени компенсации близкой к  $\frac{1}{2}$ . Это находится в согласии с экспериментальными данными, указывающими на половинное заполнение примесной зоны при реализации ферромагнитного упорядочения [3].

Для случая РМП нами был адаптирован термодинамический подход [4] к определению температурной зависимости остаточной намагниченности и температуры Кюри. Показано, что температура Кюри является не только функцией концентрации марганца, но и сильно зависит от степени компенсации. При этом, если при фиксированной концентрации марганца ферромагнитный порядок имеет место, то он возникает пороговым образом по величине степени компенсации. В дальнейшем с ростом компенсации остаточная намагниченность возрастает и достигает максимума при некотором значении степени компенсации (которое само является функцией концентрации марганца).

Для диэлектрических РМП предсказан новый механизм фотоферромагнитного эффекта. Данный механизм основан на изменении эффективной степени компенсации при фотонейтрализации или фотоионизации магнитных акцепторов марганца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 25-12-00093).

### Список литературы

- [1] T. Dietl, H. Ohno, Rev. Mod. Phys. **86**, 187 (2014).
- [2] I.A. Kokurin, N.S. Averkiev, Phys. Rev. B **109**, 214415 (2024).
- [3] M. Dobrowolska et al., Nat. Mater. **11**, 444 (2012).
- [4] Р. Кубо, Статистическая механика (М.: Мир, 1967).

## Ферромагнетизм в гибридном металлоорганическом перовските $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

И.В. Жевстовских<sup>1</sup>, Н.С. Аверкиев<sup>2</sup>, М.Н. Сарычев<sup>3</sup>, Д.А. Шишкин<sup>1</sup>, О.И. Семенова<sup>4</sup>,  
Т.Б. Чарикова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>4</sup>ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

\*email: zhevstovskikh@imp.uran.ru

Гибридные перовскиты представляют собой класс полупроводниковых материалов с уникальным набором оптоэлектронных свойств, обладают превосходной устойчивостью к дефектам с сохранением этих свойств, что открывает возможности создания ферромагнитного состояния перовскитов при допировании ионами переходных металлов, аналогично разбавленным магнитным полупроводникам. Данная область исследований мало изучена, есть несколько работ, в которых сообщалось об обнаружении ферромагнетизма в галогенидных перовскитах, содержащих 3d примеси, с температурой Кюри вблизи комнатной [1].

В перовските  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ , не содержащем магнитные примеси, недавно также был обнаружен ферромагнетизм [2-3]. Авторы [2] показали, что он обусловлен наличием дефектов, вакансий йода или свинца, приводящих к несимметричной поляризованной по спине плотности состояний, обуславливающей отличный от нуля магнитный момент в системе. Эти дефекты приводят к отличному от нуля магнитному моменту либо в орторомбической фазе, либо в кубической, однако экспериментально ферромагнетизм наблюдался во всех структурных фазах [3]. Мы установили, что температура Кюри равна 280 К, намагниченность насыщения составляет 9.3 Гс·см<sup>3</sup>/моль (при T=300 К) при ориентации магнитного поля в кристаллографической плоскости (001), значение эффективного магнитного момента равно в тетрагональной фазе 0.76μВ, а в орторомбической 0.39μВ [3]. Для выяснения природы обнаруженного ферромагнетизма мы исследовали магнитные свойства монокристалла  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$  до и после облучения лазерами различной энергии. Оказалось, что до облучения образец показывает диамагнитное поведение независимо от ориентации магнитного поля относительно кристаллографической плоскости (001). После облучения лазерами магнитные свойства изменились: при направлении магнитного поля в плоскости (001) мы обнаружили ферромагнитное упорядочение, а при перпендикулярной ориентации - диамагнитное. Наблюдаемую анизотропию магнитных свойств в монокристалле  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$  мы связываем с различной концентрацией наведенных после облучения дефектов в приповерхностном слое или в объеме образца.

### Список литературы

- [1] Zhongwei Chen, Chunmei Wang, Jie Xue et al. Nano Lett. **24**, 3125–3132 (2024).
- [2] B. Bandyopadhyay, H. Luitel, S. Sil et al. Phys. Rev. B **101**, 094417 (2020).
- [3] И.В. Жевстовских, Т.Б. Чарикова, А.С. Клепикова и др. Письма в ЖЭТФ **116**, 54 (2022).

## Эффект широкополосного выпрямления в спин-трансферных диодах

П.Н. Скирдков<sup>1,2,\*</sup>, Г.А. Кичин<sup>2</sup>, К.А. Звездин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991

<sup>2</sup>Новые Спинтронные Технологии, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205

\*email: petr.skirdkov@gmail.com

Спин-трансферные диоды (СТД), образованные магнитными туннельными переходами (МТП) сегодня привлекают значительное внимание. Выпрямление переменного сигнала в СТД происходит за счет колебаний намагниченности свободного слоя (и соответствующих изменений сопротивления), вызванных эффектом переноса спина при инжекции радиочастотного тока. В этом случае на границе структуры возникает постоянная компонента напряжения. Это явление впервые наблюдали Тулапуркар и др. [1]. Хотя чувствительность детектирования в этой первой работе [1] (около 1,4 мВ/мВт) была более чем на три порядка ниже, чем в случае полупроводниковых детекторов на диодах Шоттки, последние работы продемонстрировали более чем конкурентные характеристики с чувствительностью более 4500 мВ/мВт [2] без тока смещения и 200 000 мВ/мВт с током смещения [3].

Недавно теоретически был предложен новый тип широкополосного выпрямления [4]. Выпрямленное напряжение наблюдалось в очень широком диапазоне частот и не носило резонансного характера. Необходимым условием для этого является значительная вне плоскостная составляющая намагниченности, которую первоначально предлагалось создавать с помощью приложения перпендикулярного магнитного поля [4]. Позже подобный эффект был достигнут за счет использования поверхностной перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА) [5,6,7]. На сегодняшний день максимальная полоса пропускания широкополосного выпрямления СТД составила 3 ГГц [7]. Хотя упомянутые результаты по широкополосному выпрямлению весьма перспективны с прикладной точки зрения, необходимость точной подстройки величины ПМА увеличивает техническую сложность их реализации.

В данной работе сообщается об альтернативном эффекте широкополосного выпрямления в МТП [8], механизм которого основан на возникновении плоскостного угла между намагниченностями свободного слоя и поляризатора. Экспериментально было продемонстрировано наличие выпрямленного постоянного напряжения в широком диапазоне частот — от долей ГГц до рекордных 6 ГГц, что значительно больше, чем сообщалось ранее. Кроме того, мы представляем аналитическую маркоспиновую модель, которые дают представление о динамике намагниченности системы, раскрывают роль повернутого под углом магнитного поля и доказывают магнитную природу сообщаемого эффекта. Также мы показываем, что наблюдаемый эффект возможно и при полном отсутствии поля, за счет наличия неоднородных состояний.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 25-12-00302.

### Список литературы

- [1] A.A. Tulapurkar et al., Nature, 438, 339–342 (2005).
- [2] A. Buzdakov, P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin, Phys. Rev. Appl., 15, 054047 (2021).
- [3] L. Zhang et al., Appl. Phys. Lett., 113, 102401 (2018).
- [4] O. Prokopenko et al., J. Appl. Phys., 111, 123904 (2012).
- [5] B. Fang et al., Phys. Rev. Appl., 11, 014022 (2019).
- [6] M. Tarequzzaman et al., Appl. Phys. Lett., 112, 252401 (2018).
- [7] L. Zhang et al., ACS Appl. Mater. Interfaces, 11, 29382 (2019).
- [8] G.A. Kichin, P.N. Skirdkov, and K.A. Zvezdin, Phys. Rev. Appl. 20, 044078 (2023).

## Анализ перехода к квантовому режиму в джозефсоновских магнитных туннельных переходах

В.В. Юрлов<sup>1,2,\*</sup>, К.А. Звездин<sup>1,2,3</sup>, А.К. Звездин<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>МФТИ (НИУ), Институтский пер. 9, 141700, Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>Новые спинтронные технологии, Большой бульвар 30, стр. 1, 121205, Москва, Россия

<sup>3</sup>ИОФ имени А.М. Прохорова (РАН), ул. Вавилова 38, 119991, Москва, Россия

\*y email: urlov.vv@phystech.edu

С момента открытия эффекта спина и гигантского магнитосопротивления, динамика магнитного момента, индуцируемая спиновым током в различных гетероструктурах, привлекает все больше внимания из-за значительной энергоэффективности и скорости спиновой динамики. В частности, эти результаты активно используются для создания современных спинтронных устройств, и магнитные туннельные переходы играют важную роль в этой технологической области. Магнитный туннельный переход состоит из двух ферромагнитных слоев, которые разделены тонкой пленкой изолятора, и эти гетероструктуры имеют широкий спектр возможного применения. Преимущества и особенности таких структур зависят от свойств свободного слоя. Например, использование материалов с перпендикулярной магнитной анизотропией позволяет снизить критические токи и улучшить термическую стабильность. Однако использование легкоплоскостных магнетиков может открыть другие технологические особенности данных гетероструктур. Интересным здесь является тот факт, что из-за специфической симметрии магнитных туннельных переходов на основе легкоплоскостных магнетиков уравнения спиновой динамики могут быть математически идентичны или изоморфны сверхпроводящему джозефсоновскому переходу. Эта особенность позволяет нам говорить о возможности создания современных спинтронных устройств, которые могут обладать некоторыми свойствами сверхпроводящих переходов. Джозефсоноподобная магнитная структура изучается в основном в антиферромагнитных пленках из-за высоких частот, которые могут быть вызваны эффектом переноса спина. Однако объектом интереса также может быть возможность реализации квантовой системы на основе существующих ферромагнитных гетероструктур. Другими словами, мы должны найти условия, при которых магнитный туннельный переход можно описывать, как квантовую двухуровневую систему.

Объектом исследования является изучение возможности перехода к квантовому режиму в легкоплоскостном магнитном туннельном переходе. Получены эффективный Лагранжиан и Гамильтониан магнитного туннельного перехода и показан их математический изоморфизм с задачей о квантовых переходах Джозефсона. Получены границы применимости, при которых возможно рассмотрение макроскопических параметров, как квантово-механических операторов. Проанализированы допустимые величины и длительность импульса спинового тока, при которых также возможен квантовый подход (см. Рис. 1). Получены характерные геометрические параметры магнитного туннельного перехода для реализации квантового приближения. В результате работы получены условия, при которых в магнитных туннельных структурах возможен переход к квантовому режиму. На основе формализма Лагранжа получены динамические уравнения и описан переход к квантовым операторам. Проанализированы параметры структуры, которые необходимы для реализации различных типов кубитов: трансмона, зарядового и потокового.

Это исследование было поддержано грантом РНФ № 22-12-00367-П.

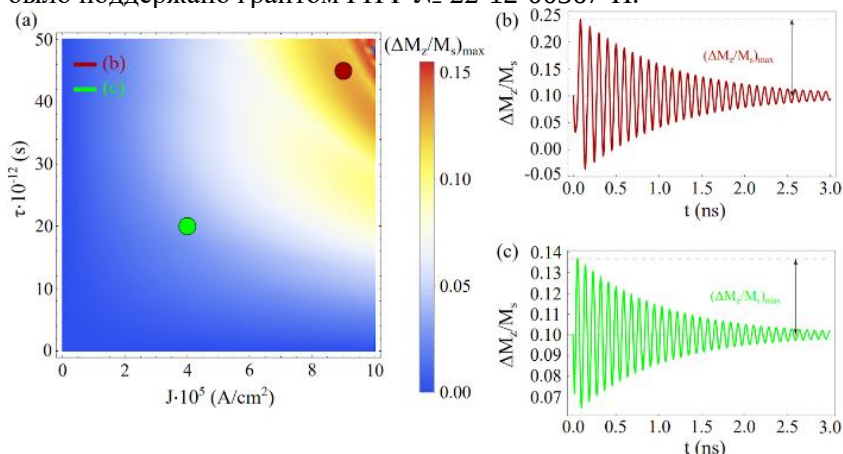


Рис. 1: а) Диаграмма, демонстрирующая максимальное отклонение магнитного момента от положения равновесия системы. б) и в). демонстрируют осцилляции магнитного момента вблизи положения равновесия.

### Список литературы

- [1] А.К. Звездин // ЖЭТФ. 2002. Т 122. В. 4 (10). С. 879-885.
- [2] A. Kringhoj et al. // Phys. Rev. B. V. 97. No 6. P. 060508.
- [3] D. Riste et al. // Nature Communications 2013. V. 4. No 1. P. 1913.

## ЭПР спектроскопия никелевых, азотных и кластеризованных парамагнитных центров в синтетических алмазах

Ф.М. Шахов\*, В.Ю. Осипов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: Fedor.Shakhov@mail.ioffe.ru, osipov@mail.ioffe.ru

Синтетические алмазы, выращенные из графита с использованием металла-катализатора при высоких давлениях и температурах, являются перспективными материалами для создания датчиков, сенсоров и различных дискретных устройств нанофотоники. Это связано с возможностью формирования в алмазной матрице оптических флуоресцентных центров типа NV, SiV, Ni<sup>+</sup>, NiN<sub>x</sub> с высокой эмиссионной эффективностью [1,2].

В данной работе сообщается об исследовании методом ЭПР спектроскопии (~9 ГГц) парамагнитных центров, связанных с изолированными примесями азота (N<sub>s</sub><sup>0</sup>, P1, S=1/2, I=1, g=2.0024), никеля (Ni<sup>+</sup>, W8, S=3/2, g=2.0319) и другими кластеризованными спиновыми агентами в микрокристаллах алмаза размером до 130 микрон. Исследование температурных зависимостей сигналов ЭПР P1 и W8 центров показывает, что интегральные интенсивности обоих сигналов следуют закону Кюри. При этом ширина центрального компонента триплетного сигнала P1 остается практически постоянной в интервале 50-300 К, но ширина сигнала W8 испытывает резкое увеличение в диапазоне температур 90-220 К, вплоть до полной ненаблюдаемости сигнала при температурах свыше 220 К [1]. Последнее связано с особенностью электронного строения спинов S=3/2 W8- центров, их делокализацией в пределах соседних узлов кристаллической решетки и рассеянием на фононах при больших температурах (>100 К) вследствие особенностей спин-решеточного взаимодействия спинов W8 центров. Декомпозиция спектров ЭПР на составляющие позволяет определить эффективную концентрацию изолированных примесей азота, никеля и кластеризованных спинов в решетке алмаза [3]. Последние проявляются в виде синглетного сигнала ЭПР (g=2.0024), обусловленного локальными скоплениями парамагнитных дефектов со спином 1/2 (или 3/2) различного происхождения в решетке. Скопления таких дефектов зачастую обуславливают тушение люминесценции за счет безызлучательной рекомбинации - диссипации оптического возбуждения флуоресцентного центра.

Разработан метод экспресс-диагностики синтетических микрокристаллов алмаза, основанный на оценке доли спинов кластеризованных дефектов в общем количестве парамагнитных агентов в матрице алмаза. Обнаружено, что количество детектируемых никелевых W8 центров хорошо коррелирует с интенсивностью оптической эмиссии никелевых флуоресцентных центров Ni<sup>+</sup> (883 нм) и NiN<sub>x</sub>.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 25-19-00240).

### Список литературы

- [1] В.Ю. Осипов, Ф.М. Шахов, К.В. Богданов, А.В. Баранов, *Оптика и спектроскопия*, **131**, 1661 (2023).
- [2] I.E. Kaliya, V.Yu. Osipov, F.M. Shakhov et al., *Carbon*, **219**, 118839 (2024).
- [3] V.Yu. Osipov, F.M. Shakhov, N.M. Romanov, K. Takai, *Mendeleev Comm.*, **32**, 645 (2022).

**Ферромагнетизм в слоях GaAs, сильно легированных Co****А.А. Яковлева<sup>1,\*</sup>, А.В. Кудрин,<sup>1</sup> В.П. Лесников<sup>1</sup>**<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

\*email: nastayakovleva42@gmail.com

Создание приборов спинтроники является одним из вариантов дальнейшего развития электроники. Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) являются одними из основных материалов спиновой электроники, которые обладают как полупроводниковыми, так и ферромагнитными свойствами. В настоящее время созданы РМП на основе полупроводников АЗВ5, легированных атомами переходных металлов Mn или Fe. В данной работе были получены структуры на основе GaAs, сильно легированного Co, с помощью метода импульсного лазерного осаждения при различных мощностях лазерного излучения. Слой GaAs:Co, полученный при оптимальных технологических параметрах (в частности мощность лазерного излучения), обладает ферромагнитными свойствами, проявляющимися в виде петли гистерезиса при измерении эффекта магнитно-циркулярного дихроизма (МЦД) (рис.1(а)). Спектральная зависимость (рис.1(б)), полученная с помощью измерения эффекта МЦД при разных энергиях фотонов, имеет резкие изменения величины МЦД в областях характерных оптических переходов ( $E_g$  и  $E_1$ ), что указывает на связь ферромагнитных свойств с магнитной матрицей полупроводника, а не с включениями второй интерметаллической фазы, которые сохраняются как минимум до 270К (вставка рис.1(б)). Структура обладает отрицательным магнитосопротивлением и аномальным эффектом Холла, который совпадает с измеренным эффектом МЦД как при 10К, так и при 250К (рис.1(а)). В структурах, полученных при меньших мощностях лазерного излучения, магнитные свойства резко пропадают, при этом увеличение мощности излучения приводит к ухудшению магнитных свойств и снижению температуры Кюри, но не к их исчезновению.

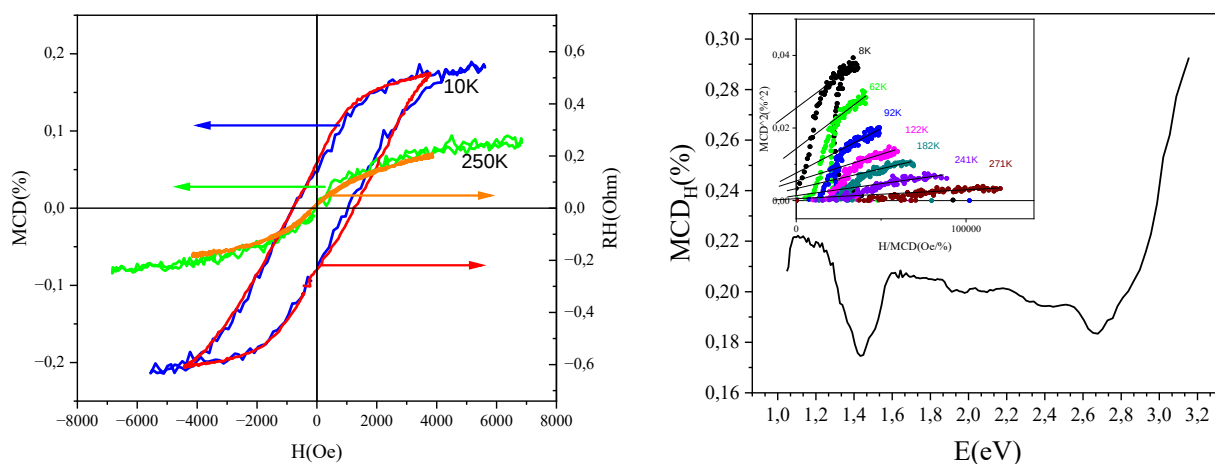


Рис. 1. (а) Зависимости МЦД(H) и  $R_H(H)$ . (б) Спектральная зависимость МЦД и построение Аррота для оптимального слоя GaAs:Co.

При поддержке Программы стратегического академического лидерства "Приоритет 2030" Министерства науки и высшего образования Российской Федерации

## Влияние локальной симметрии на магнитоупругие свойства кристаллов, легированных ян-теллеровскими ионами

**М.Н. Сарычев<sup>1,\*</sup>, И.В. Жевстовских<sup>1,2</sup>, S. Zherlitsyn<sup>3</sup>, Ю.В. Коростелин<sup>4</sup>, Н.С. Аверкиев<sup>5</sup>,  
В.В. Гудков<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD-EMFL), Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Dresden, Germany

<sup>4</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>5</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*email: m.n.sarychev@urfu.ru

Ультразвуковые эксперименты дают уникальную информацию о характеристиках ян-теллеровских (ЯТ) комплексов в разбавленных магнитных кристаллах. Первые эксперименты в этой области были проведены в 1960-х годах и касались динамических свойств, т.е. механизмов релаксации ЯТ подсистемы [1]. Далее были изучены энергетические характеристики ЯТ комплексов, а именно зависимость адиабатического потенциала (АП) от симметризованных координат (см. [2] и ссылки в этой работе). Влияние магнитного поля на АП было обнаружено в кристаллах II-VI:Cr<sup>2+</sup> (ZnSe со структурой сфалерита и CdSe со структурой вюрцита), и описано [3] в рамках линейной  $T \times (e+t_2)$  задачи и спинowego гамильтониана, учитывающего локальные деформации кристаллической решетки в области расположения ЯТ иона, который использовался для интерпретации результатов оптических экспериментов [4] и ЭПР [5]. Влияние локальных деформаций приводит к зависимости энергии иона не только от ориентации магнитного поля относительно главных кристаллографических осей, но также и от направления, вдоль которого происходят тетрагональные деформации тетраэдрического комплекса. Основным выводом этого описания является влияние магнитного поля на глобальные минимумы АП (эквивалентными до наложения внешнего поля) и перераспределение структурных элементов ЯТ подсистемы по этим минимумам. В ультразвуковом эксперименте это перераспределение проявляется в виде увеличения или уменьшения затухания волн в сильном магнитном поле в зависимости от ориентации магнитного поля относительно главных осей кристалла. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (базовая часть государственного задания, проект № FEUZ-2023-0013).

### Список литературы

- [1] M.D. Sturge, J.T. Krause, E.M. Gyorgy, *et al.*, Phys. Rev. 155, 218 (1967)
- [2] M.N. Sarychev, W.A.L. Hosseny, I.V. Zhevstovskikh, *et al.*, JETP 135, 473 (2022)
- [3] M.N. Sarychev, I.V. Zhevstovskikh, Yu.V. Korostelin, *et al.*, JETP 136, 803 (2023)
- [4] J.T. Vallin, G.A. Slack, S. Roberts, *et al.*, Phys. Rev. B 2, 4313 (1970)
- [5] J.T. Vallin, G.D. Watkins, Phys. Rev. B 9, 2051 (1974)

## Зависимость ХПЯ от магнитного поля в молекулярных системах «донор-акцептор»: эксперимент и численное моделирование

И.В. Жуков<sup>1,\*</sup>, Н.Н. Фишман<sup>1</sup>, К. Ламберт<sup>2</sup>, Г.Бунтковский<sup>3</sup>, Н.Н. Лукзен<sup>1</sup>,  
А.В. Юрковская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Международный Томографический Центр СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Institute of Organic Chemistry, University of Würzburg, Würzburg, Germany

<sup>3</sup>Institute of Physical Chemistry, Technical University Darmstadt, Darmstadt, Germany

\*email: i.zhukov@tomo.nsc.ru

Изучение магнитных и спиновых эффектов в обратимой фотоиндуцированной внутримолекулярной реакции переноса электрона позволяет установить связь между обменным взаимодействием и пространственной и электронной структурой бирадикала. Однако интерпретация таких экспериментальных данных зачастую оказывается неоднозначной. В таком случае, для получения количественных данных об обменном взаимодействии и электронной структуре бирадикала требуется тщательное моделирование. Это создает основу для разработки новых подходов к направленному дизайну органических материалов с заданными электронными свойствами для практического применения в фотовольтаике или спинтронике.

Будут рассмотрены примеры численного моделирования зависимостей эффекта химической поляризации ядер (ХПЯ), полученные для двух различных типов молекулярных донорно-акцепторных соединений (см. рисунок 1): жесткая триада (D-Ir-A) – модельная система для изучения особенностей переноса электрона [1], где D (триариламин) служил донором  $e^-$ , Ir (циклометаллированный иридиевый комплекс) – мостиком, а A (нафталиндиимид) – акцептором  $e^-$ ; гибкий конъюгат тетрапептида с фотосенсибилизатором His-Gln(BP)-Tyr-Gly, в котором остатки тирозина или гистидина служили донором электронов, а 4-аминобензофенон – акцептором электронов [2]. В обоих случаях использовался тот же численный подход, первоначально описанный в [1], с модификациями, описанными в [3], которые значительно повышают скорость расчётов и удобство процедуры моделирования.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-73-10103).

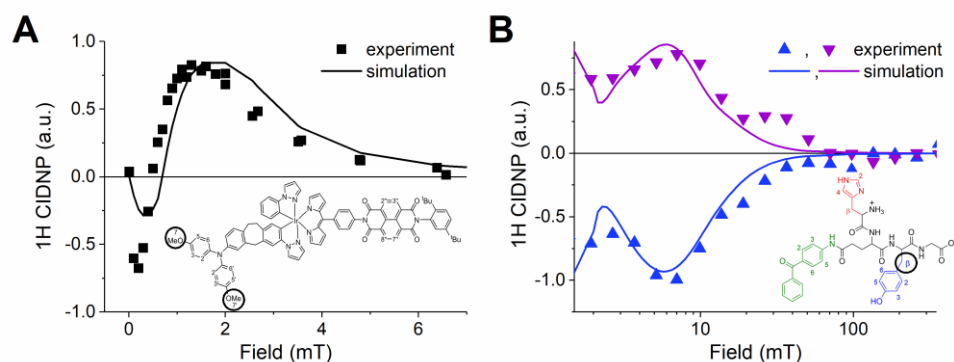


Рис. 1: Полевые зависимости ХПЯ: **A** – шести эквивалентных протонов D-Ir-A; **B** –  $\beta$ -протонов тирозина конъюгата His-Gln(BP)-Tyr-Gly.

### Список литературы

- [1] N.N. Lukzen et al., Z. Phys. Chem. **231**, 197-223 (2017).
- [2] N.N. Fishman et al., Sci. Rep. **15**, 1-19 (2025).
- [3] I.V. Zhukov et al., J. Chem. Phys. **162**, 054116 (2025)

## Спин-селективная аннигиляция триплетных экситонов в наноструктурах

М.Г. Кучеренко<sup>1,\*</sup>, С.А. Пеньков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ОГУ, Оренбург, Россия

\*email: clibph@yandex.ru

Кинетика бимолекулярных спин-селективных реакций в наноструктурированных системах приобретает специфические черты, отражающие особенности строения таких систем [1-2]. Это влечет за собой и их нестандартный отклик на воздействие внешним магнитным полем. Активированный излучением органический нанокристалл (антрацен, тетрацен) представляет собой систему с возникающими в ней экситонами, включая и их триплетную (Т) форму. Т-экситоны способны перемещаться в объеме кристалла, отражаясь от его границ, и вступать в реакцию друг с другом (Т-Т-аннигиляция – ТТА), либо с молекулами снаружи, локализованными в приповерхностной области. Реакция ТТА является спин-селективной, а потому ее скорость зависит от магнитного поля индукции  $B$ , в то время как магниточувствительность внешнего тушения Т-экситонов зависит от спинового состояния молекулы-тушителя. Для скорости  $K(t|r')$  Т-Т-аннигиляции можем записать

$$K(t|r') = \int_{r' < R} U_{ann}(r'') \frac{1}{2} \text{Tr} \{ \hat{P}_S, \hat{\rho}(r'', t | B) \}_+ d^3r'', \quad (1)$$

где  $\text{Tr} \{ \hat{P}_S, \hat{\rho} \}_+ = \sum_{J,M} \langle JM | (\hat{P}_S \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{P}_S) | JM \rangle = \langle 00 | \hat{\rho} | 00 \rangle$ , а  $\hat{P}_S = |00\rangle \langle 00|$  – оператор проектирования

на синглетное спиновое состояние Т-Т-пары. Экспериментально измеряемое относительное изменение интенсивности  $I$  выходного сигнала ТТА может быть определено на основе (1) посредством выражения  $\gamma(B) = [I(B) - I(0)] / I(0)$ .

Рассмотренная модель может быть использована для обработки результатов эксперимента, требующей учета особенностей конформационной структуры полимерных макроцепей, адсорбированных на поверхностях сферических кристаллических наночастиц с молекулярными Т-экситонами.

В работе получены наночастицы тетрацена в матрице поливинилового спирта. Измерены магнитные отклики сигналов фотolumинесценции (рис. 1). Исследован процесс деления синглетного экситона на два триплетных в зависимости от величины индукции  $B$  внешнего магнитного поля в нанокристаллах сферической формы (рис. 2).

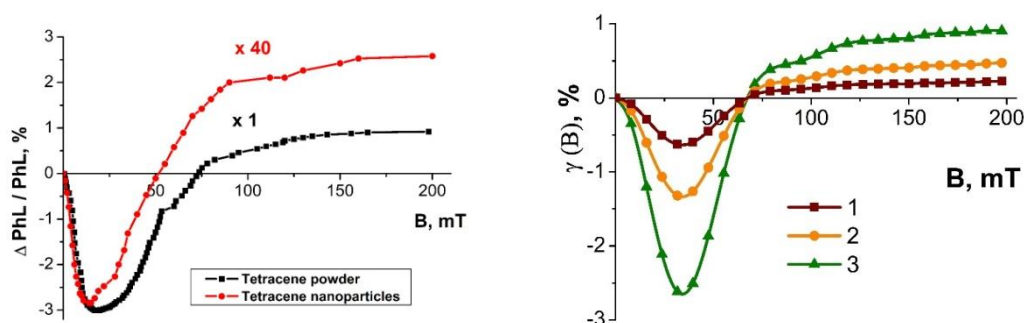


Рис. 1 (слева): Магнитополевые зависимости перепада интенсивности фотolumинесценции тетрацена в нано- (красная кривая) и макрокристаллическом (черная кривая) состоянии. График для нанокристаллического тетрацена увеличен в 40 раз.

Рис. 2 (справа): Расчетные кривые влияния магнитного поля на фотolumинесценцию  $\gamma(B)$  при различных радиусах  $R$  шаровой области: 1 – 0,6 мкм, 2 – 0,75 мкм, 3 – 1 мкм.

### Список литературы

- [1] M.G. Kucherenko, S.A. Penkov, P.P. Neyasov, Materials Today: Proc., **71**, 124 (2022).
- [2] M.G. Kucherenko, S.A. Penkov, J. Photochem. Photobiol., A: Chem., **437**, 114440 (2023).

## Изучение возбужденных спиновых состояний в серии переключаемых молекулярных магнетиков $\text{Cu}(\text{hfac})_2\text{L}^{\text{R}}$ по данным ЭПР спектроскопии

К.В. Зайцев<sup>1,2,\*</sup>, С.Е. Толстиков<sup>1</sup>, А.С. Богомяков<sup>1</sup>, С.Л. Вебер<sup>1,2</sup>, А.Р. Мельников<sup>1,2</sup> и М.В. Федин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Международный Томографический Центр, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, Россия

\*email: zaitsev.k@tomo.nsc.ru

Переключаемые магнитоактивные соединения представляют особый интерес в области молекулярного магнетизма благодаря возможности создания новых устройств хранения данных и обработки информации на их основе, а также потенциальному применению в других смежных областях. К переключаемым молекулярным магнетикам можно отнести наиболее изученные на текущий момент соединения, проявляющие спиновый кроссовер (SCO), и комплексы ионов меди  $\text{Cu}(\text{II})$  и нитроксильных радикалов, свойства которых активно исследуются в течение последних двух десятилетий. Для соединений  $\text{Cu}(\text{hfac})_2\text{L}^{\text{R}}$  ( $\text{hfac}$  – гексафторацетилацетонат,  $\text{L}^{\text{R}}$  – нитроксильный лиганд) осуществляется термически-индуцированный переход между двумя возможными спиновыми состояниями – WS (weakly-coupled spin state) и SS (strongly-coupled spin state), отвечающими разному характеру и величине обменного взаимодействия между спинами. Не менее важной является возможность фотовозбуждения  $\text{SS} \rightarrow \text{WS}^*$ , где  $\text{WS}^*$  – метастабильное слабосвязанное состояние. Наиболее актуальным направлением в изучении молекулярных магнетиков  $\text{Cu}(\text{hfac})_2\text{L}^{\text{R}}$  является установление свойств долгоживущего фотоиндуцированного состояния.

В последних исследованиях было показано, что время жизни фотоиндуцированного состояния может значительно отличаться в зависимости от типа обменно-связанного кластера (существуют соединения с 2 и 3 спинами в обменном кластере, спиновые диады и триады соответственно), причем комплексы со спиновыми диадами превосходят комплексы с триадами по стабильности фотовозбужденного состояния [1]. В продолжение этого исследования был проведен более подробный анализ соединений со спиновыми диадами серии  $[\text{Cu}(\text{hfac})_2\text{L}^{\text{R}}]_2[\text{Cu}(\text{hfac})_2]$ , по результатам которого были установлены не менее интересные свойства: доля фотоиндуцированного состояния может зависеть от пространственного размера заместителя R в нитроксильном лиганде  $\text{L}^{\text{R}}$ , при этом существует критический размер заместителя R, при превышении которого фотопереключение становится недетектируемым. Вместе с тем, для соединений, в которых фотопереключение осуществимо, фотоиндуцированное состояние остается долгоживущим на шкале десятков часов [2]. Помимо фотопереключения для комплексов  $\text{Cu}(\text{hfac})_2\text{L}^{\text{R}}$  важным является возможность разработки соединения, в котором возможен термический захват возбужденного состояния, что было продемонстрировано для комплекса с участием пропил-замещенного нитроксильного радикала на основе имидазола. Особенность этого соединения заключается в возможности сохранения высокотемпературного состояния при охлаждении комплекса ниже температуры перехода, причем релаксация в низкотемпературное состояние занимает несколько часов. Продемонстрированные в работе результаты расширяют спектр знаний о свойствах переключаемых молекулярных магнетиков, в частности, об особенностях термически- и фото- индуцированных переходов в комплексах  $\text{Cu}(\text{hfac})_2\text{L}^{\text{R}}$ .

Работа поддержана грантом РНФ 24-13-00119.

### Список литературы

- [1] Tumanov S. V. et al., Inorganic Chemistry, V. 56. №. 19, P. 11729-11737 (2017).
- [2] Zaitsev K. V. et al., Dalton Transactions, V. 54, №. 2, P. 811-820 (2025).

## Роль диффузии ядерного спина $^{29}\text{Si}$ в режиме ЭПР при низких температурах и сильных магнитных полях

В.А. Грабарь<sup>1,\*</sup>, М.Б. Лифшиц,<sup>1</sup> Н.С. Аверкиев<sup>1</sup>

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: v.a.grabar@mail.ioffe.ru

Динамическая поляризация ядер – эффект неравновесной ориентации ядерных спинов в режиме ЭПР, обусловленный сверхтонким взаимодействием между спинами примесного электрона и ядра, а также разрешёнными и запрещёнными переходами с переворотом спина  $^{29}\text{Si}$ . Ориентация спина ядер изменяет сигнал ЭПР от локализованного на примеси электрона, что позволяет регистрировать изменение спиновой поляризации атома  $^{29}\text{Si}$ . Установление стационарного значения среднего спина ядра зависит от соотношения эффективностей накачки и релаксации ядерного спина.

В работе [1] изучен сигнал ЭПР в образце Si:As при температуре жидкого гелия и сильных магнитных полях. В ней экспериментально наблюдалось снижение сигнала ЭПР, которое было связано с ориентацией ядерного спина атома  $^{29}\text{Si}$  вблизи донора. Было обнаружено, что величина сигнала ЭПР с течением времени меняется неэкспоненциально, из этого было сделано предположение о существенной роли диффузии ядерного спина  $^{29}\text{Si}$ . В данном докладе представлено количественное описание установления процесса стационарной поляризации с учётом диффузии.

Для его описания использовалось трёхмерное уравнение диффузии с добавочными слагаемыми, описывающими релаксацию и стационарную накачку. В докладе показано, что роль диффузии в установлении стационарной ядерной поляризации определяется параметром  $A^2 = a^2/D\tau$ , где  $a$  – размер атома,  $D$  и  $\tau$  – коэффициент диффузии и приведённое время релаксации ядерного спина, соответственно. При  $A^2 \geq 1$  ключевую роль играет релаксация, при которой процесс установления ядерной поляризации описывается экспоненциальной зависимостью от времени [2], а если  $A^2 < 1$ , то диффузия ядерного спина определяет как пространственное распределение ядерной поляризации, так и её изменение во времени. При сравнении результатов теории с экспериментом было учтено, что коэффициент диффузии  $D$  зависит от расстояния до донора. В области вокруг донора, «замороженного ядра», ограниченного радиусом  $a_0 > a$  диффузия ядерного спина подавлена, но не равна нулю. В результате нами получено, что в области «замороженного ядра» коэффициент диффузии на два порядка меньше, чем вне его и составляет  $\sim 4 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>/сек.

Работа была выполнена при поддержке гранта РНФ №23-12-00205.

### Список литературы

- [1] J. Järvinen, D. Zvezdov, J. Ahokas, S. Sheludiakov, L. Lehtonen, S. Vasiliev, L. Vlasenko, Y. Ishikawa, Y. Fujii, Phys. Chem. Chem. Phys. **22**, 10227 – 10237 (2020).
- [2] М.Б. Лифшиц, В.А. Грабарь, Н.С. Аверкиев, ФТП **58**, 14 – 20 (2024).

## Оптически активные спиновые дефекты в гексагональном нитриде бора в роли платформ для квантовых технологий

**Ф.Ф. Мурзаханов\***, Е.В. Дмитриева, Г.В. Мамин, М.А. Садовникова, И.Н. Грачева, М.Р. Гафуров

*Институт физики, Казанский федеральный университет, Казань, Россия*

*\*email: murzakhanov.fadis@yandex.ru*

За последние несколько десятилетий идет активное развитие научно-технического направления, центральной идеей которого является внедрение принципиально новой модели вычислительного устройства с использованием элементов логики на основе квантовых явлений – квантового компьютера. Квантово-вычислительный процессор предполагает наличие многокубитной архитектуры с когерентно связанными кубитами или т.н. квантовых регистров. Одним из возможных вариантов реализации взаимосвязанных кубитов является использование центров окраски с электронным спином и взаимодействующими с ними магнитными ядрами [1]. Установлено, что в облученном кристалле гексагонального нитрида бора (hBN) образуются стабильные отрицательно заряженные вакансии по бору  $V_B$ , связанные с тремя эквивалентными ядрами азота в первой координационной сфере. Данная конфигурация ( $V_B - {}^{14}\text{N}/{}^{10,11}\text{B}$ ) удобна тем, что на электронную подсистему вакансии бора можно воздействовать оптическими и микроволновыми импульсами, а на ядерную подрешетку (атомы азота или бора) радиочастотным излучением, позволяя проводить спиновые манипуляции путем высокоселективных резонансных возбуждений [2].

В данной работе методами высокочастотной ДЭЯР (двойной электрон-ядерный резонанс) спектроскопии были изучены сверхтонкие взаимодействия фотоиндуцируемого спинового дефекта с ядрами азота и бора, включая удаленные координационные сферы. Для всех типов ядер установлены константы диполь-дипольных  $A_{d-d}$  и контактных  $A_{iso}$  ферми-взаимодействий вместе с компонентами тензора квадрупольной связи  $Cq$  и  $\eta$ . Показано, что в кристалле hBN для  $V_B$  центра существует большое разнообразие ядерных подсистем для потенциального хранения квантовой информации. С помощью модифицированных импульсных последовательностей были получены кривые ядерных осцилляций Раби для изотопов бора в зависимости от типа резонансного перехода (проекция ядерного спина). Время затухания нутаций  $T_2^*$  ( ${}^{11}\text{B}$ ) составляет порядка 100 мкс и указывает на нижнюю границу времени квантовой когерентности, что важно при обработке информации в квантовой подсистеме при реализации квантовых алгоритмов. Дополнительно изучена температурная зависимость величин электрон-ядерного взаимодействия вакансии бора в диапазоне  $T = 20 - 200$  К, где удалось пронаблюдать температурное изменение электронной плотности в слое с вакансией бора  $V_B$ , убывающая по мере увеличения расстояния от спинового дефекта.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной КФУ для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности – FZSM-2024-0010

### Список литературы

- [1] Wolfowicz G. et al. Nature Reviews Materials **6**,10,C.906-925(2001).
- [2] Fang H. H. et al. Light: Science & Applications **13**,1,303(2024).

**Спиновые явления в перовскитных нанокристаллах****Д.Р. Яковлев<sup>1,2,3,\*</sup>**<sup>1</sup> *TU Dortmund University, Dortmund, Germany*<sup>2</sup> *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*<sup>3</sup> *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия**\*email: dmitri.yakovlev@tu-dortmund.de*

Зонная структура свинцово-галогенидных перовскитных полупроводников существенно отличается от III-V и II-VI полупроводников с кристаллической структурой цинковой обманки. Это определяет спиновые свойства перовскитов и позиционирует их как новый модельный материал для спиновой физики полупроводников. Оптические и магнито-оптические методы спиновой физики хорошо работают при исследовании спиновых явлений в перовскитных полупроводниках.

Мы представляем обзор спиновых явлений в перовскитных нанокристаллах (НК) CsPbBr<sub>3</sub>, CsPb(Br,Cl)<sub>3</sub> и CsPbI<sub>3</sub> синтезированных в матрице стекла [2,3,5,6,7] и CsPbBr<sub>3</sub> выращенных в растворе [1,4]. Экспериментальные исследования проводились методами памп-проб Фарадеевского вращения и поляризованной фотолюминесценции (оптической ориентации и оптического выстраивания). Измерены Ланде g-фактора электронов, дырок и экситонов [2,5-7]. Их зависимости от размеров НК сопоставляются с результатами модельного расчета. Измерены времена спиновой релаксации, спиновой дефазировки и спиновой когерентности и обсуждаются механизмы спиновой релаксации. Важным механизмом, как для электронов так и для дырок, является их сверхтонкое взаимодействие с ядерными спиновыми флуктуациями [6]. Особенностью перовскитов является то, что взаимодействие дырок со спинами ядер в несколько раз сильнее чем взаимодействие электронов. Когерентные спиновые биения в магнитном поле наблюдаются в широком диапазоне температур от 1.6 К до комнатной температуры [4,5]. Длинные времена спиновой когерентности дырок до 13 нс позволили наблюдать эффект мод-локинга спиновой когерентности дырок [2].

**Список литературы**

- [1] V. V. Belykh, et al., Nano Letters 22, 4583 (2022)
- [2] E. Kirstein, et al., Nature Communications 14, 699 (2023)
- [3] M. O. Nestoklon, et al., Nano Letters 23, 8218 (2023)
- [4] S. R. Melnikov, et al., Nanomaterials 13, 2402 (2023)
- [5] S. R. Melnikov, et al., Nanoscale 16, 21496 (2024)
- [6] S. R. Melnikov, et al., Phys. Rev. B 110, 235301 (2024)
- [7] S. R. Melnikov, et al., Nanoscale 17, 6522 (2025)

**Спин-поляризованные состояния в графеноподобных системах****С.В. Еремеев<sup>1\*</sup>**<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Россия

\*email: eremeev@ispms.tsc.ru/waaerers@gmail.com

Исследование низкоразмерных материалов привлекает внимание, как с точки зрения новой физики, так и в силу широкого спектра инновационных приложений в высокопроизводительных спинтронных и наноэлектронных устройствах. Среди активно исследуемых двумерных систем, графеноподобные монослои являются структурно простейшими. Моноэлементные 2D-материалы атомной толщины, такие как графен и его изоструктурные аналоги привлекают огромный интерес из-за их передовых электрических, термоэлектрических, оптических и каталитических свойств. Среди семейства графеноподобных материалов, слои на основе тяжёлых элементов, где спин-орбитальная связь играет решающую роль во многих электронных эффектах и в частности в существовании фазы двумерного топологического изолятора, привлекают повышенное внимание. Взаимодействие с подложкой (немагнитной и магнитной), наличие адсорбатов/интеркалянтов (магнитных и немагнитных) может существенно модифицировать спектр электронных свойств двумерных графеноподобных материалов.

В настоящем докладе будет представлен короткий обзор работ [1-4], в которых благодаря успешному сочетанию экспериментальных и расчётных методов исследования удалось предсказать и прояснить спиновые свойства систем состоящих из изоструктурных графену монослоёв на основе тяжёлых элементов, как хорошо известных — германена, станена, висмутена, так и недавно полученного таллена, на подложках полупроводников, немагнитных и магнитных топологических изоляторов, в том числе в присутствии интеркалянтов, образующих периодическую структуру.

Исследование поддержано грантом Санкт-Петербургского госуниверситета № 125022702939-2.

**Список литературы**

- [1] A. V. Matetskiy et al. // ACS Nano **19**, 20863–20870 (2025)
- [2] R. Flammini et al. // Appl. Phys. Reviews **12**, 011336 (2025)
- [3] I.I. Klimovskikh et al. // Materials Today Advances **23**, 100511 (2024)
- [4] A. N. Mihalyuk et al. // Materials Today Advances **18**, 100372 (2023)

## Орбитальный механизм экситон-магнонного взаимодействия в ван-дер-ваальсовом антиферромагнетике CrSBr

З.А. Яковлев<sup>1,\*</sup>, М.М. Глазов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: iakovlev.zakhar@gmail.com

В последние годы бурное развитие технологий привело к появлению множества новых низкоразмерных материалов, в ряду которых особое место занимают слоистые магнитные материалы. Среди них широко исследуется ван-дер-ваальсов антиферромагнетик CrSBr – анизотропный полупроводник с шириной запрещенной зоны  $\sim 1.5$  эВ и ярковыраженными экситонами Ванье-Мотта с энергией связи  $\sim 0.2$  эВ [1,2]. Монослой CrSBr – ферромагнетик с легкой осью, лежащей в плоскости слоя, а межслоевое взаимодействие имеет слабый антиферромагнитный характер [3]. В экспериментах наблюдаются необычные транспортные свойства экситонов и магнонов в CrSBr: при приложении внешнего магнитного поля возбуждаются когерентные долгоживущие магноны, а перенос экситонов вызван их взаимодействием с магнонами, при этом в зависимости от условий эксперимента наблюдается недиффузионное поведение, включая сжатие экситонного пятна [4]. Цель нашей работы – создание микроскопической теории экситон-магнонного взаимодействия и эффектов переноса квазичастиц в CrSBr.

Получен гамильтониан магнитной подсистемы с учетом короткодействующего обменного и дальнегодействующего диполь-дипольного взаимодействия, что позволило описать линейный участок дисперсии магнонов при малых волновых векторах с отрицательной групповой скоростью. С помощью преобразования Гольштейна-Примакова произведено вторичное квантование магнонов.

Нами предложен новый механизм экситон-магнонного взаимодействия, связанный со спецификой ван-дер-ваальсовых гетероструктур. Из-за намагниченности монослоев электронные состояния сильно расщеплены по спину и локализованы в пределах монослоев, а состояния межслоевого и внутрислоевого экситонов ортогональны. При появлении магнонов намагниченности слоев «скашиваются», разрешается туннелирование носителей заряда, а экситонные состояния смешиваются (рис. 1). Этот орбитальный механизм взаимодействия приводит к образованию полярона, эффекту взаимного увлечения экситонов и магнонов и позволяет описать необычное распространение экситонов. Сжатие экситонного пятна может объясняться аномальной дисперсией магнонов.

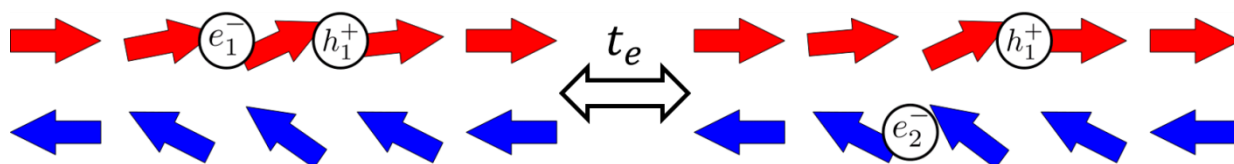


Рис. 1: Скашивание намагниченности при прохождении магнона смешивает ортогональные состояния внутрислоевого и межслоевого экситонов.

Работа поддержана грантом РНФ 23-12-00142.

### Список литературы

- [1] N. P. Wilson, et. al., Nature Materials, **20**, 1657–1662, (2021).
- [2] F. Dirnberger, et. al., Nature, **620**, 533–537, (2023).
- [3] Y. J. Bae, et. al., Nature, **609**, 282–286, (2022).
- [4] F. Dirnberger, et. al., under review (2025).

## **Модификация и контроль спиновой структуры антиферромагнитного топологического изолятора $\text{Mn}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Bi}_2\text{T}_4$ при изменении концентрации Ge**

**А.М. Шикин\***, Д.А. Естюнин, Н.Л. Зайцев, Т.П. Естюнина, А.В. Ерыженков, К.А. Кох, О.Е. Терещенко, А.В. Тарасов

*Ульяновская 1, Петродворец, Санкт-Петербургской государственный университет, Санкт-Петербург, 198504 Россия*

*\*email: ashikin@inbox.ru*

В докладе будет представлен экспериментальный и теоретический анализ изменений спиновой и электронной структуры антиферромагнитного топологического изолятора  $\text{Mn}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Bi}_2\text{T}_4$  при изменении концентрации Ge. Экспериментальные исследования проведены методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением с использованием лазерного излучения при постепенном замещении атомов магнитного металла Mn на немагнитные атомы Ge по мере роста концентрации Ge (при вариации  $x$  от 0,1 до 0,8) для in-plane ( $S_y$ ) и out-of-plane ( $S_z$ ) спиновой ориентации в -КГК направлении зоны Бриллюэна. Теоретический анализ формируемых спин-разрешенных дисперсионных зависимостей проводился методом теории функционала плотности. В процессе исследований было показано, что помимо изменений спиновой структуры Дираковского конуса топологических поверхностных состояний в спектрах формируются ярко выраженные Рашба-подобные состояния, которые смещаются в сторону увеличения энергии связи с ростом концентрации Ge. В области концентраций Ge от 50% до 75% вклад этих состояний в формирующиеся спин-зависимые дисперсионные зависимости становится преобладающим. Топологические поверхностные состояния при этом исчезают из фотоэлектронных спектров. В процессе экспериментальных и теоретических исследований была выявлена ярко выраженная in-plane ( $S_y$ ) и out-of-plane ( $S_z$ ) спиновая поляризация, асимметричная для противоположных направлений  $\pm k_{\parallel}$ , как для состояний конуса Дирака, так и Рашба-подобных состояний. Теоретически рассчитанные карты постоянной энергии в плоскости  $k_x, k_y$  для Рашба-подобных состояний показывают явно выраженную спиновую компоненту  $S_z$  с максимумом спиновой компоненты вдоль направления КГК. При этом когда контур пересекает точку М величина спиновой компоненты падает и наблюдается изменение знака спиновой компоненты. Приложение электрического поля, перпендикулярного поверхности, изменяет энергетическое положение состояний Рашба-подобных состояний и модулирует спиновую структуру дисперсионных зависимостей в зависимости от величины и направления электрического поля, что может быть использовано при разработке спиновых устройств на основе данного типа топологических изоляторов.

### **Список литературы**

- [1] A.M. Shikin et al., PRB **111**, 115158 (2025)

## Анизотропия времени спиновой релаксации электронов в квантовых точках InP/(In,Ga)P

С.В. Некрасов\*, М.Д. Рагоза, И.В. Калитухо, Н.О. Михайленко, Я.А. Кузнецова и Ю.Г. Кусраев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: sergey.nekrasov@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются удачным модельным объектом для решения задач по управлению спином. Спиновая релаксация носителей, локализованных в КТ, существенно замедлена по сравнению с объемным кристаллом или квантовой ямой [1]. Исследованные в данной работе КТ InP/(In,Ga)P демонстрируют многие типичные для полупроводниковых КТ спиновые свойства [2], при этом их оптические переходы находятся в удобной для эксперимента красной области видимого спектра.

Отрицательная циркулярная поляризация фотолюминесценции КТ InP/(In,Ga)P исследовалась в зависимости от величины и направления магнитного поля. В эксперименте использовалась геометрия Фарадея, Фойгта, а также промежуточные геометрии. В наклонном относительно среднего спина электронов магнитном поле наблюдалось отклонение зависимостей от изотропного случая. При помощи неупругого рассеяния света с переворотом спина определено, что  $g$ -фактор электрона изотропен  $g_z = g_x = 1.52 \pm 0.05$ , где  $z$  – ось роста структуры. Показано, что особенности поведения оптической ориентации в магнитном поле вызваны анизотропией спиновой релаксации электрона, причем релаксация компоненты спина вдоль оси роста КТ замедлена относительно релаксации в плоскости ( $\tau_{sz} \gg \tau_{sx}$ ). Данное обстоятельство нетипично для электронного спина в прямозонных в импульсном пространстве КТ ( $\Gamma$ -долине зоны Бриллюэна), поскольку доминирующий механизм релаксации, как правило, обусловлен изотропным сверхтонким взаимодействием со спинами ядер [3]. Отметим, что для одного из важнейших механизмов спиновой релаксации электронов в квантовых ямах типа GaAs – механизма Дьяконова-Переля – характерна анизотропия «обратная» наблюдаемой в настоящей работе ( $\tau_{sz} = 0.5 \tau_{sx}$ , ось роста [001]) [4].

Предложена модель, предусматривающая решение уравнения Блоха с учетом анизотропного времени жизни спина электрона и наличия флуктуирующих ядерных полей. В рамках модели на спин электрона действует внешнее и «замороженное» случайное ядерное поле. С целью получить аналитическое решение усреднение по ядерным полям (по ансамблю квантовых точек) проводилось упрощенным образом: в решении уравнения Блоха учитывались только квадратичные члены ядерного поля, линейные члены отбрасывались. Упрощенное усреднение было верифицировано путем сравнения результатов с точным численным решением. В итоге, достигнуто хорошее согласие экспериментальных данных с теорией при следующих значениях времен спиновой релаксации:  $\tau_{sz} = 9 * \tau_{sx} \approx 7$  нс.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 22-12-00125-П.

### Список литературы

- [1] Spin Physics in Semiconductors, edited by M.I. Dyakonov (Springer, Berlin, 2008).
- [2] S.V. Nekrasov et al., Phys. Rev. B **100**, 235415 (2019).
- [3] I.A. Merkulov et al., Phys. Rev. B **65**, 205309 (2002).
- [4] M.I. Dyakonov, V.Yu. Kachorovskii, Fiz. Techn. Poluprov. **20**, 178 (1986).

## Размерная зависимость $g$ фактора носителей заряда и экситона в нанокристаллах CuCl

М.А. Семина<sup>1</sup>, А.А. Головатенко<sup>1</sup>, А.В. Родина<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: anna.rodina@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые нанокристаллы CuCl – исторически первые полупроводниковые квантовые точки, в которых наблюдался эффект размерного квантования [1]. В силу очень маленького радиуса экситона  $a_{ex} = 0.7$  нм в объемном CuCl, в нанокристаллах (НК) как правило реализуется и наблюдается в оптических спектрах размерное квантование экситона как целого. При этом, несмотря на более чем сорокалетнюю историю исследований, до недавнего времени [2] не было изучено размерное квантование резидентных носителей заряда и их размерно-зависимый отклик на магнитное поле в НК CuCl.

В недавних магнитооптических исследованиях НК CuCl в стеклянной матрице была измерена зависимость Ларморовой частоты (по сигналу эллиптичности в методе накачка-зондирование) и энергии стоксова сдвига в методе комбинационного рассеяния света с переворотом спина в магнитном поле от энергии возбуждения и, таким образом, от радиуса НК [2]. При этом не известно,  $g$  фактору какого резидентного носителя (электрона или дырки) или экситона соответствует наблюдаемая зависимость. НК не были намеренно легированы, и резидентные носители обоих типов могли создаваться в процессе фотозарядки. По порядку величины измеренный  $g$  фактор близок к  $g$  фактору электрона в объемном CuCl. Его величина порядка 2.03 обусловлена отрицательной величиной спин-орбитального расщепления  $\Delta$  между валентными подзонами  $\Gamma_7$  и  $\Gamma_8$ . Вклад валентной зоны в  $g$  фактор электрона параметрически мал в силу большой величины энергии запрещенной зоны и убывает с ростом энергии размерного квантования электрона. Таким образом, теория предсказывает уменьшение  $g$  фактора электрона с уменьшением радиуса НК, тогда как в эксперименте наблюдается увеличение  $g$  фактора с ростом энергии [2].

В работе развита согласованная теория размерного квантования экситонов и дырок в НК CuCl с учетом смешивания валентных подзон  $\Gamma_7$  и  $\Gamma_8$  в рамках шестизонной модели Латтинжера. Точное разделение переменных, описывающих относительное движение в экситоне и квантование его центра масс, невозможно. Тем не менее, анализ экспериментальных спектров экситонного поглощения позволил определить параметры Латтинжера, как для экситонов, так и для дырок. Разработанное обобщение второго порядка теории возмущений для расчета размерной зависимости  $g$  фактора электрона на нижнем уровне размерного квантования с учетом его взаимодействия с квантово-размерными состояниями дырок в валентных подзонах  $\Gamma_7$  и  $\Gamma_8$ , применимо также и для полупроводников с положительной  $\Delta$ . Построена теория  $g$  фактора дырки на нижнем уровне размерного квантования с учетом смешивания валентных подзон. Рассчитанные зависимости  $g$  фактора электрона, дырки и экситона не позволили описать экспериментальные данные. Будут рассмотрены гипотезы о том, что наблюдаемый в НК CuCl  $g$  фактор относится к электрону либо в локализованном на сферической поверхности НК состоянии, либо испытывающему сильное обменное взаимодействие с локализованными на поверхности парамагнитными центрами.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 23-12-00300.

### Список литературы

- [1] А.И. Екимов, А.А. Онущенко, Письма в ЖЭТФ **34**, 363 (1981).
- [2] D. Kudlacik et al., Phys. Rev. B **111**, 085423 (2025).

## Поляризация экситонной фотолюминесценции наноплателетов CdSe/CdS в продольном магнитном поле

О.О. Смирнова<sup>1,\*</sup>, А.В. Родина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: smirnova.olga@mail.ioffe.ru

В ансамбле коллоидных полупроводниковых наноплателетов с оболочкой CdSe/CdS в ФТИ им. А.Ф. Иоффе были впервые обнаружены эффекты оптического выстраивания и оптической ориентации экситонов для подобных низкоразмерных коллоидных структур [1]. Спиновые свойства полупроводниковых наноплателетов – квазидвумерных нанопластинок с толщиной на порядок меньшей, чем размеры в плоскости – интересны как с фундаментальной, так и с практической точки зрения для поиска новых спин-зависимых эффектов и их будущих применений.

Ранее нами были исследованы стационарные зависимости эффектов оптического выстраивания и оптической ориентации экситонов от магнитного поля в геометрии Фарадея и определены возможные диапазоны величин энергетических расщеплений, времен жизни и релаксации спинов [1]. Также был проанализирован вклад светлого экситона в кинетику эффекта оптического выстраивания и была экспериментально обнаружена сильная анизотропия продольного и поперечного времен релаксации спина в ансамбле наноплателетов [2].

Работа обобщает наши предыдущие исследования и посвящена теоретическому описанию оптического отклика ансамбля наноплателетов CdSe/CdS в случае резонансного постоянного и импульсного экситонного возбуждения светлого (оптически активного) экситона с учетом излучательной рекомбинации темного (запрещенного по спину) экситона. Теоретическая модель рассматривает нижние по энергии уровни темного и светлого экситонов в случае большого обменного расщепления между ними (порядка 1 мэВ) в терминах двух взаимодействующих псевдоспинов величиной  $\frac{1}{2}$ . Излучательная рекомбинация темного экситона становится разрешенной благодаря слабому подмешиванию к нему состояний светлого экситона флуктуирующим обменным полем в плоскости наноплателета.

Получены общие выражения для поляризации фотолюминесценции (ФЛ) ансамбля коллоидных наноплателетов при низкой температуре при резонансном экситонном возбуждении линейно или циркулярно поляризованным светом, а также для магнито-индуцированной циркулярной поляризации ФЛ в магнитном поле в геометрии Фарадея. Описаны стационарные зависимости эффектов оптического выстраивания и оптической ориентации экситонов от магнитного поля в геометрии Фарадея при постоянном возбуждении и от времени – при импульсном. Магнито-индуцированная циркулярная поляризация ФЛ учитывает как прямые термодинамически равновесные вклады светлого и темного экситонов, так и дополнительный нечетный по магнитному полю вклад темного экситона, связанный с передачей равновесной поляризации от светлого экситона темному.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 23-12-00300.

### Список литературы

- [1] O.O. Smirnova et al., *Nanomaterials* **13**, 2402 (2023).
- [2] O.O. Smirnova et al., *Optical materials* **159**, 116469 (2025).

## Кубическая анизотропия зеемановского и обменного взаимодействия в полупроводниковых нанокристаллах

М.А. Семина,<sup>1,\*</sup> О.О.Смирнова,<sup>1</sup> А.А. Головатенко,<sup>1</sup> А.В. Родина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: semina@mail.ioffe.ru

Экситоны во многом определяют оптические свойства как объемных полупроводников, так и низкоразмерных структур на их основе вблизи фундаментального края поглощения. Полупроводниковые нанокристаллы (НК) с самого момента своего открытия стали одними из самых исследуемых наноразмерных полупроводниковых объектов [1]. Зависимость уровней размерного квантования носителей заряда от формы НК хорошо известна. Однако существуют и более тонкие эффекты, зависящие от симметрии структуры.

В данной работе исследуются НК на основе полупроводников II-VI и III-V с кубической кристаллической решеткой, сильным спин-орбитальным взаимодействием и 4-х кратно вырожденной вершиной валентной зоны. Рассмотрены маленькие НК, имеющие форму шара или куба, в которых реализуется режим сильного размерного квантования как для электронов, так и для дырок. В пренебрежение обменным взаимодействием и в отсутствие внешних полей основное состояние экситона в таких НК восьмикратно вырождено по спину. Изотропная часть обменного взаимодействия расщепляет состояния экситона по величине полного спина:  $F=2$  (ниже по энергии, так называемый темный экситон) и  $F=1$  (выше по энергии, светлый экситон, активен в дипольном приближении в однофотонных процессах) [2]. Кубически-симметричный кристаллографический вклад в обменное взаимодействие обычно считается пренебрежимо малым.

В НК существуют еще два «источника» кубической анизотропии: анизотропия дисперсии валентной зоны (гофрировка) и кубическая форма нанокристалла. Эти вклады приводят к тому, что волновые функции носителей заряда, локализованных в НК даже без учета обменного взаимодействия или влияния внешних полей будут иметь кубическую симметрию. Мы показали, что в кубически-симметричной структуре помимо изотропного вклада в короткодействующее обменное взаимодействие появляется кубически-симметричный, который при этом не является параметрически малым. Такой вклад расщепляет пятикратно-вырожденное темное состояние экситона на дублет и триплет, причем их порядок по энергии может отличаться. Рассчитаны константы кубически-симметричного вклада в короткодействующее обменное взаимодействие в зависимости от отношения масс тяжелой и легкой дырки в НК кубической формы и от параметра гофрировки валентной зоны для НК кубической и сферической формы.

Те же «источники» кубической анизотропии отвечают за появление сравнимого с изотропным кубически-симметричного вклада в эффект Зеемана в валентной зоне в кубически-симметричных структурах [3]. Кубическая анизотропия зеемановского расщепления для дырки приводит и к кубической анизотропии зеемановского расщепления для экситона.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00300.

### Список литературы

- [1] Al. L. Efros and L. E. Brus, ACS Nano 15, 6192 (2021).
- [2] С.В. Гупалов, Е.Л. Ивченко, ФТТ 42 (11), 1976 (2000).
- [3] М.А. Semina, A.A. Golovatenko, and A.V. Rodina, Phys. Rev. B 108, 235310 (2023).

## Ферримагнетизм и спин-поляризованные фермионы Дирака в системе графен/Au/Co(0001)

А.В. Тарасов,<sup>1,\*</sup> А.Г. Рыбкин,<sup>1</sup> А.М. Шикин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email:artem.tarasov@spbu.ru

На сегодняшний день графен остаётся одним из наиболее интенсивно исследуемых материалов благодаря высокому потенциалу применения в 2D-электронике и спинтронике. Несмотря на то, что в свободном состоянии он является немагнитным материалом с крайне слабым спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), его свойства могут существенно модифицироваться при контакте с подложкой. В частности, взаимодействие графена с тяжёлыми элементами может усиливать СОВ, создавая условия для генерации спиновых токов и реализации квантового спинового эффекта Холла [1]. Комбинация сильного СОВ и магнетизма является необходимым условием для наблюдения квантового аномального эффекта Холла (КАЭХ) [2].

Одной из таких систем является гетероструктура Gr/Au/Co(0001), где графен формирует интерфейс с подложкой золото-кобальт. Подложка Au/Co(0001) также представляет самостоятельный интерес, поскольку обладает выраженным магнитным порядком, высокой степенью упорядоченности и потенциалом для генерации спин-поляризованных состояний.

С использованием ARPES, spin-ARPES, STM/STS и DFT-расчётов исследована структура электронных состояний как в системе Au/Co(0001), так и в её графеновом покрытии. Полученные данные демонстрируют наличие спин-поляризованных состояний с конической дисперсией вблизи точки Г, локализованных около треугольных дислокаций, возникающих из-за несоответствия решёток Au и Co. Эти состояния проявляют выраженный магнитный дихроизм и устойчивы при наличии графенового покрытия.

Для графена на подложке Au/Co(0001) установлено, что в условиях низких температур и магнитного поля реализуется ферримагнитное состояние, сопровождаемое асимметрией A/B-подрешёток и формированием запрещённой зоны в точке К. STM-изображения и STS-спектры подтверждают наличие щели (30–40 мэВ), а LDOS-расчёты показывают, что эффект возникает только в ферримагнитной фазе. Устойчивость состояния при наличии кластеров золота подчёркивает его технологическую применимость.

Таким образом, гетероструктура Gr/Au/Co(0001) может рассматриваться как перспективная платформа для топологических и магнитоэлектрических приложений, включая реализацию КАЭХ.

Работа проведена в рамках и при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект № 125022702939-2).

### Список литературы

- [1] C. L. Kane, E. Mele, J. Phys. Rev. Lett. 95, 146802 (2005)
- [2] A.V. Eryzhenkov et al., Symmetry 15, 516 (2023)

**Долинное смешивание в атомарно тонких полупроводниках****Д.С. Смирнов<sup>1,\*</sup>**<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: smirnov@mail.ioffe.ru

Успехи спиновой физики в твёрдом теле за последнее десятилетие связаны в основном с исследованиями монослоёв Ван-дер-Ваальсовых материалов, ярким примером которых являются дихалькогениды переходных металлов. Изучение их спиновых свойств оказывается возможным благодаря прямым разрешённым спин-зависимым оптическим переходам в двух неэквивалентных К долинах двумерной зоны Бриллюэна [1]. Нарушение трансляционной симметрии может приводить к эффекту смешивания долинных состояний, что, как мы показали, существенно влияет на спиновые оптические свойства монослоёв дихалькогенидов переходных металлов.

Первым примером нарушения трансляционной инвариантности являются латеральные гетеропереходы II типа, когда различные материалы «сшиваются» по одномерной границе [2]. Мы рассчитали методом сильной связи константы долинного смешивания на гетероинтерфейсе типа armchair [3]. Смешивание долин приводит к возникновению междолинного эффекта Зеемана в магнитном поле, параллельном монослою. Это позволяет напрямую определять из кривых Ханле время долинной релаксации электронов. Мы также рассчитали вариационным методом параметры пространственно непрямых экситонов, локализованных на гетеропереходе и показали, что долинное смешивание в сочетании с дальнедействующим обменным взаимодействием между электроном и дыркой приводит к линейной поляризации фотолюминесценции при квазирезонансном и неполяризованном оптическом возбуждении.

Вторым примером является покрытие монослоя магнитными примесями. Мы вычислили гамильтониан косвенного обменного взаимодействия между ними и показали, что из-за разницы волновых векторов в двух долинах он имеет хиральную структуру. В сочетании с прямым антиферромагнитным взаимодействием между примесями это приводит к «закрученности» намагниченности при низкой температуре. Численные симуляции магнитной термодинамики методом Монте-Карло показали, что косвенное обменное взаимодействие разрушает хиральный спиновый фазовый переход второго рода, связанный со фрустрацией магнитной решётки [4], и увеличивает критическую температуру спинового ориентационного фазового перехода типа Березинского-Костерлица-Таулеса. «Закрученность» намагниченности приводит к долинному смешиванию, которое проявляется в просветлении междолинных оптических переходов, расщеплении внутримонодолинных переходов, циркулярном дихроизме отражения света, а также в аномальном антиферромагнитном эффекте Холла.

Работа поддержана грантом РФФИ № 23-12-00142.

**Список литературы**

- [1] G. Wang et al., Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
- [2] X. Duan et al., Nat. Nanotechnol. **9**, 1024 (2014).
- [3] M. V. Durnev and D. S. Smirnov, Phys. Rev. B **111**, 205403 (2025).
- [4] T. Obuchi and H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 054003 (2012).

## Сравнительное исследование систем вида $\text{XBi}_2\text{Te}_4$ ( $\text{X} = \text{Sc}, \text{Ti}, \text{V}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$ )

**Р.В. Макеев<sup>1,\*</sup>, А.В. Ерыженков<sup>1</sup>, А.В. Тарасов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email: [radomir.makeev@spbu.ru](mailto:radomir.makeev@spbu.ru)

Топологические изоляторы(ТИ) – это материалы, которые обладают ненулевой объемной запрещенной зоной и проводящей поверхностью, проводимость которой обеспечивается топологическими поверхностными состояниями(ТПС) [1]. Включение магнитных атомов в ТИ позволяет открыть запрещенную зону в ТПС [2]. Целью данного исследования было провести сравнительное исследование систем вида  $\text{XBi}_2\text{Te}_4$  (где  $\text{X} = \text{Sc}, \text{Ti}, \text{V}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$ ), а также изучить влияние изменения типа магнитного атома на электронную и топологическую структуру исследуемых систем. Эти материалы являются перспективной платформой для реализации квантового аномального эффекта Холла [4]. Также они могут быть использованы для создания устойчивых кубитов с использованием фермионов Майорана.

Все расчеты были выполнены с помощью теории функционала плотности (ТФП) с использованием программного пакета OpenMX [3]. Исследуемые структуры были получены из ячейки  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  замещением атомов Mn на атомы других 3d – металлов. Все системы исследовались в антиферромагнитной конфигурации магнитных моментов.

В ходе работы были проанализированы зонные структуры всех систем. Также были построены локализации ТПС и установлена зависимость между величиной энергетической запрещенной зоны и “намагниченностью” ТПС. “Намагниченность” определялась как:

$$\Delta w = \sum_{n=1}^{42} w_n M_n,$$

где  $\Delta w$  - величина намагниченности,  $w_n$  вес волновой функции  $p^{\Gamma_0}$  атома и  $M_n$  - магнитный момент  $p^{\Gamma_0}$  атома.

В ходе анализа зонных структур было выяснено, что во всех системах, кроме  $\text{CuBi}_2\text{Te}_4$ , образуются ТПС внутри объемной запрещенной зоны в точке  $\Gamma$  зоны Бриллюэна. Наибольшая ширина запрещенной зоны наблюдается для систем с Mn, Fe и Co. Это может быть связано с большей, относительно других d-металлов, величиной магнитного момента магнитного атома. Также это может быть вызвано тем, что для систем с Mn, Fe и Co наблюдаются наибольшие величины локализации ТПС на магнитном атоме. Для всех систем пик локализации ТПС наблюдается на ВдВ-промежутке между первым и вторым поверхностными семислойными блоками. Была обнаружена линейная зависимость между величиной энергетической запрещенной зоны в ТПС и их намагниченностью. Это указывает на то, что запрещенная зона в ТПС имеет обменную природу и является физически модулируемой.

Работа проведена в рамках и при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект № 125022702939-2)

### Список литературы

- [1] K.Mazumder, Journal of Alloys and Compounds, 888 (2021)
- [2] M. M. Otrokov, Nature, 576.7787 (2019)
- [3] T. Ozaki, Phys. Rev. B. **67**, 155108 (2003)
- [4] Y. Deng, Science Volume 367, 6480 (2020)

## Электронная и спиновая структура систем на основе графена в контакте с тяжёлыми и магнитными металлами

А.А. Гогина<sup>1,\*</sup>, А.В. Тарасов<sup>1</sup>, А.А. Рыбкина<sup>1</sup>, Д.А. Пудиков<sup>1</sup>, А.М. Шикин<sup>1</sup>, А.Г. Рыбкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email: alevtina\_gogina@mail.ru

Актуальной задачей современного материаловедения является поиск новых эпитаксиальных наноструктур для реализации квантовых эффектов в спинтронике. Одним из перспективных подходов является управление спиновой структуры графена путём контакта с магнитными и тяжёлыми металлами для усиления спин-орбитального и обменного взаимодействия при сохранении уникальной дираковской структуры графена [1,2]. Существуют различные методы получения таких структур, среди них: синтез графена на металлических подложках с дополнительной интеркаляцией атомов металлов; интеркаляция атомов магнитных и тяжёлых металлов под графен на полупроводниковой подложке (например, SiC).

Создание гибридных интерфейсов на основе графена с ферромагнитными и тяжёлыми металлами является многообещающим подходом к реализации перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА), квантового аномального эффекта Холла, а также эффекта Рашбы — Эдельштейна. Например, контакт графена с интеркалированными атомами Co на монокристаллических металлических подложках Pt(111) [3,4] и Ir(111) [5] приводит к усилению ПМА, а также к возникновению спинового in-plane расщепления в системе графен/Co/Ir(111) (до ~100 мэВ) с незначительным out-of-plane расщеплением [6].

В данной работе показана возможность одновременного усиления спин-орбитального и обменного взаимодействий в графене в результате контакта с атомами тяжелых и магнитных металлов. Исследования проводились с использованием широкого набора методов: ARPES, spin-ARPES, XPS, STM и DFT. В рамках работы был проведен синтез графена на монокристалле Ir(111) с последующей интеркаляцией тонкой плёнки Co. Результаты показывают наличие неколлинеарного ферромагнитного упорядочения магнитных моментов на атомах углерода в данной системе и их зависимость от толщины плёнки кобальта. В рамках работы, также проведён синтез и исследование эпитаксиального графена на SiC. Показано наличие гигантского спинового расщепления графеновых состояний в результате интеркаляции Pt, Au и Co.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-12-00016, <https://rscf.ru/project/23-12-00016/>. Выражается благодарность Научному парку СПбГУ и Лаборатории электронной и спиновой структуры наносистем СПбГУ (Номер учета НИР в системе ЕГИСУ НИОКТР: 125022702939-2).

### Список литературы

- [1] Rybkin A. G. et al. //Nano Letters. – 2018. – Т. 18. – №. 3. – С. 1564-1574.
- [2] Rybkin A. G. et al. //Physical Review Letters. – 2022. – Т. 129. – №. 22. – С. 226401.
- [3] Weinert P. et al. //Nanotechnology. – 2024. – Т. 35. – №. 16. – С. 165702.
- [4] Ajejas F. et al. //Nano Letters. – 2018. – Т. 18. – №. 9. – С. 5364-5372.
- [5] Yang H. et al. //Nano Letters. – 2016. – Т. 16. – №. 1. – С. 145-151.
- [6] Muñiz Cano B. et al.//ACS Nano. – 2024. – Т. 18. – №. 24. – С. 15716-15728.

## Терагерцовая спиновая динамика, возбуждаемая деформационными воздействиями на антиферромагнетики

Н.А. Перцев<sup>1,\*</sup>, А.В. Азовцев<sup>1</sup>

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*email: [pertsev.domain@mail.ioffe.ru](mailto:pertsev.domain@mail.ioffe.ru)

Важным свойством антиферромагнетиков является присущая им сверхбыстрая спиновая динамика в терагерцовом частотном диапазоне, позволяющая создавать высокоскоростные устройства обработки информации. Однако энергоэффективная генерация терагерцовых магнонов в антиферромагнетиках является сложной задачей. Поскольку многие антиферромагнетики характеризуются сильным магнитоупругим взаимодействием между спинами и деформациями кристаллической решетки, для возбуждения в них терагерцовых магнонов можно использовать динамические деформационные воздействия. В докладе описываются результаты микромагнитного моделирования высокочастотной спиновой динамики, возбуждаемой в пленках NiO и двойных слоях NiO/Pt пикосекундными деформационными импульсами и монохроматическими упругими волнами, генерируемыми лазерными оптомеханическими преобразователями.

Моделирование показало, что биполярный деформационный импульс генерирует в микрометровой пленке NiO коррелированную прецессию намагниченностей подрешеток, которая имеет сложное пространственное распределение в широкой области за фронтом импульса [1]. При длительности импульса  $\tau \leq 3$  пс спиновая динамика включает распространение монохроматических антиферромагнитных спиновых волн с частотами около 450 ГГц и 2 ТГц, возбуждение которых обусловлено двумя магнитоакустическими резонансами NiO. В тонких же пленках NiO (5–20 нм) биполярный импульс порождает стоячие спиновые волны с длинами, задаваемыми толщиной пленки [2]. Важно, что при  $\tau \leq 3$  пс становится возможной генерация стоячих антиферромагнитных волн с частотами, превышающими 1 ТГц.

В свою очередь при инъекции в NiO монохроматической упругой волны возбуждается вынужденная спиновая волна, имеющая ту же частоту, длину и скорость распространения. Поскольку лазерные оптомеханические преобразователи способны генерировать упругие волны с терагерцовой частотой, этот подход также позволяет создавать терагерцовые антиферромагнитные магноны. В случае двойного слоя NiO/Pt, подвергаемого воздействию продольной или поперечной упругой волны, прошедшая через пленку NiO спиновая волна создает прецессию вектора Нееля вблизи интерфейса NiO|Pt, которая порождает спиновую накачку в парамагнитный металл. Расчеты показывают, что амплитуда переменного спинового тока, генерируемого в Pt продольной упругой волной, имеет пик при частоте около 2 ТГц. Вследствие обратного спинового эффекта Холла в тяжелом металле также возникает переменный электрический ток, который создает электрическое поле в пленке Pt и терагерцовую электромагнитную волну над ее поверхностью.

Полученные результаты важны для разработки энергоэффективных генераторов магнонов, спиновых инжекторов и эмиттеров терагерцовых электромагнитных волн на основе динамически деформируемых антиферромагнетиков. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 23-12-00251, <https://rscf.ru/project/23-12-00251/>).

### Список литературы

- [1] A.V. Azovtsev, N.A. Pertsev, Phys. Rev. Materials **8**, 044404 (2024).
- [2] A.V. Azovtsev, N.A. Pertsev, Phys. Rev. B **110**, 144430 (2024).

## Три режима пикосекундной магнитоакустики в ферромагнитных структурах

**П.И. Геревенков<sup>1,\*</sup>, Я.А. Могунов<sup>1</sup>, Я.А. Филатов<sup>1</sup>, Н.С. Гусев<sup>2</sup>, М.В. Сапожников<sup>2,3</sup>,  
Н.Е. Хохлов<sup>1</sup>, А.М. Калашникова<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>ИФМ РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

\*email: petr.gerevenkov@mail.ioffe.ru

Развитие магноники требует энергоэффективных методов генерации спиновых волн и управления их параметрами [1]. Известно, что акустические волны могут быть использованы для резонансного возбуждения спиновых волн или вызывать вынужденные колебания намагниченности посредством магнитоупругого взаимодействия [2]. Короткие акустические волновые пакеты допускают другой малоизученный режим резонансного взаимодействия – черенковское излучение спиновых волн [3]. Это поднимает вопрос относительно критериев и признаков реализации для каждого из режимов пикосекундной магнитоакустики.

В докладе рассматриваются результаты экспериментов оптической накачки-зондирования, демонстрирующие воздействие лазерно-индуцированных коротких пакетов акустических волн на спиновую систему. Рассмотрено распространение импульса деформации в объёме ферромагнетика, вызывающее возбуждение обменных спиновых волн по черенковскому механизму [4]. Также рассматривается взаимодействие поверхностных акустических волн с магнитостатическими спиновыми волнами тонкой ферромагнитной плёнки [5]. В последнем случае наблюдались три различных режима взаимодействия между акустическими и спиновыми волнами.

Прямые измерения фазовых и групповых скоростей волн позволили связать переходы между различными режимами с разностью групповых скоростей между акустической и спиновой составляющими. В результате работы определены признаки реализации каждого из режимов и предложена модель описания переходов между ними.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 24-72-00136).

### Список литературы

- [1] A. Mahmoud et al. Proceedings of the Great Lakes Symposium on VLSI 2022, 309 (2022).
- [2] N. K. P. Babu et al. Nano Lett. 21, 946 (2021).
- [3] M. Yan et al. Phys. Rev. B, 88, 220412 (2013).
- [4] Ia. A. Filatov et al. PREPRINT <https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-5971617/v1> (2025).
- [5] P. I. Gerevenkov et al. arXiv preprint arXiv:2505.09579 (2025).

## Когерентная суперпозиция испускаемых и резонансно рассеянных фотонов из двухуровневой системы

**И.В. Крайнов, А.И. Галимов, М.В. Рахлин, Т.В. Шубина, А.А. Торопов**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

\*email: [igor.kraynov@mail.ru](mailto:igor.kraynov@mail.ru)

Полупроводниковая квантовая точка (КТ), встроенная в оптический микрорезонатор, является перспективным устройством для квантовых технологий, способным производить однофотонные состояния. При резонансном возбуждении, такая система демонстрирует осцилляции Раби, и для площадей импульса, кратных двум  $\pi$  ( $2\pi, 4\pi, \dots$ ), заселенность КТ равна нулю. Однако, такое поведение системы происходит при рассмотрении импульса накачки как классического поля. В то время как, используемые экспериментально для накачки такой системы, короткие лазерные импульсы представляет собой волновой пакет, состоящий из нескольких десятков фотонов. Анализ когерентной динамики такого импульса и двухуровневой системы показывает, что для четных площадей импульса кратным  $2\pi$  существует ненулевая вероятность заселенности КТ. Как мы показываем, эта ненулевая вероятность заселенности КТ и наличие резонансно рассеивающихся лазерных фотонов приводит к формированию когерентных многофотонных состояний. В данной работе мы сообщаем о генерации многофотонных состояний в заряженной квантовой точке в оптическом микрорезонаторе, и демонстрируем, что данная группировка фотонов включает рассеянные лазерные фотоны и испускаемые КТ, не наблюдавшиеся ранее.

Эксперимент был проведен с использованием InAs/GaAs КТ, содержащей резидентную дырку, в оптическом микрорезонаторе. Мы показываем, что при оптической накачке, импульсами с площадями кратными  $2\pi$ , рассеянный свет представляет собой многофотонные запутанные состояния, т.е. члены более высокого порядка в пространстве Фока. Разработанная модель объясняет, наблюдаемые экспериментально, см. рис. 1, колебания корреляционной функции второго порядка  $g^{(2)}$  таких состояний в зависимости от площади импульса и отстройки энергии трионного перехода и оптической моды микрорезонатора. Данная работа представляет доказательство того, что когерентный импульсный свет, взаимодействующий с квантовой точкой в микрорезонаторе, может генерировать неклассический свет с настраиваемой статистикой фотонов. Это соответствует текущим исследованиям, направленным на создание масштабируемых фотонных архитектур, контролируемых электромагнитным полем возбуждения. С практической точки зрения такие многофотонные состояния, объединяющие фотоны различной природы, могут использоваться в квантовых вычислениях и протоколах распределения квантовых ключей.

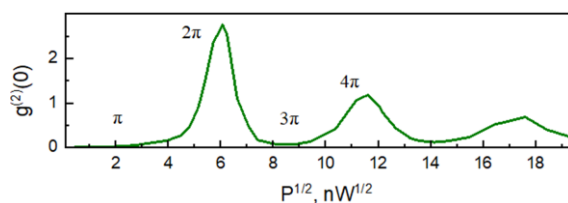


Рис.1. — Экспериментальная зависимость корреляционной функции второго порядка при нулевом времени задержки от мощности импульса накачки.

Теоретическая часть проекта поддержана РНФ № 25-12-00093.

## Терагерцовый линейный магнитоэлектрический эффект в коллинеарном антиферромагнетике $\text{Cr}_2\text{O}_3$

**Р.М. Дубровин<sup>1,\*</sup>, В.Р. Билык<sup>2</sup>, А.К. Звездин<sup>3,4</sup>, А.В. Кимель<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>*Institute for Molecules and Materials, Radboud University, Nijmegen, The Netherlands*

<sup>3</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>ООО «Новые спинтронные технологии», Москва, Россия

\*email: [dubrovinn@mail.ioffe.ru](mailto:dubrovinn@mail.ioffe.ru)

Эффективное управление спинами в магнитных материалах не только магнитными, но и электрическими полями является ключевой задачей современной спинтроники. Электрические поля, в отличие от электрических токов, обеспечивают значительно меньшие потери энергии, а по сравнению с магнитными полями, их гораздо проще приложить к наноразмерным битам с гораздо лучшим пространственным разрешением. Именно поэтому материалы и механизмы, обеспечивающие быструю и сильную реакцию спинов на электрическое поле, вызвали большой интерес исследователей к электромагнетизму в неколлинеарных антиферромагнитных мультиферроиках.

Существует класс коллинеарных антиферромагнетиков, в которых симметрично разрешен линейный магнитоэлектрический эффект, при котором приложенное электрическое поле  $\mathbf{E}$  приводит к возникновению намагниченности, а внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$ , в свою очередь, индуцирует электрическую поляризацию. Впервые этот эффект был предсказан [1], а затем экспериментально обнаружен [2] в коллинеарном антиферромагнетике  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . Таким образом, возникает закономерный интерес к тому, возможно ли электрическим полем ТГц импульса возбудить антиферромагнитный резонанс в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , насколько эффективен этот механизм и чем он отличается от хорошо изученного управления спинами в антиферромагнетиках с помощью ТГц магнитного поля.

Мы экспериментально исследовали спиновую динамику в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  под действием ТГц импульсов методом накачка-зондирование при различных углах поляризации относительно антиферромагнитного вектора  $\mathbf{L}$ . Было обнаружено, что антиферромагнитный резонанс с частотой 0.165 ТГц возбуждается не только ТГц магнитным полем при  $\mathbf{H}^{\text{THz}} \perp \mathbf{L}$ , под действием зеймановского вращающего момента, но и в геометрии  $\mathbf{E}^{\text{THz}} \perp \mathbf{L}$ , причем с сопоставимыми эффективностями и схожими температурными зависимостями. Теоретический анализ полученных результатов с использованием лагранжева формализма показал, что в геометрии  $\mathbf{E}^{\text{THz}} \perp \mathbf{L}$  спиновую динамику возбуждает ТГц электрическое поле в результате линейного магнитоэлектрического эффекта. Кроме того, были теоретически выявлены особенности двух механизмов при переходе между антиферромагнитными доменами с противоположным направлением  $\mathbf{L}$ , которые подтвердились в эксперименте. Стоит отметить, что полученная величина магнитоэлектрической восприимчивости на ТГц частотах сравнима со статическим значением. Таким образом, мы показали, что в коллинеарном антиферромагнетике  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  под действием линейного магнитоэлектрического эффекта ТГц электрическое поле может быть преобразовано в эффективное магнитное поле и возбудить сверхбыструю спиновую динамику [3]. Полученные результаты открывают новые главы в изучении сверхбыстрого магнетизма, антиферромагнитной спинтроники и терагерцовой магноники.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00348.

### Список литературы

- [1] I.E. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP **10**, 628 (1960)
- [2] D.N. Astrov, Sov. Phys. JETP **11**, 708 (1960)
- [3] V.R. Bilyk et al, Newton **1**, 100132 (2025)

## **Динамическая спиновая поляризация электронов в непрямозонных квантовых точках**

**Т.С. Шамирзаев\***

*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия*

*\*email: sha\_tim@mail.ru*

В отсутствие внешних воздействий спиновая подсистема немагнитных гетероструктур, находится в состоянии термодинамического равновесия, т.е. спиновая поляризация в отсутствует. Для изучения спиновой динамики спиновую подсистему необходимо вывести из состояния равновесия и это можно сделать либо традиционными методами - оптической ориентации или выстраивания и тепловой спиновой поляризации в магнитном поле, либо недавно предложенном нами методом динамической поляризации спинов электронов через сверхтонкое взаимодействие в слабом магнитном поле при не резонансом, не поляризованном оптическом возбуждении, которое напрямую не поляризует ни ядра, ни электроны.

В докладе будет представлен обзор современного состояния дел в области изучения спиновой динамики экситонов в непрямозонных квантовых точках (КТ). Особое внимание будет уделено обсуждению влияния на спиновую динамику обменного смешивания экситонных состояний и сверхтонкого взаимодействия спина электрона с флуктуациями ядерных спинов в квантовых точках.

Работа поддержана РНФ (проект №22-12-00022-П).

## Электрические и спиновые токи, индуцированные структурированным светом в двумерных дираковских системах

**М.В. Дурнев\***, А.А. Гуняга, С.А. Тарасенко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: [durnev@mail.ioffe.ru](mailto:durnev@mail.ioffe.ru)

Технологические достижения последних лет открывают возможность создавать оптические пучки с заданным пространственным и временным распределением электромагнитного поля [1]. Такой структурированный свет с неоднородными параметрами: интенсивностью, поляризацией или фазой – имеет приложения в спектроскопии, метрологии, квантовой информатике и других областях [2]. Примерами структурированного света являются пучки закрученных фотонов, обладающих орбитальным угловым моментом, и векторные пучки, составленные из волн с различной поляризацией [3].

В недавних экспериментах было обнаружено, что оптическое возбуждение полупроводников структурированным светом приводит к возникновению фотоотклика, чувствительного к локальным градиентам параметров Стокса и орбитальному моменту фотонов [4,5]. Была развита теория генерации фототоков при внутризонном транспорте электронов, соответствующая терагерцовому диапазону электромагнитного поля [6]. В оптическом же диапазоне фотоотклик полупроводников определяется электронными переходами между валентной зоной и зоной проводимости, которые требуют отдельного теоретического рассмотрения. Более того, можно ожидать, что явление оптической ориентации в полупроводниках с сильным спин-орбитальным взаимодействием приведет к генерации спиновых токов, в дополнение к электрическим.

В работе представлена теория генерации электрических и спиновых токов структурированным светом в двумерных полупроводниковых системах. В отличие от более привычных фотогальванических и спин-гальванических токов, возникающих в средах без центра инверсии [7], рассматриваемые токи индуцированы пространственной неоднородностью электромагнитного поля и полностью контролируются его структурой. Выявлены различные механизмы генерации токов при межзонных оптических переходах. Токи, пропорциональные градиентам параметров Стокса, связаны с оптической ориентацией спинов и оптическим выстраиванием импульсов фотовозбуждённых носителей заряда; при этом, спиновые и электрические токи связаны между собой за счет прямого и обратного спинового эффектов Холла. Исследован также механизм, связанный с нелокальностью оптических переходов, который приводит, в частности, к генерации токов, пропорциональных градиенту фазы излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 22-12-00211-П).

### Список литературы

- [1] A. Forbes, M. de Oliveira, and M. R. Dennis, *Nature Photonics* **15**, 253 (2021).
- [2] G. Molina-Terriza, J. P. Torres, and L. Torner, *Nature Physics* **3**, 305 (2007).
- [3] Б. А. Князев, В. Г. Сербо, *Усп. физ. наук* **188**, 508 (2018).
- [4] S. Sederberg et al., *Nature Photonics* **14**, 680 (2020).
- [5] J. Zhurun et al., *Science* **368**, 763 (2020).
- [6] A. A. Gunyaga, M. V. Durnev, and S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **108**, 115402 (2023).
- [7] E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114007 (2008).

## Особенности электронной структуры и спиновый транспорт в топологическом кристаллическом изоляторе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$

А.С. Микаева<sup>1,2</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,2,\*</sup>, А.К. Кавеев<sup>3</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>ЦКП «СКИФ», Кольцово, Россия

<sup>3</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: golyashov@isp.nsc.ru

В твердых растворах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  при  $x > 0.3$  происходит инверсия зон и образуется фаза топологического кристаллического изолятора (ТКИ) [1]. Поверхностные состояния ТКИ обладают дираковским законом дисперсии, геликоидальной спиновой структурой и защищены от рассеяния назад симметрией отражения. При этом наличие центра инверсии в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  может приводить к довольно большим временам рассеяния спина, что делает данный материал интересным для изучения спин-зависимых явлений. Введение 1-2% индия в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с  $x \sim 0.2-0.35$  приводит к закреплению уровня Ферми в запрещенной объемной зоне и реализации диэлектрического состояния (с сопротивлениями более  $10^3$  Ом·см) при температурах ниже 30 К [2]. Особый интерес представляют легированные индием пленки  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с составами  $x \sim 0.30-0.35$ , в которых возможна реализация ТКИ и диэлектрического состояния одновременно. Однако экспериментально реальная электронная структура поверхности таких твердых растворов, как и спиновый транспорт в них, исследованы слабо.

Данная работа посвящена изучению транспортных свойств и электронной структуры поверхности эпитаксиальных пленок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$  с  $x \sim 0.2-0.5$ . Исследование магнетосопротивления планарных структур на основе пленок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с ферромагнитными (ФМ) контактами (Co, FeCo и FeCoV) показало наличие как локального, так и нелокального спин-вентильного эффекта, зависящего от взаимной ориентации направлений внешнего магнитного поля, намагниченности контактов и протекающего тока. Эффект наблюдался для образцов с  $0.3 < x < 0.4$  на расстояниях между ФМ контактами вплоть до 100 мкм, что указывает на наличие в исследуемых пленках канала проводимости с необычно большой длиной спиновой диффузии (более 10 мкм), либо механизма поляризации носителей по спину на границе раздела  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{ФМ}$ . С помощью метода фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением было показано наличие поверхностных состояний с линейным законом дисперсии в виде конуса Дирака на поверхности  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}(111)-(1 \times 1)$  уже при  $x \sim 0.19$  и температуре 80 К. Измерения с разрешением по спину подтвердили наличие геликоидальной спиновой структуры поверхностных состояний. При этом, в спектрах топологических поверхностных состояний наблюдается наличие запрещенной щели, что указывает на наличие одноосных напряжений в исследуемых пленках  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}/\text{BaF}_2$ . Анализ эффекта слабой антилокализации в тонких пленках  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с  $x > 0.4$  указывает на возможный переход из состояния ТКИ в фазу сильного топологического изолятора при температуре 4.2 К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 25-62-00004.

### Список литературы

- [1] Xu S.-Y. et al., Nature Comm., vol. 3, 1192 (2012).
- [2] Takaoka S. et. al., Jpn. J. Appl. Phys., 23, n 2. pp. 216–222 (1984).

## Оптическая ориентация и оптическое выстраивание экситонов в ансамбле случайно ориентированных перовскитных нанокристаллов

В.Л. Жиляков<sup>1,\*</sup>, И.А. Югова<sup>1</sup>, А.А. Головатенко<sup>2</sup>, Е.В. Колобкова<sup>3,4</sup>, Д.Р. Яковлев<sup>2,5</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> СПбГТИ (ТУ), Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup> *Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, Germany.*

\*email: v.zhiliakov@gmail.com

В последние годы перовскитные материалы привлекают значительное внимание благодаря их уникальным оптическим и электронным свойствам, что делает их перспективными для применения в фотовольтаике, светодиодах и спинтронных устройствах. Особый интерес представляют перовскитные нанокристаллы, которые синтезируют в стеклянной матрице для повышения стабильности. При этом в таких системах существует разброс материальных параметров нанокристаллов, который сильно влияет на их оптические свойства [1].

В работе [2] была предложена теория для описания оптической ориентации и выстраивания экситонов в магнитном поле для перовскитных нанокристаллов. Авторы рассматривали влияние магнитного поля в геометрии Фарадея с пространственной ориентацией в плоскости, но без учета оптически неактивного и z-поляризованного состояний экситонов. Рассмотрение спиновых свойств носителей и экситонов в случайно ориентированных нанокристаллах было предложено в работах [3–4] для коллоидных наноплателетов CdSe. Было рассмотрено влияние случайной ориентации нанокристаллов на долгоживущую динамику электронов [3] и на спиновую динамику экситонов в геометрии Фарадея [4].

В нашей работе мы развиваем теорию, учитывающую влияние ориентационного беспорядка на оптическую ориентацию и выстраивание спинов экситонов в перовскитных нанокристаллах. Наша модель учитывает z-поляризованное состояние экситонного триплета и оптически неактивное синглетное состояние, которое смешивается с триплетом в геометрии Фойгта. Получены зависимости степени поляризации фотолюминесценции ансамбля случайно ориентированных нанокристаллов от внешнего магнитного поля в геометриях Фарадея и Фойгта. Обнаружена немонотонность этих зависимостей для геометрии Фойгта. Исследовано влияние параметров системы, таких как величины обменных констант и времена релаксации триплетного и синглетного состояний экситона на оптическую ориентацию и выстраивание спинов экситонов. Результаты теоретических расчетов сопоставлены с экспериментальными данными по поляризованной фотолюминесценции нанокристаллов CsPbI<sub>3</sub> в стеклянной матрице, продемонстрировано хорошее согласие.

### Список литературы

- [1] E. Kirstein, et al., *Nature Communications*, **14**, 699 (2023).
- [2] M. O. Nestoklon, et al., *Phys. Rev. B*, **97**, 235304 (2018).
- [3] A. A. Golovatenko, A. V. Rodina, *Phys. Rev. B*, **111**(20) (2025).
- [4] O. O. Smirnova, et al., *Nanomaterials*, **13**(17), 2402, (2023).

## Спин решеточная релаксация ядерных спинов «в темноте» для структуры GaAs:Mn

В.С. Бердников<sup>1, \*</sup>, П.С. Бажин<sup>1</sup>, К.В. Кавокин<sup>1</sup>, М.С. Кузнецова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Лаборатория оптики спина им.

И.Н. Уральцева, Санкт-Петербург, Россия

\*email:vladimir.berdnikov.00@mail.ru

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования динамики ядерной спиновой системы (ЯСС) в условиях отсутствия оптической накачки. Методом поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) исследуется объемный образец GaAs легированный глубокими акцепторами Mn с концентрацией  $N_{Mn} = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Ранее было продемонстрировано, что спин-решеточная релаксация ядер в GaAs:Mn под действием оптической накачки протекает нетипичным для полупроводников р-типа образом. Время  $T_1$ , характеризующее этот процесс зависит от внешнего магнитного поля и достигает 12 секунд [1]. В случае отсутствия оптической накачки наблюдается значительно более быстрая релаксация ЯСС.

Для измерения времени спин-решеточной релаксации используется 4-этапный оптический протокол (рис. 1а), включающий оптическое охлаждение ЯСС в наклонном магнитном поле, «темновой промежуток», значение которого изменяется от 1 до 200 мс, измерительный этап и дополнительный длительный темновой промежуток, обеспечивающий независимость измерений. По значению степени поляризации ФЛ определено значение остаточного поля Оверхаузера после темнового промежутка. В зависимости от длительности темнового промежутка наблюдается релаксация ЯСС, содержащая две временные компоненты: быструю (порядка единиц мс) и медленную (порядка десятков мс). Увеличение внешнего магнитного поля приводит к замедлению релаксации, что более характерно для полупроводников n-типа [2].

Для интерпретации результатов предложена теоретическая модель, учитывающая релаксацию ЯСС за счет флуктуации заряда на глубоких акцепторных центрах Mn. Показано, что основной вклад в релаксацию вносит квадрупольное взаимодействие, вызванное переменным электрическим полем при туннелировании электронов между центрами Mn различной зарядовой конфигурации (рис. 1б).

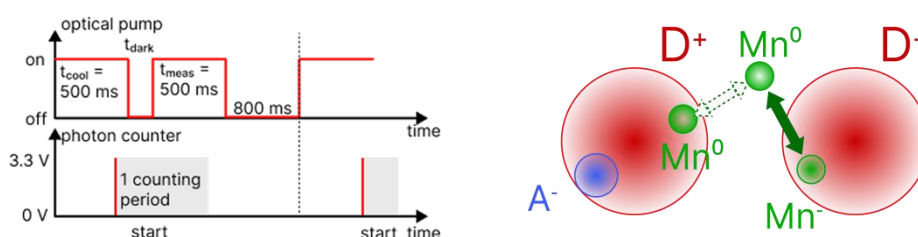


Рис. 1: а) Схема оптического протокола эксперимента; б) Схема пространственного распределения заряда на примесных центрах.

### Список литературы

- [1] V. Berdnikov et. al., St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics **17**, 31(2024).
- [2] M. Kotur et. al. Phys. Rev. B **97**,165206 (2018).

## Оптическое выстраивание возбуждённого состояния $4T_1$ иона марганца в $(\text{Zn,Mn})\text{Se}$

**Н.В. Козырев\***, К.А. Барышников, И.И. Козлов, Б.Р. Намозов, Н.С. Аверкиев, Ю.Г. Кусраев

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*email: [kozyrev.nikolay@bk.ru](mailto:kozyrev.nikolay@bk.ru)

Точечные дефекты в кристаллах являются хорошими модельными объектами для исследования возможности контроля и управления спиновым состоянием частиц в полупроводниках [1]. Среди них – атомы переходных металлов, замещающих атомы в кристаллической решётке твёрдых тел [2, 3, 4], которые дают возможность напрямую воздействовать на их спиновое состояние, например, светом.

При возбуждении циркулярно-поляризованным светом внутрицентрального оптического перехода одиночного иона марганца ( ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$ ), замещающего катионы в  $\text{ZnSe}$ , наблюдается восстановление оптической ориентации спина иона марганца в состоянии  ${}^4T_1$  если образец поместить в магнитное поле, направленное вдоль определённых кристаллографических осей [4]. Это проявляется в возрастании вклада оптической ориентации в степень циркулярной поляризации внутрицентральной фотолюминесценции с ростом магнитного поля при оптическом переходе ( ${}^4T_1 \rightarrow {}^6A_1$ ).

Оптическое выстраивание – явление, состоящее в возникновении дипольного момента при возбуждении линейно-поляризованным светом – является родственным эффекту оптической ориентации спинов циркулярно-поляризованным светом. В продолжение исследования возможности контроля и управления спиновым состоянием одиночного иона марганца в  $(\text{Zn,Mn})\text{Se}$ , мы провели измерения степени линейной поляризации внутрицентральной люминесценции марганца при линейно-поляризованной накачке, что называется оптическим выстраиванием электронного возбуждения. Было обнаружено, что оптическое выстраивание присутствует в нулевом магнитном поле, а также зависит от угла наклона плоскости поляризации фотовозбуждения. Разработанная теоретическая модель [4] даёт качественное согласие с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (Проект №23-12-00205).

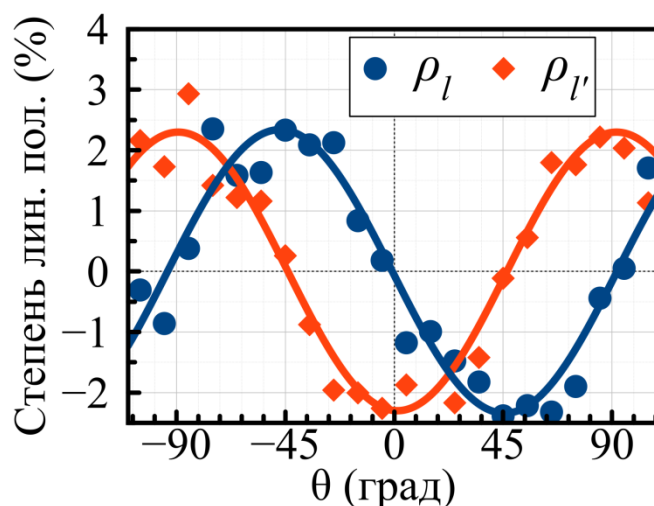


Рис. 1: Параметры Стокса линейно-поляризованной внутрицентральной фотолюминесценции в зависимости от угла наклона  $\theta$  плоскости поляризации возбуждающего света относительно кристаллографической оси  $[100]$ . Падающий свет распространяется вдоль направления  $[110]$ . Сплошные линии представляют собой зависимости  $\sin \theta$  (синяя кривая) и  $\cos \theta$  (красная кривая) в соответствии с теорией [4]. Температура 1.5 К.

### Список литературы

- [1] Awschalom D. D., et al. Science **339**, 1174 (2013)
- [2] Koehl W. F., et al. Phys. Rev. B **95**, 035207 (2017)
- [3] Baryshnikov K. A., et al. Phys. Rev. B **92**, 205202 (2015)
- [4] Kozыrev N. V., et al. Phys. Rev. B **111**, 134432 (2025)

## Магниторецепция у птиц: Спины или токи?

**К.В. Кавокин<sup>1,2\*</sup>**

<sup>1</sup>Зоологический институт РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email: [kkavokin@gmail.com](mailto:kkavokin@gmail.com)

Перелетные птицы дважды в год совершают миграционные полеты на зимовку и обратно к местам размножения, покрывая многие тысячи километров. Для поддержания направления миграционного полета они пользуются по меньшей мере тремя компасными системами: звездной, солнечной и магнитной [1]. Магнитный компас птиц был открыт в начале 1970-х годов [2], но физические принципы его работы до сих пор твердо не установлены. Наиболее популярна теория фотохимического компаса, основанного на спин-зависимых химических реакциях в светочувствительном белке криптохроме, молекулы которого располагаются в сетчатке глаза [3]. Есть и другие гипотезы, предполагающие участие ферромагнитных нанокристаллов оксидов железа [4] или же индукционных токов, возникающих в каналах вестибулярного аппарата птицы при резких поворотах ее головы [5]. Возможно также существование нескольких рецепторов магнитных полей, в том числе специального датчика электромагнитных помех от тропических гроз [6]. В докладе дается обзор современного понимания (или непонимания) этой проблемы. Работа поддержана РФФИ (грант 24-14-00085).

### Список литературы

- [1] N. Chernetsov, Compass systems. *J. Comp. Physiol. A* **203**, 447-453 (2017).
- [2] W. Wiltschko, R. Wiltschko, Magnetic compass of European robins. *Science* **176**, 62–64 (1972).
- [3] T. Ritz, S. Adem, K. Schulten, A model for photoreceptor-based magnetoreception in birds. *Biophys. J.* **78**, 707–718 (2000).
- [4] J. Kirschvink, J. Gould, Biogenic magnetite as a basis for magnetic field detection in animals, *BioSystems* **13**, 181 (1981).
- [5] S. Nimpf et al. A putative mechanism for magnetoreception by electromagnetic induction in the pigeon inner ear. *Curr. Biol.* **29**, 4052–4059.e4 (2019).
- [6] J. Granger, S.A. Cummer, K. J. Lohmann, S. Johnsen, Environmental sources of radio frequency noise: potential impacts on magnetoreception. *J. Comp. Physiol. A* **208**, 83–95 (2022).

# Стендовые сессии



## Интерфейсные состояния в гетероструктурах ZnSe/BeTe без общего атома на интерфейсах

Л.В. Котова<sup>1,\*</sup>, Д.Д. Белова<sup>1</sup>, А.С. Гуревич<sup>1</sup>, В.П. Кочерешко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: kotova@mail.ioffe.ru

Границы раздела между различными материалами в полупроводниковых структурах играют ключевую роль в формировании как транспортных, так и оптических характеристик всего материала. Подобно поверхностям материалов, граница раздела между различными полупроводниками создаёт значительные искажения в периодическом потенциале кристаллической решётки, что способствует удержанию носителей заряда в направлении, перпендикулярном интерфейсу [1].

Настоящее исследование посвящено анализу спектров фотолюминесценции в области прямых и непрямых междозонных оптических переходов гетероструктур с квантовыми ямами типа-II ZnSe/BeTe не имеющих общего атома на интерфейсах при воздействии больших магнитных полей (до 40 Тл). В полученных спектрах фотолюминесценции выявлены переходы, связанные с состояниями на границе раздела материалов. Измерения в магнитном поле позволили определить: величины диамагнитного сдвига; g-факторы для прямых и непрямых экситонов; характеристики интерфейсных состояний. Полученные данные позволили провести количественную оценку борковского радиуса исследуемых состояний.

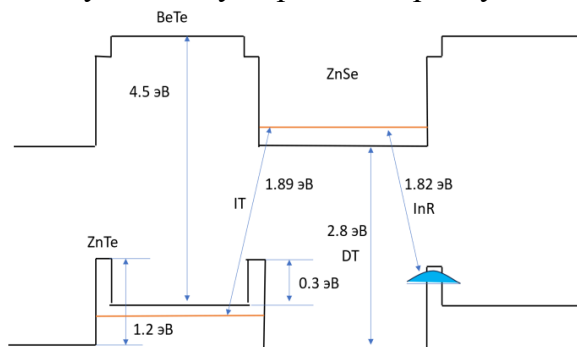


Рис. 1: Схема оптических переходов в структурах ZnSe/BeTe не имеющих общего атома на интерфейсах. Стрелками показаны пространственно прямые оптические переходы DT; пространственно непрямые переходы IT и рекомбинация электронов и дырок на гетерогранице InR.

В спектрах, в области непрямых переходов, наблюдались состояния носителей, локализованных на интерфейсах. Энергии этих переходов были ниже энергии непрямых экситонов на величину  $\sim 7$  мэВ. Измерены константы диамагнитного сдвига и g-факторы экситонов, что позволило определить борковский радиус этих состояний. Обнаружено, что в поле  $\sim 15$  Тл перераспределение интенсивности ФЛ от интерфейсных состояний к непрямым экситонам с дальнейшим выравниванием их интенсивностей. Поле 15 Тл соответствует магнитной длине  $\sim 6$  нм, что совпадает с радиусом InR состояний. При дальнейшем уменьшении борковского радиуса, в больших полях, вероятности заполнения InR и IT сравниваются и интенсивности ФЛ выравниваются.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (№ 25-22-20074) и гранта Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с договором № 25-22-20074 от 5 июня 2025 г.

### Список литературы

- [1] Н.М. James, Phys. Rev. 76, 1611 (1949).

## Циркулярно-поляризованная фотолюминесценция и элементарные магнитные полюса в InN/GaN нанопроволоках

А. Минтаиров<sup>1,\*</sup>, В. Аксенов<sup>1</sup>, В. Давыдов<sup>1</sup>, И. Елисеев<sup>1</sup>, А. Власов<sup>1</sup>, Г. Цырлин<sup>2</sup>, В. Гридчин<sup>2</sup>, Д. Кириленко<sup>2</sup>, К. Котляр<sup>2</sup>, Р. Резник<sup>2</sup>, Т. Шугбаев<sup>2</sup>, А. Бричкин<sup>3</sup>, Г. Голышков<sup>3</sup>, А. Черненко<sup>3</sup>, D. Barretin<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> ФТИ им. Иоффе, С. Петербург, Россия

<sup>2</sup> Университет им. Ж. И. Алферова, С. Петербург, Россия

<sup>3</sup> ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия

<sup>4</sup> "Università Niccolò" Cusano, Rome, Italy

\*e-mail: amintairov@mail.ioffe.ru

Заполненные одноэлектронные состояния двумерных квантовых точек (КТ) могут генерировать вихри квантов магнитного потока в нулевом магнитном поле, что соответствует генерации элементарных магнитных полюсов ( $m$ -полюсов) [1], существование которых было предсказано в 1931 году Дираком [2]. Вихри  $m$ -полюсов генерируются в режиме вигнеровской локализации и образуют магнито-электронные состояния, соответствующие дираковским энионам (ДЭ), подробно изученные нами в вигнеровских КТ (ВКТ) InP/GaInP<sub>2</sub> с помощью спектров магнито-фотолюминесценции (ФЛ) [1]. Нами было показано, что вихри ДЭ имеют радиус  $r_\phi = a_B^*$ , где  $a_B^*$  – боровский радиус, и генерируют поле  $\hat{B} = \phi_0 / \pi \phi^2$ , где  $\phi_0$  – величина кванта магнитного потока. Значения  $\hat{B}$  до 15 Тл были измерены в InP/GaInP<sub>2</sub> ВКТ с  $a_B^* = 8$  нм, и более сильные поля ожидаются при уменьшении  $a_B^*$ . Зависимость  $\hat{B} \sim (a_B^*)^{-2}$ , приводящая к возможности генерировать магнитные поля до сотен Тл в нанометровом масштабе, является фундаментальным свойством  $m$ -полюсов, и ее экспериментальная демонстрация имеет решающее значение для их идентификации.

В настоящей работе мы получили и исследовали ВКТ, имеющие  $a_B^* \sim 5$  нм, образуемые в GaN нанопроволоках с монослойной InN вставкой (InN<sub>1</sub>/GaN<sub>NW</sub>), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на [111] Si подложках. Наличие  $\hat{B}$  и формирование  $m$ -полюсов/ДЭ приводило к циркулярной поляризации спектров ФЛ одиночных ВКТ в нулевом внешнем магнитном поле (см. Рис.1). Величина поля  $\hat{B} = 60$  Тл была измерена из значения Зеемановского расщепления экситонных пиков GaN  $\Delta E_{\text{spin}}^{\text{GaN}}(B) = kB$ , где  $k = 0,05$  мэВ/Тл [3] (см. Рис.1). Эти измерения подтверждают зависимость  $\hat{B} \sim (a_B^*)^{-2}$  и существование элементарных магнитных полюсов и ДЭ в ВКТ.

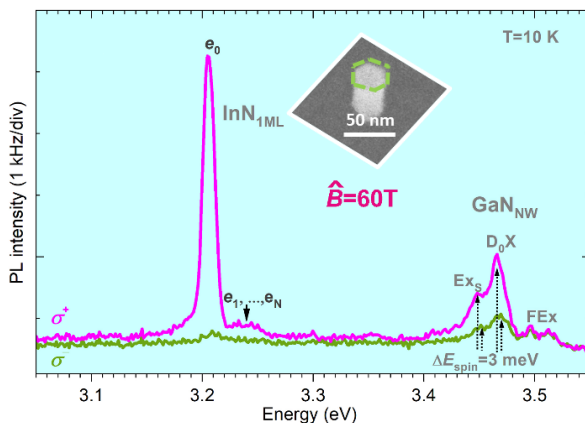


Рис.1 Циркулярно-поляризованные спектры ФЛ InN<sub>1</sub>ML/GaN<sub>NW</sub> ВКТ (см. изображение СЭМ на вставке), измеренные при 10 К и  $B = 0$  Тл.

### Список литературы

- [1] A. M. Mintairov, et al, Phys. Rev. B, **111**, 045410 (2025).
- [2] P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A. V. **133**, 60 (1931).
- [3] M. Julier et al, Phys. Rev. B, **56** R7108 (1997).

## Температурная зависимость спектров антипересечения уровней NV центров в алмазе

А.М. Скоморохов<sup>1,\*</sup>, А.С. Гурин<sup>1</sup>, Д.Д. Крамущенко<sup>1</sup>, П.Г. Баранов<sup>1</sup>, Р.А. Бабунц<sup>1</sup>,  
С.Я. Килин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

\*email: skomorokhov@mail.ioffe.ru

Алмаз с азотно-вакансионными (NV) триплетными центрами является перспективным материалом для использования в качестве источника одиночных фотонов, магнитометров нового поколения с наноразмерным разрешением, нетоксичных биологических меток, а также для создания элементной базы квантовых компьютеров [1].

В данной работе была исследована температурная зависимость спектров фотолюминесценции (ФЛ) ансамблей NV-центров в диапазоне температур 5 – 85 К, для нескольких образцов алмаза, выращенных различными методами. Для возбуждения ФЛ использовался твердотельный лазер с длиной волны 520 нм, который фокусировался линзой с фокусным расстоянием 18 см на образцы алмаза в гелиевом криостате замкнутого цикла, индуцируя оптический переход NV-центров  $3A_2 \rightarrow 3E$ . Спектры фотолюминесценции были зарегистрированы с помощью фотодиода. Для наблюдения антипересечения спиновых подуровней образцы ориентировались таким образом, чтобы магнитное поле было направлено вдоль оси  $\langle 111 \rangle$  кристалла.

Было обнаружено, что аксиальный параметр расщепления нулевого поля D возбужденного состояния значительно изменяется с температурой. Зависимость аксиального параметра D основного состояния от температуры представлена в работах [2, 3]. Эта зависимость для возбужденного состояния NV-центра зарегистрирована нами впервые и на рис. 1 представлена для двух образцов: выращенных методом CVD (sample#1) и HPHT (sample#2). Следует отметить разное поведение температурной зависимости продольной компоненты параметра расщепления нулевого поля для основного и возбужденного состояний NV-центра.

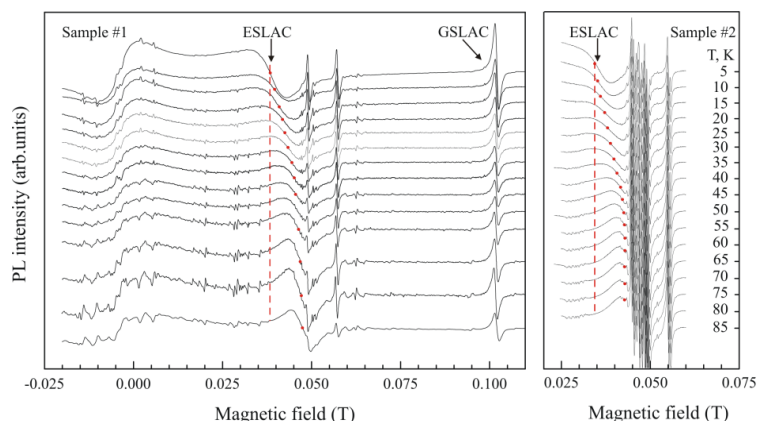


Рис. 1: Спектры фотолюминесценции в зависимости от магнитного поля, зарегистрированные при различных температурах, для алмаза, выращенного методом CVD (sample#1) и HPHT (sample#2)

Данная работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение о предоставлении гранта № 075-15-2024-556)

### Список литературы

- [1] F. Jelezko, J. Wrachtrup, Phys. Stat. Sol. (a) **203**, No.13, 3207 (2006).
- [2] V. M. Acosta, E. Bauch, M. P. Ledbetter, A. Waxman, L.-S. Bouchard, D. Budker, Phys. Rev. Lett. **104**, 070801 (2010)
- [3] V. Ivady, T. Simon, J. R. Maze, I.A. Abrikosov, A. Gali, Phys. Rev. B **90**, 235205 (2014)

## Автоколебания спиновой киральности в ферромагнитных полупроводниках на основе манганитов лантана

Э.И. Лопатко<sup>1,\*</sup>, А.А. Повзнер<sup>1</sup>, Н.А. Зайцева<sup>1</sup>, Т.А. Ноговицына<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*email: a.a.povzner@urfu.ru

Первопринципное DFT-моделирование ферромагнитных манганитов лантана  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ , с колоссальным магнетосопротивлением (КМС) указывает на наличие топологических особенностей электронной структуры [1].

В настоящей работе показано, что наблюдаемый в  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  электронный переход металл-полупроводник [2], сопровождается возникновением спиновой киральности связанной с пересечением химическим потенциалом электронной системы энергетической области вырождения. Получено, что в тонких пленках  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  с  $x=0.33$  возникают спин-зависимые автоколебания спиновой киральности полупроводниковой матрицы  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  во внешнем электрическом поле, приводящие к автоколебаниям кирального спинового заряда пропорционального холловскому сопротивлению [3]. Записанные уравнения теплового баланса, учитывающие связь между силой тока и флуктуациями локальной намагниченности, приводят к выводу о возникновении автоколебаний кирального заряда и сигнала связанного аномальным киральным эффектом Холла [3].

Показано, что сканирование по величине внешнего магнитного поля позволяет управлять частотой таких автоколебаний, что может использоваться для создания генераторов автоколебаний спиновых токов.

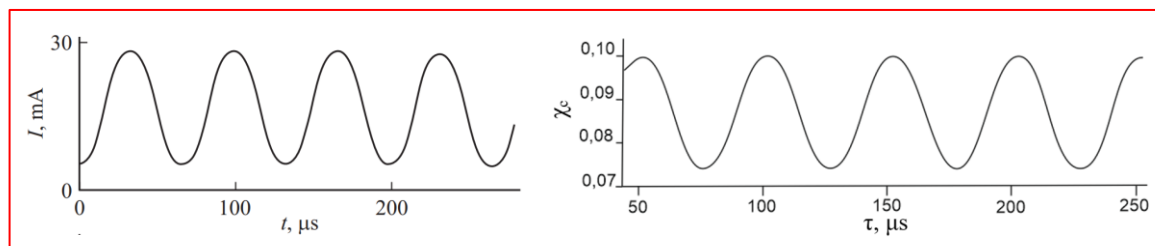


Рис.1: Автоколебания силы тока ( $I$ ) и спинового кирального заряда планарного образца  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  размером  $1 \times 1 \times 0.01$  мм<sup>3</sup>. Здесь напряженность электрического поля  $E = 0.3$  кВ/м, частота  $\nu = 15$  кГц.

Результаты получены в рамках задания Министерства Науки и Высшего Образования, контракт № FEUZ-2023-0015.

### Список литературы

- [1] Vergniory, M.G., Elcoro, L., Felser, C. et al. Nature **566**, 480 (2019).
- [2] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Устинов. УФН **188**, 8, 801 (2018).
- [3] Han Wang et al. Progress in Materials Science **130** (2022) 100971.

## Оптический спин поляризованный сканирующий туннельный микроскоп

**В.В. Плетнёв<sup>1,\*</sup>**, С.А. Рожков<sup>1</sup>, Е.Д. Кырова<sup>1</sup>, Д.В. Ищенко<sup>1</sup>, А.С. Микаева<sup>1</sup>,  
В.А. Голяшов<sup>1</sup>, О.Е. Терещенко,<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, 630090*

*\*email: v.pletnev@g.nsu.ru*

В настоящее время эффект хирально-индуцированной спиновой селективности (ХИСС) является одним из наиболее интересных вопросов спинтроники: левые и правые хиральные энантиомеры молекул проявляют свойства спин-фильтра для поляризованных электронов. Изучить спин-зависимый транспорт в хиральных молекулах позволяет методика спин-поляризованной сканирующей туннельной спектроскопии (СП-СТС). Эксперименты с хиральными молекулами показывают довольно высокие значения спиновой асимметрии [1], однако большинство экспериментов проводились на ферромагнитных подложках, которые также могут действовать как спиновый фильтр. Использование полупроводниковой подложки позволяет проводить измерения поляризованной электролюминесценции с хиральными молекулами в роли спин фильтра, что позволяет исключить влияние ферромагнитных слоев на спиновую асимметрию, и, таким образом, можно получить корректные данные о природе эффекта ХИСС.

Цель данной работы - разработать оптический метод СП-СТС для дальнейших экспериментов по изучению спин-зависимого транспорта в хиральных молекулах. В данной работе проводится модернизация воздушного СТМ СММ 2000 для проведения оптических измерений. Основная задача первого этапа - измерить асимметрию спиновой поляризации в полупроводниковых гетероструктурах. Для этого необходимо использовать ферромагнитный СТМ зонд с возможностью его перемагничивания для инъекции спин-поляризованных электронов и измерения степени поляризации электролюминесценции в полупроводниковых структурах.

Данная работа посвящена изучению различных полупроводниковых гетероструктур, которые будут использованы в качестве подложки (структуры с квантовыми ямами, точками, объемные соединения  $A^3B^5$ ) для нанесения хиральных молекул. Проведены сравнительные эксперименты по инъекции электронов в гетероструктуры с квантовыми ямами и гетероструктуры на основе AlGaAs, прежде изученные в работе [2] в качестве спин-детекторов при инъекции в них свободных спин-поляризованных электронов. На основе данных экспериментов получена зависимость интенсивности СТМ электролюминесценции от величины туннельного тока и кинетической энергии инжектированных электронов, проводятся эксперименты по измерению поляризованной электролюминесценции.

Работа поддержана в рамках проекта РНФ № 25-62-00004.

### Список литературы

- [1] Giaconi N. et al. Spin polarized current in chiral organic radical monolayers //Journal of Materials Chemistry C. – 2024. – Т. 12. – №. 27. – С. 10029-10035.
- [2] Rusetsky V. S. et al. New spin-polarized electron source based on alkali antimonide photocathode //Physical review letters. – 2022. – Т. 129. – №. 16. – С. 166802.

## Спиновая конверсия в фермент-субстратных комплексах АДФ-<sup>25</sup>Mg:АТФаза

**В.Л. Бердинский**

ОГУ, Оренбург, Россия

OSU, Orenburg, Russia

\*email: vberdinskiy@yandex.ru

Аденозинтрифосфорная кислота (АТФ) – основной источник энергии в живых организмах и участник многих внутриклеточных процессов. Синтез АТФ происходит в митохондриях ферментами АТФ-азами при участии кофермента – ионов  $Mg^{2+}$  [1, 2]. Магнитный изотоп <sup>25</sup>Mg (ядерный спин  $I=5/2$ ) ускоряет ферментативный синтез АТФ в 2–4 раза по сравнению с другими изотопами <sup>24,26</sup>Mg, что объясняется спинзависимым ион-радикальным механизмом ферментативного синтеза АТФ [3, 4]. Этот механизм хорошо объясняет влияние слабых магнитных полей на синтез АТФ *in vitro* и *in vivo* [5, 6], но не способен объяснить ферментативную эффективность изотопа <sup>25</sup>Mg в сильных магнитных полях 80 – 100 мТл [7]. Для объяснения этих эффектов предложен новый механизм влияния ядерного спина изотопа <sup>25</sup>Mg на ферментативный синтез АТФ *in vitro* и *in vivo* в сильных магнитных полях.

Показано, что контактное взаимодействие Ферми ядерного спина изотопа <sup>25</sup>Mg способно индуцировать синглет-триплетную конверсию в диамагнитном фермент-субстратном комплексе АДФ-<sup>25</sup>Mg:АТФ-аза и перераспределение электронной плотности на фосфатных группах АДФ в сильных магнитных полях. Это перераспределение уменьшает кулоновское отталкивание отрицательно заряженных фосфатных групп, понижает потенциальный барьер и ускоряет реакции ферментативного синтеза АТФ *in vitro* и *in vivo*. Результаты теоретических расчетов совпадают с экспериментальными данными по определению содержания АТФ в бактериальных клетках *E. coli*, выращенных в сильных магнитных полях на питательной среде М9, обогащенной изотопом <sup>25</sup>Mg.

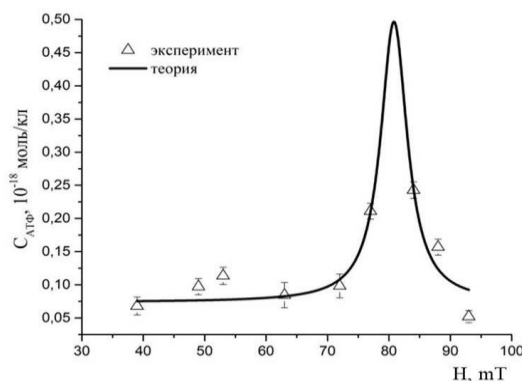


Рис. 1: Экспериментальные и теоретические зависимости скорости синтеза АТФ от напряженности магнитного поля в присутствии изотопа <sup>25</sup>Mg

### Список литературы

- [1] Ю.М. Романовский, А.М. Тихонов. *Усп. физ. наук.* 2010. 180. 931.
- [2] J. E. Walker. *Biochem. Soc. Trans.* 2013. 41. 1
- [3] А. Л. Бучаченко, *Новая изотопия в химии и биохимии*, Наука, Москва, 2007, 89 с.
- [4] A. L. Buchachenko, *Magnetic effects across biochemistry, molecular biology and environmental chemistry. Genes, brain and cancer under magnetic control*. London Academic Press. 2024. 250 p.
- [5] U. G. Shevchenko, V.L. Berdinskii. *Russ. J. Phys. Chem. B.* 2011. 5. 519.
- [6] U. G. Shevchenko, V. L. Berdinskii. *Russ. Chem. Bull. Int. Edition.* 2015. 64. 1547.
- [7] У. Г. Летута, Е. И. Авдеева. *Докл. РАН.* 2017. 474. 378.

## Оптическое выстраивание и оптическая ориентация темного экситона в магнитном поле в коллоидных наноплателетах CdSe/CdS

Н.О. Михайленко<sup>1,\*</sup>, С.В. Некрасов<sup>1</sup>, О.О. Смирнова<sup>1</sup>, Н.В. Козырев<sup>1</sup>, И.В. Калитухо<sup>1</sup>,  
А.В. Родина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: n.o.mikhailenko@mail.ioffe.ru

Актуальность изучения спиновых и оптических свойств полупроводниковых коллоидных низкоразмерных структур обусловлена перспективой их применения в медицине, фотовольтаике и квантовых вычислениях. Объектом исследования в настоящей работе являются коллоидные наноплателеты структуры ядро/оболочка CdSe/CdS.

Методом спектроскопии поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) с разрешением по времени обнаружено оптическое выстраивание темного экситона. Наблюдение эффекта становится возможным благодаря механизму смешивания флуктуирующим обменным полем светлого экситонного состояния с темным. Вклад темного экситона в сигнал ФЛ удалось выделить интегрированием на больших временах задержки после лазерного импульса, которые соответствуют времени жизни оптически неактивного экситонного состояния [1]. Выстраивание наблюдается по спектру ФЛ вплоть до энергии детектирования 1.922 эВ при возбуждении на энергии 1.960 эВ, амплитуда эффекта падает с удалением от энергии лазера.

В геометрии Фарадея оптическое выстраивание темного экситона подавляется в характерном магнитном поле величиной около 50 мТл. Наблюдаемый контур подавления выстраивания соответствует контуру, полученному в стационарных измерениях [2]. В магнитном поле в геометрии Фойгта также наблюдается уменьшение степени линейной поляризации, характерное поле подавления оптического выстраивания около 60 мТл (рис.1), и оно остаётся постоянным по спектру.

Также экспериментально исследован эффект оптической ориентации темного экситона с разрешением по времени в магнитном поле в геометриях Фарадея и Фойгта.

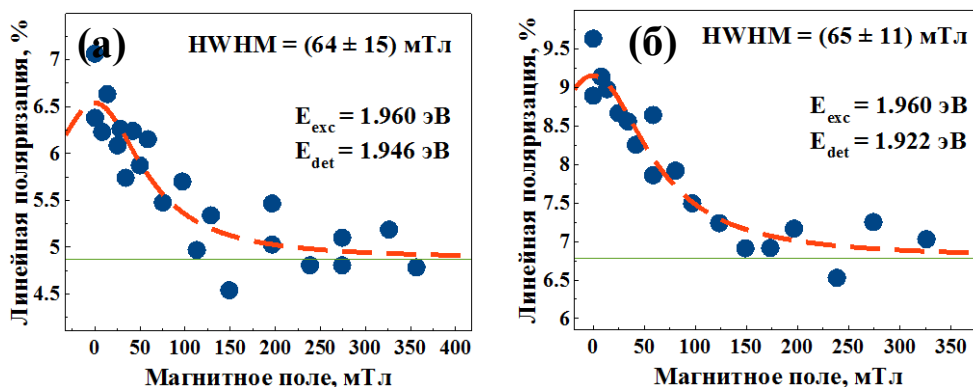


Рис.1. Степень линейной поляризации ФЛ в магнитном поле в геометрии Фойгта, полученная интегрированием на больших временах задержки (20 нс (а) и 40 нс (б)) после лазерного импульса для двух энергий детектирования  $E_{det} = 1.946$  эВ (а), 1.922 эВ (б) при  $E_{exc} = 1.960$  эВ.  $T = 12$  К.

Исследование выполнено за счёт гранта РФФИ № 23-12-00300.

### Список литературы

- [1] O.O. Smirnova et al. *Optical materials* **159**, 116469 (2025).
- [2] O.O. Smirnova et al. *Nanomaterials* **13**, 2402 (2023).

# Спиновая динамика ансамбля локализованных электронов с учётом квантового обратного действия

А.Л. Зибинский<sup>1,\*</sup>, Д.С. Смирнов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: zibinskiy.coherent@mail.ioffe.ru

Наиболее простым и наглядным методом исследования спиновой динамики локализованных электронов является измерение кривых Ханле и восстановления спиновой поляризации (PR). Они позволяют определить время спиновой релаксации и силу сверхтонкого взаимодействия [1]. Несмотря на разнообразие развитых теоретических моделей этих явлений, экспериментальные данные нередко не описываются ни одной из них [2]. Поэтому мы построили теорию эффектов Ханле и PR для режима, в котором квантовое обратное действие, возникающее при ориентации и детектировании спинов [3], конкурирует с прыжками электронов между локализованными состояниями, см. рис. 1(a).

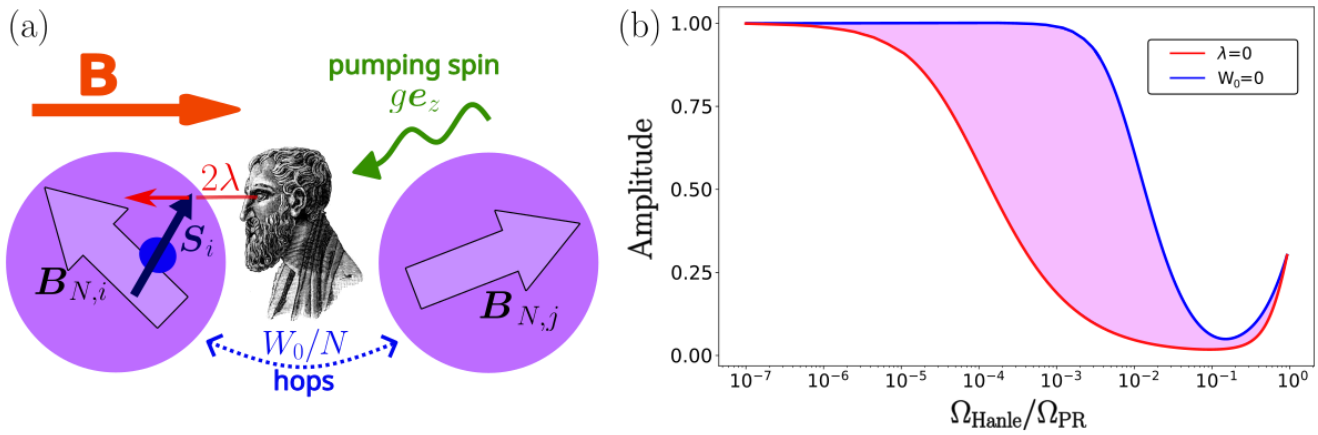


Рис. 1: (a) Прыжки электронов между центрами локализации и измерение спинов. (b) Область допустимых соотношений между амплитудой восстановления спиновой поляризации и отношением полуширин кривых Ханле и PR.

Наша модель описывает общий случай произвольного соотношения между скоростью прыжков электронов между локализованными состояниями (донорами или квантовыми точками), темпом анизотропной спиновой релаксации (вызванной квантовым обратным действием) и силой сверхтонкого взаимодействия. Для геометрий Фохта и Фарадея найдены точные решения системы уравнений Блоха. В ряде предельных случаев выведены простые выражения для времён спиновой релаксации  $T_1$  и  $T_2$ , а также для параметров кривых Ханле и PR. Разработанная теоретическая модель позволяет описать параметрически более широкую область возможных кривых Ханле и PR, как показано на рис. 1(b).

Также разработанная теория может быть использована для выявления роли квантового обратного действия в спектроскопии спинового шума электронов в режиме прыжковой проводимости.

Работа поддержана грантом РНФ № 22-12-00211-П.

## Список литературы

- [1] M. M. Glazov, *Electron and Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures* (Oxford University Press, 2018).
- [2] D.S. Smirnov *et al.*, *Phys. Rev. B* **102**, 235413 (2020).
- [3] N.V. Leppenen, D.S. Smirnov, *Nanoscale* **14**, 13284 (2022).

## Спиновая релаксация электронов на киральных фононах в атомарно-тонких дихалькогенидах переходных металлов

М.М. Глазов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email:glazov@coherent.ioffe.ru

Предложен новый механизм спиновой релаксации в атомарно-тонких полупроводниках, обусловленный взаимодействием электронов с киральными фононами. Механизм обеспечивает внутримолекулярные переходы между спиновыми подзонами зоны проводимости в монослоях MoS<sub>2</sub>, WSe<sub>2</sub> и др. и обуславливает эффективную люминесценцию «темных» (спин-запрещенных) экситонов в условиях оптического возбуждения светлых состояний.

Нами показано, что из-за спин-орбитального взаимодействия в долине K<sup>+</sup> происходит смешивание блоховских функций зоны проводимости с компонентой спина -1/2, четной по отношению к отражению в плоскости монослоя, с блоховской функцией далекой зоны проводимости с противоположной компонентой спина и нечетной при отражении в плоскости. При этом функция с компонентой спина +1/2 такого подмешивания не испытывает. В долине K<sup>-</sup>, связанной с долиной K<sup>+</sup> инверсией времени, смешиваются четная функция с проекцией спина +1/2 и нечетная с проекцией спина -1/2. Спин-независимое взаимодействие с оптическим фононом симметрии  $\Gamma_5$  обеспечивает внутримолекулярную спиновую релаксацию.

Существенная особенность предлагаемого механизма – переходы с переворотом спина происходят между состояниями, не связанными симметрией к инверсии времени, поэтому этот механизм эффективен даже для состояний в K-точках зоны Бриллюэна и не содержит обычной для механизма Эллиота-Яфета малости, пропорциональной отношению кинетической энергии электрона к ширине запрещенной зоны.

В рамках данного механизма описаны эксперименты по возбуждению фотолюминесценции «темного» – спин-запрещенного экситона в монослоях диселенида вольфрама [1].

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00142.

### Список литературы

- [1] D. Lagarde, M. Glazov, et al., Efficient electron spin relaxation by chiral phonons in WSe<sub>2</sub> monolayers, Phys. Rev. B **110**, 195403 (2024).

## **Исследование ширины линии ферромагнитного резонанса и спиновой накачки в тонких эпитаксиальных пленках $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , полученных методом MOCVD для спинтронных применений**

**А.А. Хафизов**<sup>1</sup>, М.Н. Маркелова<sup>1</sup>, Д.А. Волков<sup>2,3</sup>, Д.А. Габриелян<sup>2,3</sup>, А.Р. Сафин<sup>2,3</sup>,  
В.А. Амеличев<sup>4</sup>, А.Р. Кауль<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГУ имени М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники имени В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва,  
Моховая, 11с7

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250, Москва,  
Красноказарменная, 14

<sup>4</sup> ООО «С-Инновации», 117246, Москва, Научный проезд, 20–2

\*e-mail: [abduvosithafizov220@gmail.com](mailto:abduvosithafizov220@gmail.com)

Эпитаксиальные тонкие пленки  $\text{RE}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  привлекают значительное внимание в спинтронике благодаря своим уникальным магнитным свойствам, включая узкую ширину линии ферромагнитного резонанса (ФМР) и высокую спиновую поляризацию. Для некоторых составов феррогранатов, линия ФМР составляет единицы эрстед (например, для  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ), тогда как для других составов линия уширяется. В то же время, среди гранатов с редкоземельными элементами (РЗЭ), встречаются составы, обладающие высокой намагниченностью насыщения (например,  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ), что также благоприятно для работы спиновых устройств. Возможность получения тонких пленок  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с узкой линией ФМР стала бы значительным достижением на пути расширения арсенала материалов спинтроники, однако для этого необходимо понять природу уширения линии ФМР, которая до сих пор не вполне известна.

В работе впервые показано, что методом химического осаждения из газовой фазы с использованием металлоорганических прекурсоров (MOCVD) можно получать эпитаксиальные пленки  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной 30-900 нм, высокого кристаллического качества демонстрирующие ферромагнитный резонанс. Выявлены ключевые факторы, влияющие на ширину линии ФМР - рассогласование параметров элементарных ячеек пленки и подложки, ориентация подложки в плоскости роста, толщина пленки и температура осаждения, что позволило получить пленки  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с узкой резонансной полосой ФМР (20 Э). Далее, экспериментально исследовалась спиновая накачка из гетероструктуры “ферромагнетик-нормальный металл”, а также, было проведено исследование влияния типа поляризации на эффективность возбуждения ферромагнитного резонанса и спиновой накачки из тонкой ферромагнитной пленки лютетиевого граната  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в нормальный металл Pt. Рассматриваемая гетероструктура “ферромагнетик-нормальный металл” может использоваться как перестраиваемый резонансный детектор поляризованного микроволнового излучения и в качестве поляризационных фильтров. Полученные результаты проведенных исследований вносят большой вклад в понимании природы уширения линии ФМР, а также в понимание физики спиновой накачки и могут быть полезны в разработке новых высокочувствительных перестраиваемых спинтронных устройств.

# Комбинационное рассеяние света с переворотом спина нескольких ионов марганца, сопровождаемое испусканием оптического фонона в $(\text{A}^{\text{II}}, \text{Mn})\text{B}^{\text{VI}}$ полупроводниковых структурах

И.И. Козлов\*, Н.В. Козырев, Б.Р. Намозов, Ю.Г. Кусраев

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*email: ivankozloff@bk.ru

При исследовании комбинационного рассеяния света в низкоразмерных структурах на основе разбавленного магнитного полупроводника  $(\text{A}^{\text{II}}, \text{Mn})\text{B}^{\text{VI}}$ , охлаждённых до криогенных температур и помещённых в магнитное поле в геометрии Фойгта, в спектрах рассеяния наблюдают набор узких эквидистантных пиков вблизи лазерной линии, при фотовозбуждении в резонанс с экситонным состоянием [1, 2, 3]. Этот эффект называют комбинационным рассеянием с переворотом спина многих (нескольких) ионов марганца (англ. Multiple  $\text{Mn}^{2+}$  spin-flip Raman scattering).

В спектрах комбинационного рассеяния полупроводников  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$  также наблюдается интенсивная линия, обусловленная рассеянием света с испусканием оптического фонона (линия LO) [4, 5]. Особенно ярко эта линия наблюдается при настройке фотовозбуждения в резонанс с экситонным состоянием, или на энергию оптического фонона выше этого состояния. Такие условия фотовозбуждения называют входным и выходным резонансом, соответственно.

Нами было обнаружено, что при исследовании комбинационного рассеяния света на сверхрешётках  $(\text{Cd}, \text{Mn})\text{Se}/\text{ZnSe}$  и квантовых ямах  $(\text{Cd}, \text{Mn})\text{Te}/(\text{Cd}, \text{Mg})\text{Te}$ , охлаждённых до температур в диапазоне 1.5 -- 40 K, помещённых в магнитное поле в геометрии Фойгта до 6 Тл, при возбуждении в условиях выходного резонанса наблюдается любопытная комбинация явлений, указанных выше. А именно, на фоне неоднородно уширенной фотолюминесценции, в спектре рассеяния рядом с линией LO наблюдается набор линий (6 штук для сверхрешётки 4 для квантовой ямы), энергетическое расстояние между которыми равно энергии зеемановского расщепления марганца. Такое сочетание двух, различных по природе, процессов рассеяния представляется необычным и требует теоретического осмысления. Обсуждаются возможные механизмы возникновения таких спектров.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (проект №22-12-00125-П).

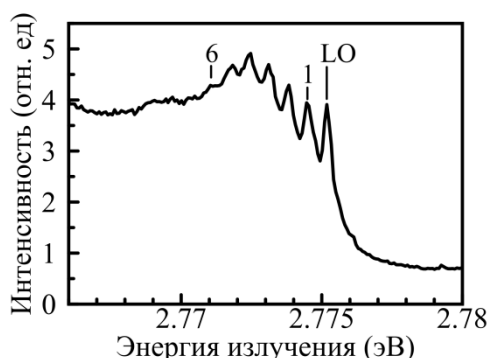


Рис. 1: Спектр вторичного излучения сверхрешётки  $(\text{Cd}, \text{Mn})\text{Se}/\text{ZnSe}$  при температуре 1.8 K, в поле 6 Тл в геометрии Фойгта, при возбуждении с энергией 2.807 эВ.

## Список литературы

- [1] Stühler, J., et al. Phys. Rev. Lett., **74**, 2567 (1995).
- [2] Kozыrev N. V., et al. Phys. Rev. B, **99**, 035301 (2019).
- [3] Koudinov, et al. Phys. Rev. B **96**(24), 241303 (2017).
- [4] Kozыrev N. V., et al. Phys. Rev. B, **108**, 245306 (2023).
- [5] Gubarev S. I., et al. Phys. Rev. B, **43**, 1551 (1991).

## Величина обменного поля дырок на ионах марганца в двойной полумагнитной квантовой яме

**М.И. Кузьменко<sup>1,\*</sup>, М.М. Афанасьев<sup>1</sup>, Б.Ф. Грибакин<sup>2</sup>, К.В. Кавокин<sup>2</sup>, Ю.Г. Кусраев<sup>1</sup>,  
В.К. Калевич<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email: max\_kuzmenko1999@mail.ru

Мы измерили обменное поле  $B_h$ , создаваемое спин-поляризованными фотовозбуждёнными тяжёлыми дырками на ионах марганца в результате  $p$ - $d$  обменного взаимодействия в полумагнитной квантовой яме (КЯ) CdMnTe (шириной 8 нм), туннельно связанной с более широкой (20 нм) и немагнитной КЯ CdTe. Такое поле направлено вдоль луча накачки [1]. При оптической накачке экситона в полумагнитной яме коротким (1.5 пс) импульсом во внешнем магнитном поле, приложенном в геометрии Фойгта, оно вызывает отклонение намагниченности ионов марганца от направления внешнего поля на угол  $\zeta \propto B_h$  с последующей прецессией с ларморовой частотой вокруг внешнего поля [2]. В одиночной КЯ величина угла  $\zeta$  определяется временем жизни спина дырок, которое составляет несколько пикосекунд. В исследованной двойной КЯ время жизни спина дырок определяется коротким,  $\approx 0.1$  пс, временем туннелирования фотовозбужденных носителей заряда из узкой ямы в широкую [3], что сопровождается радикальным уменьшением величины  $\zeta$  и, тем самым, величины эффекта Керра.

Мы экспериментально измерили эффект Керра в режиме накачка-зондирование с временным разрешением и получили спектральную зависимость амплитуды его осцилляций. Эта амплитуда пропорциональна полю ансамбля фотовозбуждённых дырок, усреднённого по пятну засветки,  $\langle B_h \rangle = \beta n_h S_h P_h / 3 g_{Mn} \mu_B$  [1], где  $P_h = 0.73$  [3] – вероятность нахождения дырки в полумагнитной яме,  $n_h$  – концентрация фотовозбуждённых дырок,  $\beta$  – константа обменного взаимодействия, спин дырки  $S_h = 3/2$ .

Для описания результатов эксперимента мы разработали модель, в которой получили выражение для спектральной зависимости амплитуды осцилляций эффекта Керра в области экситонного резонанса в полумагнитной яме, включающее поле  $\langle B_h \rangle$  в качестве параметра. Подгонка с помощью этого выражения экспериментальной зависимости позволила найти величину  $\langle B_h \rangle^{exp} \approx 19$  Гс. Учитывая, что  $B_h = \langle B_h \rangle R^2 / (N_h r^2)$ , где  $R$  и  $r$  – радиусы пятна накачки и области локализации дырки,  $N_h$  – количество дырок, рождённых одним импульсом. Взяв  $r = 19$  нм [4], параметры накачки (длительность и частота следования импульсов, средняя мощность и радиус пятна накачки) и ранее измеренное нами в [3] время жизни дырок, получаем величину обменного поля, создаваемого дыркой на ионах марганца в области её локализации, равную 410 Гс.

Авторы благодарны G. Karczewski за предоставление структуры для исследования.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 23-12-00205.

### Список литературы

- [1] J. Stühler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2567 (1995).
- [2] S.A. Crooker *et al.*, Phys. Rev. B **56**, 7574 (1997).
- [3] Г.Р. Дейсадзе и др., ФТП **58**, 561 (2024).
- [4] E.A. Zhukov *et al.*, Phys. Rev. B **93**, 245305 (2016).

## Изучение электронной структуры интерфейса магнитного топологического изолятора $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ при контакте с атомами Au, Eu и Co

В.В. Анферова<sup>1,\*</sup>, А.М. Шикин<sup>1</sup>, А.В. Тарасов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email: st085003@student.spbu.ru

Магнитные топологические изоляторы (МТИ) представляют значительный интерес для исследований, поскольку сочетают в себе нетривиальную зонную топологию и магнитный порядок [1]. Благодаря этому в них проявляется ряд интересных эффектов, среди которых квантовый аномальный эффект Холла (КАЭХ) [2]. Одним из наиболее изучаемых примеров такой системы является антиферромагнитный топологический изолятор (АМФТИ)  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , состоящий из семислойных блоков (СБ)  $\text{Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te}$ , разделенных ван-дер-ваальсовыми промежутками. Он был впервые упомянут в качестве МТИ в работе [3], в которой также была рассчитана величина энергетической запрещенной зоны (ЭЗЗ) в ТПС  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , составляющая 88 мэВ. Однако, в дальнейших исследованиях [4–7] было показано, что величина ЭЗЗ значительно зависит от различных факторов, и на самом деле оказывается меньше 88 мэВ.

В данной работе будут исследованы различные случаи контакта  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  с атомами Au, Eu и Co, а именно, адслои данных атомов на поверхности  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , их интеркаляция под первый СБ и замещение атомов Mn на данные атомы. Такой подход может приводить к изменению величины ЭЗЗ в ТПС. Он уже был использован в некоторых экспериментальных исследованиях, например, в работах [8–10] рассматривается контакт адслоя различных атомов с топологическими изоляторами. Цель этой работы заключается в теоретической оценке возможности модулирования величины ЭЗЗ в ТПС кристалла  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  за счет контакта с адслоем, замещения, интеркаляции атомов Au, Eu и Co.

В работе представлены и проанализированы изменения электронной структуры  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при различных случаях контакта с атомами Au, Eu и Co. Полученные результаты показывают, что электронная структура таких систем значительно зависит от конфигурации интерфейса. А именно была выявлена различная гибридизация ТПС, влияющая на их дисперсию и спиновую поляризацию.

Работа выполнена при поддержке гранта 125022702939-2.

### Список литературы

- [1] Y. Tokura, Nat. Rev. Phys. **1**, 126–143 (2019).
- [2] C.-Z. Chang, Science **340**, 167–170 (2013).
- [3] M. M. Otrokov, Nature **576**, 416–422 (2019).
- [4] A. Shikin, Physica B: Condens. Matter **649**, 414443 (2023).
- [5] A. M. Shikin, Phys. Rev. B **104**, 115168 (2021).
- [6] T. P. Makarova, JETP **163**, 708–716 (2023).
- [7] A. M. Shikin, Sci. Rep. **10**, 13226 (2020).
- [8] O. Clark, npj Quantum Materials **7**, 36 (2022).
- [9] D. A. Estyunin, Phys. Rev. B. **106**, 155305 (2022).
- [10] I. I. Klimovskikh, J. Phys. Chem. Lett. **13**, 6628–6634 (2022).

## Тепловой эффект Холла в модели скирмионного кристалла

Ю.В. Барамыгина,<sup>1,\*</sup> Д.Н. Аристов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ, Гатчина, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email: barjo@mail.ru

Магнитные скирмионы – топологически нетривиальные вихри локальной намагниченности. В широком спектре материалов магнитные скирмионы упорядочиваются в решётки, так называемые скирмионные кристаллы (СкК). Спектр элементарных возбуждений СкК обладает нетривиальной топологией [1]. Это проявляется в наличии таких ненулевых характеристик, как кривизна Берри и числа Черна.

Нетривиальная топология спектра СкК даёт возможность для исследования целого ряда уникальных явлений. Ранее нами был продемонстрирован топологический переход в спектре магнонов СкК [2], происходящий между двумя низкоэнергетическими зонами, наблюдаемыми в эксперименте по магнитному резонансу. Такой переход приводит к появлению магнонных краевых состояний, а также влияет на тепловой транспорт в системе.

Другим уникальным явлением в СкК, связанным непосредственно с топологическими свойствами спектра, является магнонный тепловой эффект Холла. Это явление заключается в появлении потока тепла в направлении, перпендикулярном созданному в системе градиенту температуры. Мы предлагаем аналитический вывод выражения для коэффициента магнонной холловской теплопроводности в двумерной модели скирмионного кристалла. Ищется линейный отклик системы на созданный в ней малый градиент температуры. Полученное выражение содержит кривизну Берри, что говорит о топологическом происхождении теплового эффекта Холла в нашей модели.

### Список литературы

- [1] V.E. Timofeev and D.N. Aristov, Phys. Rev. B, **105**, 024422 (2022).
- [2] V.E. Timofeev, Yu.V. Baramygina and D.N. Aristov, JETP Lett., **118**, 911 (2023).

## Динамическая ядерная поляризация в перовските $\text{FAPbI}_3$

П.С. Бажин<sup>1,\*</sup>, К.В. Кавокин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория оптики спина им. И.Н. Уральцева, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email: Bazhin2014@yandex.ru

В последние годы гибридные свинцовые перовскиты, такие как  $\text{FAPbI}_3$  привлекают значительное внимание благодаря их выдающимся фотофизическим свойствам и высокой эффективности в оптоэлектронных устройствах, включая солнечные элементы и светодиоды. Однако внимания заслуживают также их спиновые свойства: простое строение валентной зоны и зоны проводимости позволяет добиться высокой степени поляризации спинов носителей при их оптической ориентации. Локализованные носители эффективно взаимодействуют с ядрами свинца и галогенов, что проявляется в передаче спина в ядерную спиновую систему и обратном действии поляризованных ядерных спинов на спины носителей (поле Оверхаузера).

Данная работа посвящена исследованию этих эффектов в объёмном кристалле  $\text{FAPbI}_3$ . На основе волновых функций электронов и дырок вблизи R точки [1] был получен вид тензора сверхтонкого взаимодействия носителей с ядрами Pb и I. Оказалось, что сверхтонкое взаимодействие электронов и дырок с ядрами Pb изотропно, поэтому средний спин ядер в присутствии внешнего магнитного поля будет направлен вдоль поля, а его величина будет определяться проекцией спина носителей на его направление [2]. Для ядер I сверхтонкое взаимодействие оказалось неизотропным. Более того оно отличается для ядер галогенов, расположенных в цепочках I-Pb-I, ориентированных вдоль разных кубических осей. Ещё одной особенностью динамической ядерной поляризации галогенов в  $\text{FAPbI}_3$  является наличие сильного квадрупольного взаимодействия этих ядер. Это приводит к тому, что в магнитных полях до 100 мТл, собственные функции ядер с проекциями магнитных моментов  $> 1/2$  не зависят от приложенного поля. В результате суммарный спин ядер I можно разделить на две части. Одна часть направлена вдоль спина носителей и не зависит от внешнего магнитного поля. Вторая сильно зависит от внешнего магнитного поля и в основном определяется состояниями с проекцией спина  $1/2$ . В работе была построена модель, позволяющая рассчитать населённости ядерных уровней, а значит и их средний спин, при произвольном направлении среднего спина носителей и внешнего магнитного поля. Также на основе симметричных соображений были получены коэффициенты связи между спином носителей и полем Оверхаузера (в линейном приближении по спину носителей).

Авторы благодарят СПбГУ (грант № 125022803069-4) за финансовую поддержку.

### Список литературы

- [1] E. Kirstein, D. R. Yakovlev, M. M. Glazov, E. Evers, E. A. Zhukov, V. V. Belykh, N. E. Kopteva, D. Kudlacik, O. Nazarenko, D. N. Dirin, M. V. Kovalenko, and M. Bayer, Lead-dominated hyperfine interaction impacting the carrier spin dynamics in halide perovskites, *Advanced Materials* 34, 2105263 (2022).
- [2] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, Theory of optical spin orientation of electrons and nuclei in semiconductors, in *Optical Orientation*, edited by B. Zakharchenya and F. Meyer (North-Holland, 1984) Chap. 2, pp. 17–60.

# Антистоксовая люминесценция легкодырочных экситонов при межподзонных переходах в квантовой яме GaAs/AlGaAs с малым процентом алюминия

Р.С. Назаров<sup>1,\*</sup>, М.А. Максимов<sup>1</sup>, Ю.В. Капитонов<sup>1</sup>

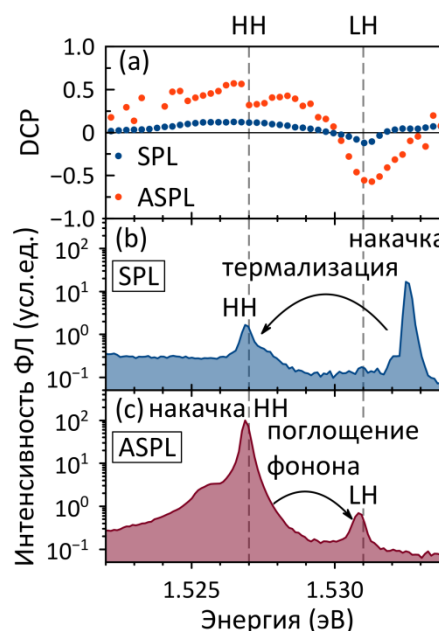
<sup>1</sup>СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

\*email: r.nazarov@spbu.ru

Была изучена степень круговой поляризации (DCP) фотолюминесценции в квантовой яме GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (x=0.03) шириной 14 нм при температуре 3.5 К в условиях стоксовой и антистоксовой фотолюминесценции (SPL и ASPL соответственно). При возбуждении выше уровня лёгкой дырки (LH) наблюдается чётко выраженная структура в DCP, соответствующая излучению от экситонов с тяжёлой дыркой (HH) и LH, с максимумами на 1.527 эВ и 1.531 эВ соответственно.

Дополнительные измерения при различных мощностях и температурах показали слабую зависимость DCP от этих параметров. Результаты демонстрируют возможность управления спиновыми состояниями в условиях различного возбуждения и представляют интерес для спиновой фотоники на основе гетероструктур.

Рис. 1: (а) Спектры DCP при возбуждении выше LH (1.57 эВ) – синие точки, возбуждении в HH (1.527 эВ) – красные точки. (b) Спектр фотолюминесценции (ФЛ) при возбуждении выше LH (1.533 эВ) – режим стоксовой фотолюминесценции (SPL). (с) Спектр ФЛ при возбуждении в HH (1.527 эВ) – режим антистоксовой фотолюминесценции (ASPL). Измерения проведены при температуре 3.5 К.



Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Санкт-Петербургского научного фонда № 25-12-20007 на оборудовании ресурсного центра СПбГУ «Нанопотоника».

## Список литературы

- [1] Ivchenko E. L., Optical Orientation, Springer (2005).
- [2] R.C. Miller, D.A. Kleinman, W.T. Tsang, A.C. Gossard, Phys. Rev. B 24, 1134 (1981).

## **Функциональные свойства спиновых ловушек синглетного кислорода с различными заместителями**

**С.А. Дементьев<sup>1,2\*</sup>, Р.А. Подаров<sup>1,2</sup>, Н.Э. Санникова<sup>2</sup>, Ю.Ф. Полиенко<sup>3</sup>, И.А. Кирилук<sup>3</sup>,  
О.А. Крумкачева<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Международный Томографический Центр СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Новосибирский институт органической химии им. Н.Н.Ворожцова, Новосибирск, Россия

\*email: [aftsmr@gmail.com](mailto:aftsmr@gmail.com)

Активные формы кислорода (АФК) являются ключевым агентом в фотодинамической терапии рака (ФДТ): при облучении фотосенсибилизатор (ФС) переходит в триплетное состояние и генерирует АФК, что приводит к апоптозу и/или некрозу окружающих клеток. Актуальной задачей в развитии ФДТ остается поиск новых перспективных ФС. Важным шагом в оценке применимости новых ФС является определение эффективности генерации ими синглетного кислорода ( $^1\text{O}_2$ ) – одного из видов АФК. Одним из способов решения данной задачи является метод спиновых ловушек (СЛ). Диамагнитная СЛ захватывает  $^1\text{O}_2$  и становится парамагнитным стабильным радикалом (СР), который можно детектировать с помощью методов ЭПР. Однако у данного метода есть существенное ограничение: большинство СЛ синглетного кислорода существенно отклоняют рН среды в щелочную сторону. Это препятствует оценке свойств ФС, ввиду деградации СР и агрегации некоторых типов ФС при щелочных рН. Более того, ФС как потенциальные лекарственные агенты необходимо исследовать при физиологических рН, что невозможно для большинства СЛ  $^1\text{O}_2$ , наиболее распространенных в исследованиях. Данную проблему можно решить, применяя специфические СЛ с различными заместителями.

Целью данной работы являлось исследование эффективностей захвата  $^1\text{O}_2$  рядом как новых, так и известных СЛ, синтезированных в лаборатории азотистых соединений НИОХ СО РАН. Данные ловушки отличаются различными заместителями в 4, а также во 2 и 6 положениях пиперидинового цикла. Для данных СЛ, с помощью ЯМР спектроскопии, были определены значения рКа. Затем с использованием в качестве ФС модельного порфирина мезо-тетраксис(N-метил4-пиридил)порфин (TmPyP4), исследовалась эффективность захвата  $^1\text{O}_2$  спиновыми ловушками при стационарном фотолизе с использованием светодиода при комнатной температуре в оптической кювете при различных уровнях рН в 10 мМ фосфатном буферном растворе. Контроль селективности захвата  $^1\text{O}_2$  осуществлялся дополнительными исследованиями в растворе с азидом натрия и в дейтерированой среде. В результате были установлены структуры СЛ наиболее перспективные для исследования эффективности генерации синглетного кислорода ФС.

## Исследование магнитно-резонансных параметрах дирадикалов - потенциальных агентов динамической поляризации ядер, методами ЭПР-спектроскопии

Д.А. Кузнецов<sup>1,\*</sup>, С.З. Вацадзе<sup>2</sup>, С.А. Добрынин<sup>1</sup>, И.А. Кириллюк<sup>1</sup>, Е.Г. Багрянская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский институт органической химии им.Н.Н.Ворожцова СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. академика Лаврентьева 9

<sup>2</sup>Институт органической химии им. Н.Д.Зелинского, РАН, 11999 Россия, Москва, Ленинский пр-т., 47, Москва

\*email: kuznecov@nioch.nsc.ru

Динамическая ядерная поляризация (ДПЯ) - перспективный развивающийся метод повышения чувствительности в экспериментах спектроскопии ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Эффективность ДПЯ зависит от типа исследуемых систем, температуры, напряженности магнитного поля, а также от химической структуры используемых парамагнитных поляризующих агентов. В последние десятилетия, в качестве ДПЯ-агентов был предложен целый ряд стабильных радикалов и дирадикалов, которые, однако, до сих пор обеспечивают коэффициенты усиления ниже теоретического максимума. Продолжается работа по поиску оптимальной химической структуры нитроксильных дирадикалов потенциальных ДПЯ-агентов, обеспечивающей наибольший эффект ДПЯ. В данной работе мы рассмотрели линейку новых синтезированных в НИОХ СО РАН и ИОХ РАН нитроксильных дирадикалов, структуры которых приведены на рисунке 1. Методами стационарной ЭПР спектроскопии, были получены параметры обменного J и диполь-дипольного D взаимодействий спинов неспаренных электронов в дирадикалах. Методами импульсной ЭПР спектроскопии были измерены времена электронной спиновой релаксации  $T_1$ ,  $T_2$ , а также параметр  $T_1 \cdot T_2$ , коррелирующий с коэффициентом усиления ДПЯ. Для обоснования использующихся при описании экспериментальных данных, моделей, был осуществлен квантовохимический расчет конформеров дирадикалов. На основе полученных данных, из линейки были выделены дирадикалы, наиболее перспективные в качестве поляризующих агентов ДПЯ.

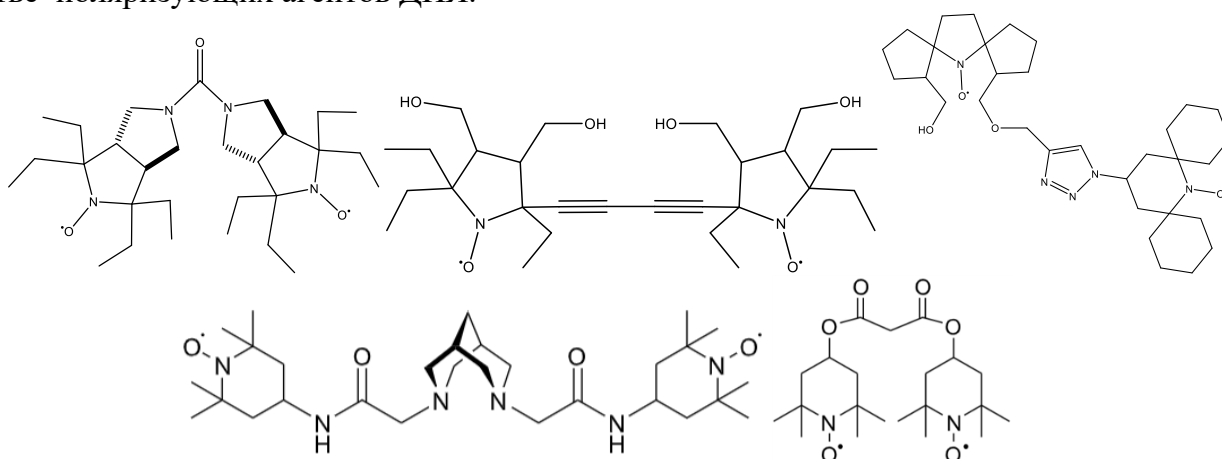


Рис. 1: Новые нитроксильные дирадикалы потенциальные ДПЯ-агенты

Работа проводилась при поддержке гранта РФФ 25-13-00327.

## **Частичная ориентация магнитных осей лёгких парамагнитных молекул в ван-дер-ваальсовых поликристаллах**

**Ю.А. Дмитриев**

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

*\*email: dmitrievyurij@gmail.com*

Получение спиновой ориентации парамагнитных молекулярных примесей в твёрдом теле предполагает определённую ориентацию их магнитных осей при условии анизотропии спин-гамильтониана. В случае поликристаллических образцов, осаждённых из газовой фазы, встаёт вопрос о возможности реализации предпочтительной ориентации молекул, механизмах, лежащих в её основе, и способах управления этим процессом [1,2,3]. Спектроскопия ЭПР является высокочувствительным методом, позволяющим на основе анализа формы резонансных линий наблюдать частичную ориентацию парамагнитных молекул и оценивать её степень.

В настоящей работе впервые обнаружена частичная ориентация формильных радикалов при стабилизации их из газовой фазы в ван-дер-ваальсовых матрицах на примере радикалов DCO в твердом СО и НСО в твердом Аг. Установлено, что в твёрдом монооксиде углерода валентная связь С=О формильного радикала имеет выделенное направление, параллельное поверхности осаждения образца и перпендикулярное плоскости газовых потоков. В свою очередь в твердом аргоне таким выделенным направлением является нормаль к поверхности осаждения. Получены оценки степеней этой частичной ориентации — около 4% в СО и около 17% в Аг. Обсуждается различная ориентация радикалов в различных матрицах.

### **Список литературы**

- [1] P. Harrowell, PNAS **116**, 21341(2019).
- [2] S.S. Dalal, D.M. Walters, I. Lyubimov, J.J. de Pablo, M.D. Ediger, PNAS **112**, 4227(2015).
- [3] M. Rodriguez-Lopez, M. Gonzalez-Silveria, A. Cappai, R. Dettori, C. Rodriguez-Tinoco, C. Melis, L. Colombo, J. Rodriguez-Viejo, J. Mater. Chem. C **12**, 1811(2024).

## Спиновая динамика в двойной квантовой точке на крае топологического изолятора с магнитными барьерами

Д.В. Хомицкий<sup>1\*</sup>, Е.А. Лаврухина<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

\*email: khomitsky@phys.unn.ru

Топологические изоляторы (ТИ) [1,2] находятся в фокусе исследований физики конденсированного состояния на протяжении последних двадцати лет. Наблюдаемая в экспериментах устойчивость их краевых состояний по отношению к рассеянию и связь направления движения со спином (киральность) являются перспективными для применения в приборах наноэлектроники и спинтроники. Тем не менее, широко применяемые приборные структуры на основе ТИ до настоящего времени не созданы. Одним из барьеров является трудность создания на их базе компактных объектов вида квантовых точек (КТ) в силу делокализованного характера киральных состояний. Для их локализации приходится прикладывать дополнительные потенциалы, изменяющие свойства симметрии системы, в том числе магнитные барьеры.

В наших предыдущих работах мы развивали модели одиночной [3] и двойной [4] КТ на крае двумерного ТИ на базе квантовой ямы  $\text{HgTe/CdTe}$ . Здесь локализованные состояния в КТ могут быть образованы из первоначально делокализованных киральных краевых состояний в присутствии магнитных барьеров на крае ТИ. Для одиночной КТ была исследована динамика состояний в периодическом электрическом поле [5], говорящая о возможности переключения между состояниями на частотах терагерцового диапазона. Эти результаты говорят о перспективности исследований КТ на базе ТИ с магнитными барьерами, в том числе для создания новых типов кубитов.

В данном докладе мы представляем результаты моделирования спиновой и пространственной динамики в двойной КТ, образованной тремя магнитными барьерами на крае двумерного ТИ на базе квантовой ямы  $\text{HgTe/CdTe}$ . В такой системе возможно совместное рассмотрение спиновой динамики и эволюции пространственной локализации в первой или второй КТ под действием периодического электрического поля. Проведено моделирование в пространстве параметров системы, позволяющее идентифицировать систему резонансов и их субгармоник как для переворота спина, так и для смены области пространственной локализации в первой или второй КТ. Полученные результаты позволяют надеяться на проектирование на базе данной системы блока из двух взаимодействующих спинового и зарядового кубитов. Мы надеемся, что подобные приложения структур на базе ТИ для задач квантовых вычислений будут способствовать росту не только фундаментального, но и прикладного интереса к таким системам.

Работа представлена при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

### Список литературы

- [1] X.-L. Qi, S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
- [2] B.A. Bernevig with Taylor L. Hughes. *Topological insulators and topological superconductors*. – Princeton: Princeton University Press. – 2013. – 247 P.
- [3] D.V. Khomitsky, A.A. Konakov and E.A. Lavrukina, *J. Phys. Cond. Matt.* **34**, 405302 (2022).
- [4] Е.А. Лаврухина, Д.В. Хомицкий, А.В. Тележников, *ФТП*, **57**(7), 551 (2023).
- [5] Д.В. Хомицкий, К.С. Кабаев, Е.А. Лаврухина, *ЖЭТФ*, **158**, 5(11), 929 (2020).

## Спин-переориентационный переход в антиферромагнетике, управляемый лазерно-индуцированной скрытой фазой

А.В. Кузикова<sup>1</sup>, Н.А. Любачко<sup>2</sup>, С.Н. Барило<sup>2</sup>, А. В. Садовников<sup>3</sup>, Р.В. Писарев<sup>1</sup>,  
А.М. Калашникова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

<sup>3</sup>Лаборатория «Магнитные метаматериалы», Саратов, Россия

\*email: [anna.kuzikova@mail.ioffe.ru](mailto:anna.kuzikova@mail.ioffe.ru)

При лазерно-индуцированных фазовых переходах быстрые трансформации электронных, атомных и спиновых конфигураций влекут за собой возникновение скрытых и метастабильных фаз, недоступных при других воздействиях [1, 2]. Понимание кинетики таких фаз часто необходимо для раскрытия микроскопических механизмов и управления переходами. В магнитных средах, переключение антиферромагнетиков с помощью спин-переориентационных фазовых переходов привлекает особое внимание как основа для перспективных технологий памяти и логики, работающих на фундаментальных предельных скоростях магнетизма [3, 4].

В данной работе [5] мы экспериментально исследовали кинетику сверхбыстрого 90-градусного спин-переориентационного фазового перехода первого рода в скошенном антиферромагнетике  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  и обнаружили, что переход контролируется малым скосом спинов между магнитными подрешетками.

Лазерно-индуцированное изменение взаимодействия Дзялошинского-Мория приводит к изменению межподрешеточного скоса в течение первых пикосекунд, перевода  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  в скрытую фазу, отличную от обеих равновесных фаз. После возникновения этой фазы лазерно-индуцированный нагрев активирует прецессионное 90-градусное переключение спинов. Сочетание скоса спинов между подрешетками и нагрева определяет конечную спиновую конфигурацию, состоящую из двух фаз. Расширенная область сосуществования фаз резко контрастирует с узким температурным диапазоном, в котором происходит фазовый переход в  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$ , индуцированный обычным нагревом. Таким образом, наше исследование демонстрирует возможность динамической настройки этого диапазона с помощью перевода материала в лазерно-управляемую скрытую фазу и открывает путь к управлению переключением спинов в скошенном антиферромагнетике при температуре выше комнатной.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-12-00251.

### Список литературы

- [1] H. Ichikawa, et al., *Nature Materials* **10**, 101 (2011).
- [2] F. Y. Gao, et al., *Science Advances* **8**, 9076 (2022).
- [3] B. H. Rimmler, et al., *Nature Reviews Materials* **10**, 109 (2025).
- [4] J. Han, R. Cheng, et al., *Nature Materials* **22**, 684 (2023).
- [5] A. V. Kuzikova, et al., arXiv:2504.12929 (2025).

## Терагерцовая спиновая динамика возбуждаемая линейным магнитоэлектрическим эффектом в металлических антиферромагнетиках

**Р.М. Дубровин<sup>1,\*</sup>, А.В. Кимель<sup>2</sup>, А.К. Звездин<sup>3,4</sup>**

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>*Institute for Molecules and Materials, Radboud University, Nijmegen, The Netherlands*

<sup>3</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>ООО «Новые спинтронные технологии», Москва, Россия

\*email: [dubrovin@mail.ioffe.ru](mailto:dubrovin@mail.ioffe.ru)

Антиферромагнетики перспективны для спинтроники поскольку обладают более высокими частотами спиновой динамики, лежащими в терагерцовом (ТГц) диапазоне, по сравнению с ферромагнетиками. Однако управление спинами в антиферромагнетиках является сложной задачей из-за отсутствия макроскопической намагниченности, что исключает прямое воздействие внешним магнитным полем. Тем не менее, возбуждение спиновой динамики в антиферромагнетиках возможно магнитным полем ТГц импульса, так как вращающим моментом является производная по времени от магнитного поля. Другим эффективным методом управления спинами является взаимодействие антиферромагнитного параметра порядка с электрическим током через Неелевский спин-орбитальный вращающий момент в металлических антиферромагнетиках  $\text{CuMnAs}$  и  $\text{Mn}_2\text{Au}$ . В частности, экспериментально показано, что электрическое поле ТГц импульса возбуждает сверхбыструю спиновую динамику в  $\text{Mn}_2\text{Au}$  [1].

Существует альтернативный механизм эффективного возбуждения спиновой динамики электрическим полем ТГц импульса через линейный магнитоэлектрический эффект, который недавно был экспериментально показан в диэлектрическом антиферромагнетике [2]. Магнитоэлектрическими эффектами в металлах обычно пренебрегают, поскольку электрическое поле экранируется свободными зарядами. Однако в пленке с толщиной много меньшей глубины проникновения, которая для ТГц импульса достигает 400 нм, возможно взаимодействие электрического поля со спинами. Мы теоретически исследовали механизм возбуждения спинов через линейный магнитоэлектрический эффект, который симметрично разрешен в тонкой пленке металлического антиферромагнетика  $\text{Mn}_2\text{Au}$ . Используя лагранжев формализм, мы получили уравнения спиновой динамики и показали, что магнитоэлектрический вращающий момент пропорционален производной по времени от поляризации, наведенной ТГц электрическим полем. Анализ показал, что существующие экспериментальные результаты по спиновой динамике, наведенной ТГц электрическим полем [1], могут быть успешно описаны учитывая конкуренцию между линейным магнитоэлектрическим эффектом и Неелевским спин-орбитальным вращающим моментом при разумных значениях коэффициентов. Таким образом, мы продемонстрировали, что даже в металлических антиферромагнетиках влияние ТГц магнитоэлектрического эффекта на спины может быть сильным, и поэтому им не стоит пренебрегать при интерпретации экспериментальных результатов [3].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 24-72-00106.

### Список литературы

- [1] Y. Behovits et al, Nat. Commun. **14**, 6038 (2023).
- [2] V. R. Bilyk et al, Newton **1**, 100132 (2025).
- [3] R. M. Dubrovín et al, Phys. Rev. B **112**, 064402 (2025)

## Управление спиновыми волнами с помощью спинового тока в слоистой структуре магнотонный кристалл/нормальный металл

Н.Д. Лобанов<sup>1,\*</sup>, М.А. Морозова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

\*email: nl\_17@mail.ru

На данный момент полупроводниковые устройства преобладают на рынке современной электроники, однако КМОП девайсы обладают недостатками, одним из минусов является то, что передача сигнала обусловлена переносом электрического заряда за счёт движения носителей, что приводит к Джоулеву нагреву. Проблему такого нагрева призвана решить квантовая электроника, в частности такие области, как магнотоника [1] и спинтроника [2]. В спинтронике передача сигнала осуществляется за счёт взаимодействия спинов, что потенциально более энергоэффективно по сравнению с традиционной зарядовой электроникой [3].

В данной работе теоретически исследуется влияние спинового тока, возникающего за счёт спинового эффекта Холла [4] в проводнике, на слой магнитного материала, где бежит спиновая волна. Было проведено микромагнитное моделирование волновых процессов на примере структуры магнотонный кристалл/нормальный металл. Магнотонный кристалл представляет собой магнетик (например железо-иттриевый гранат) с периодической системой канавок. Нормальный металл в свою очередь является металлом с большой спин-орбитальной связью (например платина). Для моделирования использовалась программа Boris Computational Spintronics, которая позволяет рассчитывать приближённую динамику намагниченности и моделировать спин-трансферные эффекты.

Интересно было изучить влияние спинового тока на запрещённые зоны, возникающие в магнотонных кристаллах, учитывая, что в бислоях типа ферромагнетик/нормальный металл наблюдается сдвиг дисперсионных характеристик по частотам вверх/вниз в зависимости от направления тока.

Структуры типа магнотонный кристалл/нормальный металл дают возможность для расширения энергоэффективной элементной базы для устройств, работающих на основе классической и квантовой электроники.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-30027).

### Список литературы

- [1] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler, J. Phys. D: Appl. Phys., **43**, 264001(2010).
- [2] S. D. Bader, S. S. P. Parkin, Annu. Rev. Condens. Matter Phys., **1**, 71(2010).
- [3] J. Puebla, J. Kim, K. Kondou, Y. Otani, Communications Materials, **1**, 24(2020).
- [4] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, T. Jungwirth, Rev. of modern phys., **87**, 1213(2015).

## Кросс релаксация центров, связанных с азотом, в алмазе

А.С. Гурин\*, А.М. Скоморохов, Д.Д. Крамущенко, П.Г. Баранов, Р.А. Бабунц

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

\*email: sasha.gurin@mail.ioffe.ru

NV-центры в алмазе активно используются в качестве датчиков магнитного поля и температуры. Они могут служить источником одиночных фотонов, а также рассматриваются в качестве материальной платформы квантовой спинтроники.

В синтетических алмазах с высокой концентрацией азота в слабых магнитных полях был зарегистрирован ряд сигналов, связанных с процессами кросс-релаксации (КР) (рис. 1 (а, b)), которые возникают при совпадении частот переходов двух спиновых систем. Группа линий около 51 мТл возникает из-за кросс-релаксации между NV и центрами замещающего азота (P1). При 59 мТл происходит КР между двумя различно ориентированными NV-центрами [1]. Сигналы на 102 мТл связаны с антипересечением уровней основного состояния NV-центров. Ранее наблюдаемые сигналы КР при 34 мТл авторами работы [2] были приписаны автокроссингу для NV-центров (autoNV). Угловые зависимости сигналов КР для центров, связанных азотом, в магнитном поле представлены на рис. 1 (с, d). Следует отметить, что в литературе до сих пор не встречались столь подробные угловые зависимости кросс-резонансов NV-P1 и NV-NV, зарегистрированные в таком широком диапазоне углов. Из наших экспериментальных угловых зависимостей было впервые обнаружено, что ряд сигналов КР при 34 мТл состоит не только из ранее идентифицированной линии КР, относящейся к autoNV, но и из линий КР между парой азота и NV-центром. Регистрация пар азота методом кросс-резонанса может быть использована в квантовой магнитометрии.

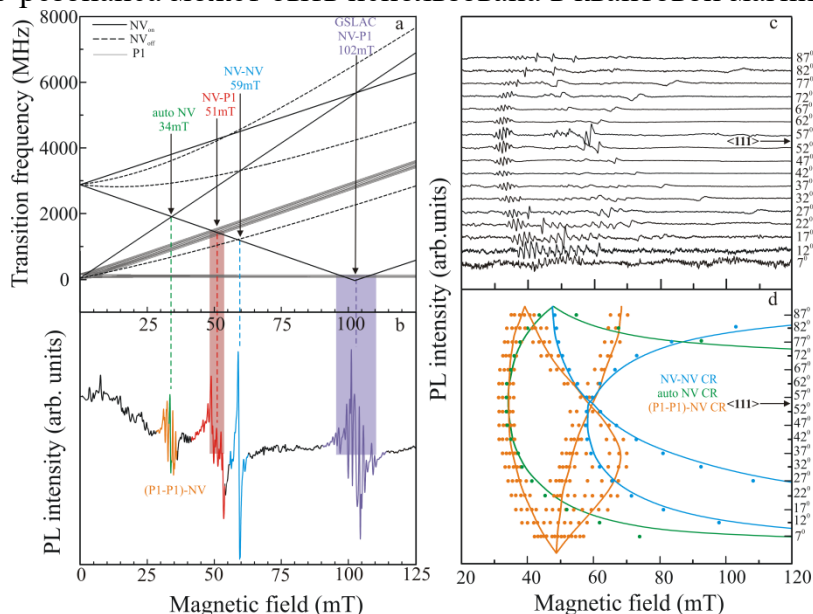


Рис. 1 (а) Частоты переходов NV и центров азота; (b) сигнал фотолуминесценции как функция магнитного поля для направления  $\langle 111 \rangle$  алмаза; (с, d) угловые зависимости КР между центрами, связанными с азотом, в плоскости вращения  $(110)$ , точками представлены экспериментальные данные кросс-релаксации, а кривыми – расчетные угловые зависимости.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FFUG-2024-0046).

### Список литературы

- [1] Jarmola A. et al., Physical Review Letters **108**, № 19, 197601 (2012).
- [2] Wunderlich R. et al., Journal of Applied Physics **130**, № 12, 124901 (2021).

# Фарадеевское вращение и шум в галогенидных перовскитах

В.О. Козлов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*email: v.o.kozlov@spbu.ru

Шум в физическом эксперименте стал самостоятельным предметом исследования, несущим ценную информацию. Одним из примеров является методика спектроскопии спинового шума (ССШ) [1,2]. В ССШ регистрация шума намагниченности осуществляется посредством эффекта Фарадея, при этом все же не всегда шум фарадеевского вращения ведет себя одинаково по сравнению с регулярным эффектом [3]. Поэтому использование обеих методик в большей мере раскрывает спиновые и магнитооптические свойства среды. Для исследования спиновых свойств галогенидных перовскитов мы провели цикл экспериментов с регистрацией как фарадеевского вращения, так и спинового шума.

В результате, впервые было измерено фарадеевское вращение и спиновый шум в гибридном органо-неорганическом галогенидном перовските  $\text{MAPbI}_3$  ( $\text{MA}^+ = \text{CH}_3\text{NH}_2$ ) [4,5]. Фарадеевское вращение сильно подавляется ниже температуры фазового перехода (327 K) из кубической в тетрагональную кристаллическую фазу, поэтому другим автором ранее не удавалась зарегистрировать фарадеевское вращение при комнатной температуре [6]. После этого при криогенной температуре мы успешно применили технику ССШ к  $\text{MAPbI}_3$  и обнаружили, что в данных кристаллах преобладают делокализованные дырки с временем спиновой дефазировки в 4 нс. Из-за анизотропии  $\text{MAPbI}_3$  при криогенной температуре ( $\Delta n \approx 0.02$ ), мы также наблюдали анизотропию g-фактора дырок с помощью метода ССШ с угловым разрешением. Это первое наблюдение спинового шума в двулучепреломляющих полупроводниках.

Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках исследовательского гранта № 125022803069-4.

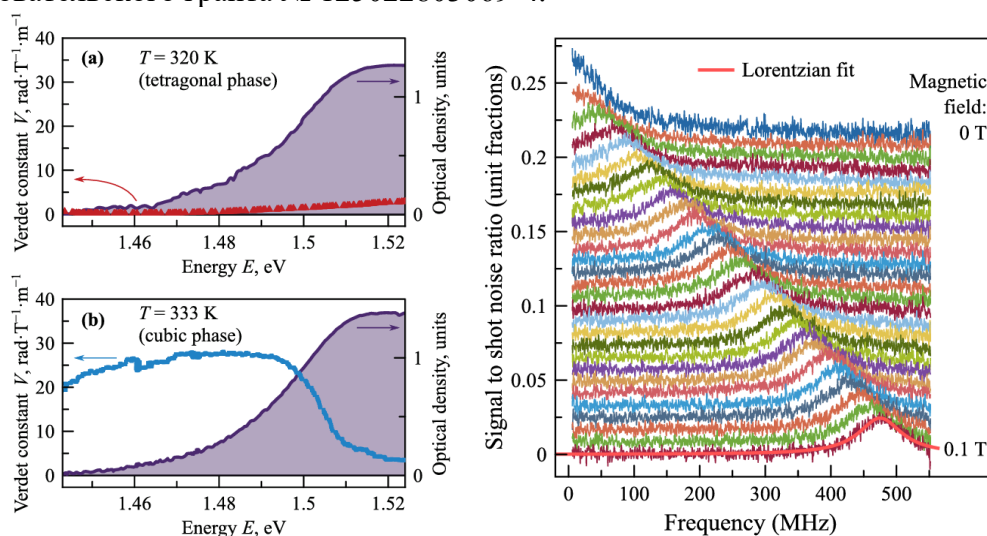


Рис. 1: На рис. слева демонстрируются фарадеевское вращение и спектр поглощения для тетрагональной (а) и кубической кристаллических фаз (б). На рис. справа представлены спектры спинового шума при различных внешних магнитных полях. Дырочный g-фактор для данной ориентации поля относительно кристалла составил  $g \sim 0.35$ .

## Список литературы

- [1] Alexandrov E. B., Zapassky V. S., JETP **81** 132-138 (1981).
- [2] Crooker S. A., Rickel D. G., Balatsky A. V., Smith D. L., Nature **431** 7004 49–52 (2004).
- [3] V. O. Kozlov, N. S. Kuznetsov, D. S. Smirnov, I. I. Ryzhov, G. G. Kozlov and V. S. Zapasskii, Phys. Rev. Lett. **129** 077401 (2022).
- [4] Shumitskaya A. A., Kozlov V.O., Selivanov N.I., Stoumpos C.C., Zapasskii V.S., Kapitonov Y.V., Ryzhov I.I., Adv. Opt. Mater. 2302095 (2024).
- [5] V. O. Kozlov, N. I. Selivanov, C. C. Stoumpos, G. G. Kozlov, V. S. Zapasskii, Yu. V. Kapitonov, D. S. Smirnov and I. I. Ryzhov, Phys. Rev. Lett. **134**, 256901(2025).
- [6] Stamper C., Sabatini R. P., Bernardi S., Liao C., Dennis E., Sharma A., Widmer-Cooper A., Saidaminov M. I., Ho-Baillie A. W. Y., Lakhwani G., Chirality **33** 610 (2021).

## Температурная зависимость спиновой накачки в гетероструктуре NiFe/MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub>

А.С. Пахомов<sup>1,2,\*</sup>, В.В. Юрлов<sup>1,2</sup>, П.Н. Скирдков<sup>2,3</sup>, М.В. Бахметьев<sup>1</sup>, Р.Б. Моргунов<sup>1</sup>,  
А.И. Чернов<sup>1</sup>, К.А. Звездин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (МФТИ НИУ), Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>ООО «Новые спинтронные технологии», Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

\*email: a.pakhomov@nst.tech

Нами было проведено исследование динамики намагниченности и спин-зарядовой конверсии в гетероструктурах NiFe/MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub>, используя широкополосную температурно-разрешенную ферромагнитную резонансную спектроскопию [1] и измерения обратного спинового эффекта Холла в диапазоне температур от 20 до 300 К. Модель основана на решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, одновременно с зависимостью от температуры эффективного затухания Гильберта  $\alpha_{\text{eff}}$  и напряжению ISHE, тем самым определяя угол спин-Холла  $\theta_{\text{ISHE}}$ .

Было установлено, что  $\theta_{\text{ISHE}}$  остается практически постоянным (0,2–0,3) ниже 120 К. Выше этой температуры у  $\alpha_{\text{eff}}$  и  $\theta_{\text{ISHE}}$  корреляция пропадает: напряжение падает, а затухание практически не меняется, что указывает на то, что паразитный спин-выпрямительный эффект и небольшой температурный дрейф собственного затухания NiFe  $\alpha_0$  доминируют в сигнале измеренного напряжения и существенно усложняют механизм спин-зарядовой конверсии.

Эти результаты указывают на топологический изолятор MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> как на надёжную платформу для низкотемпературных спинтронных приложений и определяют температурную границу, за пределами которой необходимо учитывать дополнительные эффекты, дающие вклад в эффективное напряжение.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 22-12-00367-П.

### Список литературы

- [1] Zhao, Q. Song, S.-H. Yang, T. Su, W. Yuan, S.S.P. Parkin, J. Shi, and W. Han, Scientific Reports 6, 2016

## Влияние геометрических параметров наноструктурирования на моды намагниченности в структурах типа тяжелый металл - ферромагнетик

В.Р. Киктева,<sup>1,\*</sup> А.С. Пахомов<sup>1,2</sup>, Г.А. Кичин<sup>1</sup>, П.Н. Скирдков<sup>1,3</sup>, К.А. Звездин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ООО «Новые спинтронные технологии», Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область, Россия

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

\*email: v.kikteva@nst.tech

Одним из наиболее перспективных направлений современной нанoeлектроники является спинтроника и спинорбитроника, которые исследуют управление намагниченностью только электрическим током, что открывает возможности для создания устройств нанoeлектроники нового поколения. Особый интерес представляют структуры с большим спин-орбитальным моментом, в которых наблюдаются эффекты как спиновая накачка, обратный спиновый эффект Холла [1-2] и спин-орбитальные моменты, определяющие взаимную конверсию токов. В данной работе исследуются образцы с особенностью в виде нанесенного массива наноточек из NiFe на поверхность тяжелого металла W. Варьируя параметры массива, мы наблюдаем разное поведение намагниченности в образцах (Рис.1), демонстрируем возможность влиять на коллективную динамику намагниченности и исследуем фундаментальные взаимодействия между наноточками. Полученные результаты доказывают важность наноструктурирования на пути к созданию реальных спин-орбитронных устройств как спин-орбитальная магнитная память с произвольным доступом и спин-Холл наноосцилляторы.

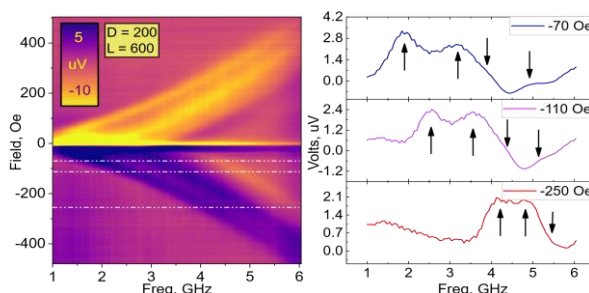


Рис. 1: Кривые намагниченности для случая  $D=200/L=600$  nm,  $D$  – диаметр точки,  $L$  – расстояние между центрами соседних точек

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (Грант № 22-12-00367-П).

### Список литературы

- [1] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. Bauer, Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers, *Physical Review B* 66, 224403 (2002)
- [2] E Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect, *Applied physics letters* 88 (2006)

## **Монокристаллические материалы для формирования гетероструктур терагерцовой спин-фотоники и магноники**

**М.С. Шанин<sup>1,2,\*</sup>, М.Р. Конникова<sup>1,2</sup>, М.Н. Маркелова<sup>1</sup>, И.Э. Грабой<sup>1</sup>, А.Р. Кауль<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, ГСП-1, Россия*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

*\*email: shaninms@my.msu.ru*

Магнитооптические эффекты могут наблюдаться в магнитных гетероструктурах, состоящих из эпитаксиальных пленок магнитных материалов, нанесенных на более толстый немагнитный материал — подложку. Подложка должна удовлетворять определенным требованиям, как со стороны структурных свойств, так и со стороны магнитных и спектральных свойств, а именно, быть диамагнитной или парамагнитной, прозрачной в ТГц-диапазоне частот. Наиболее перспективными считаются полностью диэлектрические гетероструктуры, поскольку, во-первых, они позволяют исследовать магнитооптические эффекты в объеме среды (конфигурация пропускания) и во-вторых, для них характерны малые потери ввиду слабого поглощения [1]. Гетероструктуры с такими свойствами могут быть созданы на основе предложенных и исследованных потенциальных подложек со структурами: граната, корунда, рутила и кубической сингонии, включающей флюориты, перовскиты, шпинели и материал со структурой каменной соли.

На основании исследования структурных, оптических и ТГц-свойств можно утверждать, что перспективными материалами для формирования гетероструктур терагерцовой спин-фотоники и магноники являются монокристаллы галлатов и аллюминатов редкоземельных элементов со структурой граната, сапфира  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , рутила -  $\text{MgF}_2$  и материалы группы кубической сингонии -  $\text{LaAlO}_3$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ . Эти материалы являются изоляторами, диамагнетиками или парамагнетиками, прозрачными в диапазонах от 400 до 1700 нм и от 0.3 до 2.5 ТГц.

### **Список литературы**

[1] A. Kimel, Journal of Physics D: Applied Physics, 55, 463003 (2022).

## СОДЕРЖАНИЕ

### Обзорные доклады

|                                                                                                                                        |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Терагерцовая спинтроника и магноника<br><i>С.А. Никитов</i> .....                                                                      | 7  |
| Циркулярный фотогальванический эффект в полуметаллах Вейля и Рариты–Швингера–Вейля<br><i>Е.Л. Ивченко</i> .....                        | 8  |
| Новая парадигма спинового обмена в разбавленных растворах парамагнитных частиц<br><i>К.М. Салихов</i> .....                            | 10 |
| Спиновая химия – современное состояние, направления развития, применение в материаловедении и биологии<br><i>Е.Г. Багрянская</i> ..... | 11 |

### Тематические сессии

|                                                                                                                                                                                                                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Поляризация спиновых и орбитальных моментов продуктов фотохимических реакций: роль квантовомеханической и геометрической фазы<br><i>О.С. Васютинский</i> .....                                                                                                                   | 15 |
| Ядерная спиновая поляризация нитрата методом ИППЯ<br><i>Д.Б. Буруева, Н.Р. Мустафин, Н.В. Чуканов, О.Г. Сальников, И.В. Коптюг</i> .....                                                                                                                                         | 16 |
| Особенности фотоиндуцированных триплетных состояний в молекулах с термически активированной замедленной флуоресценции<br><i>А.А. Суханов, В.К. Воронкова, J. Zhao</i> .....                                                                                                      | 17 |
| ЭПР функциональных нанопористых материалов<br><i>М.В. Федин</i> .....                                                                                                                                                                                                            | 18 |
| Окислительно-восстановительные превращения триарилметильных радикалов внутри человеческих клеток<br><i>А.Е. Райзвих, С.С. Овчеренко, О.А. Чинак, Д.В. Трухин, О.Ю. Рогожникова, В.М. Тормышев, В.В. Коваль, Е.Г. Багрянская</i> .....                                            | 19 |
| ЭПР и электронная локализация в комбинированных структурах с GeSi квантовыми точками<br><i>А.В. Двуреченский, А.Ф. Зиновьева, А.В. Зиновьев, А.В. Ненашев</i> .....                                                                                                              | 20 |
| Индукцированная током спиновая поляризация в квантовой точке<br><i>В.Н. Манцевич, Д.С. Смирнов</i> .....                                                                                                                                                                         | 21 |
| Обратные магнетогальванические эффекты в тетрагональных антиферромагнетиках $Mn_2Au$ и $CuMnAs$<br><i>З.В. Гареева, Р.М. Дубровин, А.И. Попов, А.К. Звездин</i> .....                                                                                                            | 22 |
| Прогресс в детектировании поляризованных по спину свободных электронов: 100 лет спустя открытия спина электрона<br><i>О. Е. Терещенко, В.А. Голяшов, В.В. Бакин, С.А. Рожков, А.С. Микаева, С. А. Степанов, Д.А. Кустов, Г.Э. Шайблер, В.Л. Альперович, В. С. Русецкий</i> ..... | 23 |
| Спиновая физика коллоидных нанокристаллов CdSe<br><i>А.А. Головатенко</i> .....                                                                                                                                                                                                  | 24 |
| Спиновая динамика в структурах SiGe, обогащенных изотопами с ненулевым ядерным спином<br><i>А.А. Ежеский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков, Р.А. Косихин, Е.В. Демидов, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник</i> .....                                                                     | 25 |
| Спектроскопия спиновых флуктуаций галогенидных перовскитов<br><i>И.И. Рыжов, В.О. Козлов, И.А. Смирнов, Н.И. Селиванов, Ю.В. Капитонов, Е.В. Колобкова, Д.С. Смирнов</i> .....                                                                                                   | 26 |
| Спиновый резонанс в квантовой точке в кремнии с учётом междолинного взаимодействия<br><i>Д.В. Хомицкий, Д.С. Пашин, М.В. Бастракова</i> .....                                                                                                                                    | 27 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                 |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Автоколебания в электронно-ядерной спиновой системе полупроводника<br><i>В.Л. Коренев</i> .....                                                                                                                                                                 | 28 |
| Особенности поляризованной люминесценции в магнитном поле неоднородного ансамбля<br>локализованных экситонов<br><i>В.П. Кочерешко, Л.В. Котова</i> .....                                                                                                        | 29 |
| Спиновые свойства и электронная структура вакансионных нитей на поверхности SiC-3C(111)<br><i>С.А. Кукушкин, А.В. Осипов</i> .....                                                                                                                              | 30 |
| Brave New Altermagnetism<br><i>S.V. Streltsov</i> .....                                                                                                                                                                                                         | 31 |
| Генерация второй оптической гармоник, индуцированная магнитным октуполем в<br>альтермагнетике CoF <sub>2</sub><br><i>В.В. Павлов, П.А. Усачев, Р.В. Писарев</i> .....                                                                                           | 32 |
| Импульсная ЭПР спектроскопия коррелированных пар фотовозбужденных триплетных состояний<br>фуллеренов<br><i>Р.А. Подаров, М.И. Колоколов, Е.В. Третьяков, С.А. Дементьев, М.В. Федин, О.А. Крумкачева</i> .....                                                  | 33 |
| Что такое спин-флуктуационные переходы и как их можно наблюдать?<br><i>С.В. Демишев</i> .....                                                                                                                                                                   | 34 |
| Квантовая запутанность многоспиновых состояний и спиновые правила отбора<br><i>В.Л. Бердинский, А.В. Арифиллин</i> .....                                                                                                                                        | 35 |
| Косвенное обменное взаимодействие и ферромагнетизм в сильно компенсированном (Ga,Mn)As<br><i>И.А. Кокурин, Н.С. Аверкиев</i> .....                                                                                                                              | 36 |
| Ферромагнетизм в гибридном металлоорганическом перовските CH <sub>3</sub> NH <sub>3</sub> PbI <sub>3</sub><br><i>И.В. Жевстовских, Н.С. Аверкиев, М.Н. Сарычев, Д.А. Шишкин, О.И. Семенова, Т.Б. Чарикова</i> .....                                             | 37 |
| Эффект широкополосного выпрямления в спин-трансферных диодах<br><i>П.Н. Скирдов, Г.А. Кичин, К.А. Звездин</i> .....                                                                                                                                             | 38 |
| Анализ перехода к квантовому режиму в джозефсоновских магнитных туннельных переходах<br><i>В.В. Юрлов, К.А. Звездин, А.К. Звездин</i> .....                                                                                                                     | 39 |
| ЭПР спектроскопия никелевых, азотных и кластеризованных парамагнитных центров в<br>синтетических алмазах<br><i>Ф.М. Шахов, В.Ю. Осипов</i> .....                                                                                                                | 40 |
| Ферромагнетизм в слоях GaAs, сильно легированных Co<br><i>А.А. Яковлева, А.В. Кудрин, В.П. Лесников</i> .....                                                                                                                                                   | 41 |
| Влияние локальной симметрии на магнитоупругие свойства кристаллов, легированных ян-<br>теллеровскими ионами<br><i>М.Н. Сарычев, И.В. Жевстовских, S. Zherlitsyn, Ю.В. Коростелин, Н.С. Аверкиев, В.В. Гудков</i> .....                                          | 42 |
| Зависимость ХПЯ от магнитного поля в молекулярных системах «донор-акцептор»: эксперимент и<br>численное моделирование<br><i>И.В. Жуков, Н.Н. Фишман, К. Ламберт, Г. Бунтковский, Н.Н. Луксен, А.В. Юрковская</i> .....                                          | 43 |
| Спин-селективная аннигиляция триплетных экситонов в наноструктурах<br><i>М.Г. Кучеренко, С.А. Пеньков</i> .....                                                                                                                                                 | 44 |
| Изучение возбужденных спиновых состояний в серии переключаемых молекулярных магнетиков<br>Cu(hfac) <sub>2</sub> L <sup>R</sup> по данным ЭПР спектроскопии<br><i>К.В. Зайцев, С.Е. Толстиков, А.С. Богомяков, С.Л. Вебер, А.Р. Мельников и М.В. Федин</i> ..... | 45 |
| Роль диффузии ядерного спина <sup>29</sup> Si в режиме ЭПР при низких температурах и сильных магнитных<br>полях<br><i>В.А. Грабарь, М.Б. Лифшиц, Н.С. Аверкиев</i> .....                                                                                        | 46 |
| Оптически активные спиновые дефекты в гексагональном нитриде бора в роли платформ для<br>квантовых технологий<br><i>Ф.Ф. Мурзаханов, Е.В. Дмитриева, Г.В. Мамин, М.А. Садовникова, И.Н. Грачева,<br/>М.Р. Гафуров</i> .....                                     | 47 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                          |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Спиновые явления в перовскитных нанокристаллах<br><i>Д.Р. Яковлев</i> .....                                                                                                                                                                                              | 48 |
| Спин-поляризованные состояния в графеноподобных системах<br><i>С.В. Еремеев</i> .....                                                                                                                                                                                    | 49 |
| Орбитальный механизм экситон-магнонного взаимодействия в ван-дер-ваальсовом антиферромагнетике CrSBr<br><i>З.А. Яковлев, М.М. Глазов</i> .....                                                                                                                           | 50 |
| Модификация и контроль спиновой структуры антиферромагнитного топологического изолятора $Mn_{1-x}Ge_xBi_2T_4$ при изменении концентрации Ge<br><i>А.М. Шикин, Д.А. Естюнин, Н.Л. Зайцев, Т.П. Естюнина, А.В. Ерыженков, К.А. Кох, О.Е. Терещенко, А.В. Тарасов</i> ..... | 51 |
| Анизотропия времени спиновой релаксации электронов в квантовых точках InP/(In,Ga)P<br><i>С.В. Некрасов, М.Д. Рагоза, И.В. Калитуха, Н.О. Михайленко, Я.А. Кузнецова и Ю.Г. Кусраев</i> ..                                                                                | 52 |
| Размерная зависимость g фактора носителей заряда и экситона в нанокристаллах CuCl<br><i>М.А. Семина, А.А. Головатенко, А.В. Родина</i> .....                                                                                                                             | 53 |
| Поляризация экситонной фотолюминесценции наноплателетов CdSe/CdS в продольном магнитном поле<br><i>О.О. Смирнова, А.В. Родина</i> .....                                                                                                                                  | 54 |
| Кубическая анизотропия зеемановского и обменного взаимодействия в полупроводниковых нанокристаллах<br><i>М.А. Семина, О.О. Смирнова, А.А. Головатенко, А.В. Родина</i> .....                                                                                             | 55 |
| Ферромагнетизм и спин-поляризованные фермионы Дирака в системе графен/Au/Co(0001)<br><i>А.В. Тарасов, А.Г. Рыбкин, А.М. Шикин</i> .....                                                                                                                                  | 56 |
| Долинное смешивание в атомарно тонких полупроводниках<br><i>Д.С. Смирнов</i> .....                                                                                                                                                                                       | 57 |
| Сравнительное исследование систем вида $XBi_2Te_4$ ( $X = Sc, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu$ )<br><i>Р.В. Макеев, А.В. Ерыженков, А.В. Тарасов</i> .....                                                                                                                     | 58 |
| Электронная и спиновая структура систем на основе графена в контакте с тяжёлыми и магнитными металлами<br><i>А.А. Гогина, А.В. Тарасов, А.А. Рыбкина, Д.А. Пудиков, А.М. Шикин и А.Г. Рыбкин</i> .....                                                                   | 59 |
| Терагерцовая спиновая динамика, возбуждаемая деформационными воздействиями на антиферромагнетики<br><i>Н.А. Перцев, А.В. Азовцев</i> .....                                                                                                                               | 60 |
| Три режима пикосекундной магнитоакустики в ферромагнитных структурах<br><i>П.И. Геревенков, Я.А. Могунов, Я.А. Филатов, Н.С. Гусев, М.В. Сапожников, Н.Е. Хохлов, А.М. Калашникова</i> .....                                                                             | 61 |
| Когерентная суперпозиция испускаемых и резонансно рассеянных фотонов из двухуровневой системы<br><i>И.В. Крайнов, А.И. Галимов, М.В. Рахлин, Т.В. Шубина, А.А. Торопов</i> .....                                                                                         | 62 |
| Терагерцовый линейный магнитоэлектрический эффект в коллинеарном антиферромагнетике $Cr_2O_3$<br><i>Р.М. Дубровин, В.Р. Билык, А.К. Звездин, А.В. Кимель</i> .....                                                                                                       | 63 |
| Динамическая спиновая поляризация электронов в непрямозонных квантовых точках<br><i>Т.С. Шамирзаев</i> .....                                                                                                                                                             | 64 |
| Электрические и спиновые токи, индуцированные структурированным светом в двумерных дираковских системах<br><i>М.В. Дурнев, А.А. Гуняга, С.А. Тарасенко</i> .....                                                                                                         | 65 |
| Особенности электронной структуры и спиновый транспорт в топологическом кристаллическом изоляторе $Pb_{1-x}Sn_xTe$<br><i>А.С. Микаева, В.А. Голяшов, А.К. Кавеев, О.Е. Терещенко</i> .....                                                                               | 66 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Оптическая ориентация и оптическое выстраивание экситонов в ансамбле случайно ориентированных перовскитных нанокристаллов<br><i>В.Л. Жиликов, И.А. Югова, А.А. Головатенко, Е.В. Колобкова, Д.Р. Яковлев</i> .....                                                                                                            | 67 |
| Спин решеточная релаксация ядерных спинов «в темноте» для структуры GaAs:Mn<br><i>В.С. Бердников, П.С. Бажин, К.В. Кавокин, М.С. Кузнецова</i> .....                                                                                                                                                                          | 68 |
| Оптическое выстраивание возбуждённого состояния 4Т1 иона марганца в (Zn,Mn)Se<br><i>Н.В. Козырев, К.А. Барышников, И.И. Козлов, Б.Р. Намозов, Н.С. Аверкиев, Ю.Г. Кусраев</i> .....                                                                                                                                           | 69 |
| Магниторецепция у птиц: Спины или токи?<br><i>К.В. Кавокин</i> .....                                                                                                                                                                                                                                                          | 70 |
| <b>Стеновые сессии</b>                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |    |
| Интерфейсные состояния в гетероструктурах ZnSe/BeTe без общего атома на интерфейсах<br><i>Л.В. Котова, Д.Д. Белова, А.С. Гуревич, В.П. Кочерешко</i> .....                                                                                                                                                                    | 73 |
| Циркулярно-поляризованная фотолюминесценция и элементарные магнитные полюса в InN/GaN нанопроволоках<br><i>А. Минтауров, В. Аксенов, В. Давыдов, И. Елисеев, А. Власов, Г. Цырлин, В. Гридчин, Д. Кириленко, К. Котляр, Р. Резник, Т. Шугбаев, А. Бричкин, Г. Голышков, А. Черненко, D. Barretin.</i> .....                   | 74 |
| Температурная зависимость спектров антипересечения уровней NV центров в алмазе<br><i>А.М. Скоморохов, А.С. Гурун, Д.Д. Крамущенко, П.Г. Баранов, Р.А. Бабуни, С.Я. Килин</i> .....                                                                                                                                            | 75 |
| Автоколебания спиновой киральности в ферромагнитных полупроводниках на основе манганитов лантана<br><i>Э.И. Лопатко, А.А. Повзнер, Н.А. Зайцева, Т.А. Ноговицына</i> .....                                                                                                                                                    | 76 |
| Оптический спин поляризованный сканирующий туннельный микроскоп<br><i>В.В.Плетнёв, С.А. Рожков, Е.Д. Кырова, Д.В. Ищенко, А.С. Микаева, В.А. Голяшов, О.Е. Терещенко</i> .....                                                                                                                                                | 77 |
| Спиновая конверсия в фермент-субстратных комплексах АДФ- <sup>25</sup> Mg:АТФаза<br><i>В.Л. Бердинский</i> .....                                                                                                                                                                                                              | 78 |
| Оптическое выстраивание и оптическая ориентация темного экситона в магнитном поле в коллоидных наноплателетах CdSe/CdS<br><i>Н.О. Михайленко, С.В. Некрасов, О.О. Смирнова, Н.В. Козырев, И.В. Калитуха, А.В. Родина</i> ...                                                                                                  | 79 |
| Спиновая динамика ансамбля локализованных электронов с учётом квантового обратного действия<br><i>А.Л. Зибинский, Д.С. Смирнов</i> .....                                                                                                                                                                                      | 80 |
| Спиновая релаксация электронов на киральных фононах в атомарно-тонких дихалькогенидах переходных металлов<br><i>М.М. Глазов</i> .....                                                                                                                                                                                         | 81 |
| Исследование ширины линии ферромагнитного резонанса и спиновой накачки в тонких эпитаксиальных пленках Lu <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> , полученных методом МОСVD для спинтронных применений<br><i>А.А. Хафизов, М.Н. Маркелова, Д.А. Волков, Д.А. Габриелян, А.Р. Сафин, В.А. Амеличев, А.Р. Кауль</i> ..... | 82 |
| Комбинационное рассеяние света с переворотом спина нескольких ионов марганца, сопровождаемое испусканием оптического фонона в (А <sup>II</sup> ,Mn)В <sup>VI</sup> полупроводниковых структурах<br><i>И.И. Козлов, Н.В. Козырев, Б.Р. Намозов, Ю.Г. Кусраев</i> .....                                                         | 83 |
| Величина обменного поля дырок на ионах марганца в двойной полумагнитной квантовой яме<br><i>М.И. Кузьменко, М.М. Афанасьев, Б.Ф. Грибакин, К.В. Кавокин, Ю.Г. Кусраев, В.К. Калевич</i> ....                                                                                                                                  | 84 |
| Изучение электронной структуры интерфейса магнитного топологического изолятора MnBi <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> при контакте с атомами Au, Eu и Co<br><i>В.В. Анферова, А.М. Шикин, А.В. Тарасов</i> .....                                                                                                                   | 85 |

|                                                                                                                                                                                                                                         |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Тепловой эффект Холла в модели скирмионного кристалла<br><i>Ю.В. Барамыгина, Д.Н. Аристов</i> .....                                                                                                                                     | 86  |
| Динамическая ядерная поляризация в перовските $\text{FAPbI}_3$<br><i>П.С. Бажин, К.В. Кавокин</i> .....                                                                                                                                 | 87  |
| Антистоксовая люминесценция легкодырочных экситонов при межподзонных переходах в<br>квантовой яме $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ с малым процентом алюминия<br><i>Р.С. Назаров, М.А. Максимов, Ю.В. Капитонов</i> .....                    | 88  |
| Функциональные свойства спиновых ловушек синглетного кислорода с различными<br>заместителями<br><i>С.А. Дементьев, Р.А. Подаров, Н.Э. Санникова, Ю.Ф. Полиенко, И.А. Кирилук,<br/>О.А. Крумкачева</i> .....                             | 89  |
| Исследование магнитно-резонансных параметров дирадикалов - потенциальных агентов<br>динамической поляризации ядер, методами ЭПР-спектроскопии<br><i>Д.А. Кузнецов, С.З. Вацадзе, С.А. Добрынин, И.А. Кирилук, Е.Г. Багрянская</i> ..... | 90  |
| Частичная ориентация магнитных осей лёгких парамагнитных молекул в ван-дер-ваальсовых<br>поликристаллах<br><i>Ю.А. Дмитриев</i> .....                                                                                                   | 91  |
| Спиновая динамика в двойной квантовой точке на крае топологического изолятора с магнитными<br>барьерами<br><i>Д.В. Хомицкий, Е.А. Лаврухина</i> .....                                                                                   | 92  |
| Спин-переориентационный переход в антиферромагнетике, управляемый лазерно-<br>индуцированной скрытой фазой<br><i>А.В. Кузикова, Н.А. Любачко, С.Н. Барило, А.В. Садовников, Р.В. Писарев, А.М. Калашикова</i> ..                        | 93  |
| Терагерцовая спиновая динамика возбуждаемая линейным магнитоэлектрическим эффектом в<br>металлических антиферромагнетиках<br><i>Р.М. Дубровин, А.В. Кимель, А.К. Звездин</i> .....                                                      | 94  |
| Управление спиновыми волнами с помощью спинового тока в слоистой структуре магнетонный<br>кристалл/нормальный металл<br><i>Н.Д. Лобанов, М.А. Морозова</i> .....                                                                        | 95  |
| Кросс релаксация центров, связанных с азотом, в алмазе<br><i>А.С. Гурин, А.М. Скоморохов, Д.Д. Крамущенко, П.Г. Баранов, Р.А. Бабунц</i> .....                                                                                          | 96  |
| Фарадеевское вращение и шум в галогенидных перовскитах<br><i>В.О. Козлов</i> .....                                                                                                                                                      | 97  |
| Температурная зависимость спиновой накачки в гетероструктуре $\text{NiFe}/\text{MnBi}_2\text{Te}_4$<br><i>А.С. Пахомов, В.В. Юрлов, П.Н. Скирдков, М.В. Бахметьев, Р.Б. Моргунов, А.И. Чернов,<br/>К.А. Звездин</i> .....               | 98  |
| Влияние геометрических параметров наноструктурирования на моды намагниченности в<br>структурах типа тяжелый металл - ферромагнетик<br><i>В.Р. Киктева, А.С. Пахомов, Г.А. Кичин, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин</i> .....                  | 99  |
| Монокристаллические материалы для формирования гетероструктур терагерцовой спин-фотоники<br>и магноники<br><i>М.С. Шанин, М.Р. Конникова, М.Н. Маркелова, И.Э. Грабой, А.Р. Кауль</i> .....                                             | 100 |
| Содержание .....                                                                                                                                                                                                                        | 101 |