

03,12

# Проявление обменного взаимодействия электронов, разделенных потенциальным барьером в двойных квантовых ямах, в эффекте Керра

© М.М. Дегоев<sup>1</sup>, М.М. Афанасьев<sup>1</sup>, В.К. Калевич<sup>1,¶</sup>, К.В. Кавокин<sup>2</sup>,  
Н.В. Козырев<sup>1</sup>, G. Karczewski<sup>3</sup>, Ю.Г. Кусраев<sup>1</sup>

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

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

<sup>3</sup> Institute of Physics, Polish Academy of Sciences,  
02-668 Warsaw, Poland

¶ E-mail: kalevich@solid.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 20 сентября 2022 г.

В окончательной редакции 20 сентября 2022 г.

Принята к публикации 24 сентября 2022 г.

В туннельно-связанных квантовых ямах разной ширины обнаружено, что спиновая динамика, возникающая при резонансной импульсной оптической накачке экситона в узкой яме, включает динамику намагниченности электронов в широкой яме, хотя электронный уровень в широкой яме на 55 meV ниже электронного уровня в узкой яме. Анализ полученных результатов показал, что наблюдавшийся эффект вызван обменным взаимодействием спин-поляризованных электронов в широкой яме с экситоном в узкой яме.

**Ключевые слова:** полупроводниковые наноструктуры, обменное взаимодействие, эффект Керра.

DOI: 10.21883/FIT.2023.01.53927.478

## 1. Введение

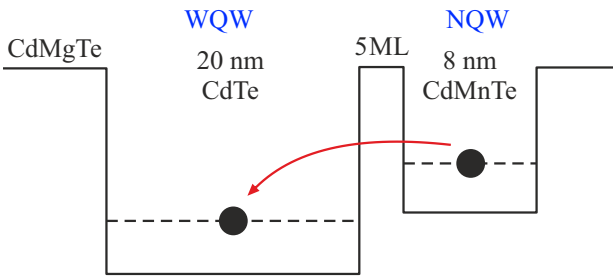
Изучение спиновой динамики в системе связанных магнитных ионов и фотовозбужденных носителей заряда в магнитных наноструктурах (квантовых ямах (КЯ) и квантовых точках) привлекает возрастающее внимание в течение многих лет в связи с потенциальной возможностью использовать намагниченность ионов марганца для записи, хранения и обработки информации [1,2]. В то же время многие связанные с этим вопросы еще далеки от понимания. В частности, недостаточно изучен вопрос о начальной фазе прецессии намагниченности ионов марганца, индуцированной коротким циркулярно поляризованным импульсом света в перпендикулярном магнитном поле. Это обусловлено тем, что после импульса возбуждения сигнал намагниченности ионов марганца „скрыт“ под много более сильным сигналом намагниченности фотовозбужденных электронов. Чтобы исключить сигнал от электронов, мы вырастили структуру, где рядом с магнитной КЯ находится широкая (и немагнитная) КЯ, в которую фотовозбужденные носители заряда быстро туннелируют из магнитной (узкой) ямы, если барьер между двумя ямами является туннельно-прозрачным. Однако эксперименты с такой структурой неожиданно показали, что электронная компонента сохраняется при резонансном импульсном возбуждении экситонов в магнитной (узкой) яме [3]. В настоящей статье представлены экспериментальные свидетельства того, что

данный эффект обусловлен обменным взаимодействием электронов в широкой яме, поляризованных по спину при резонансном возбуждении узкой ямы, с экситоном в узкой яме.

## 2. Образцы и экспериментальная техника

Изучаемая структура выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке из GaAs. Она состоит из широкой (20 nm) немагнитной CdTe ямы (WQW) и узкой (8 nm) Cd<sub>0.98</sub>Mn<sub>0.02</sub>Te магнитной ямы (NQW), разделенных туннельно-прозрачным Cd<sub>0.88</sub>Mg<sub>0.12</sub>Te барьером толщиной 1.6 nm (5 монослоев), см. рис. 1. Структура преднамеренно не легировалась.

Мы измерили когерентную спиновую динамику с пикосекундным разрешением, используя спиновый эффект Керра в режиме накачка-зондирование в магнитном поле, направленном перпендикулярно лучу возбуждения (геометрия Фойгта). Световые импульсы накачки и зондирования с одинаковой длиной волны и длительностью 1.5 ps генерировались перестраиваемым Ti:Sa лазером, что позволяло резонансно возбуждать основное экситонное состояние в широкой или узкой ямах. Мощности лучей накачки и зондирования составляли 20 mW и 5 mW, соответственно. Регистрируемый сигнал керровского вращения (KR) описывается суммой экспоненциально затухающих компонент вида  $A \cdot \exp(-t/\tau) \cdot \cos(\omega t + \varphi)$ ,



**Рис. 1.** Схематическая диаграмма электронных уровней энергии изучаемой структуры.

где  $\tau$  — время спиновой дефазировки,  $\omega = |g|\mu_B B/\hbar$  — Ларморова частота спиновой прецессии в магнитном поле  $B$ ,  $g$  —  $g$ -фактор,  $\varphi$  — фаза. Все эксперименты выполнены при температуре  $T = 6$  К.

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

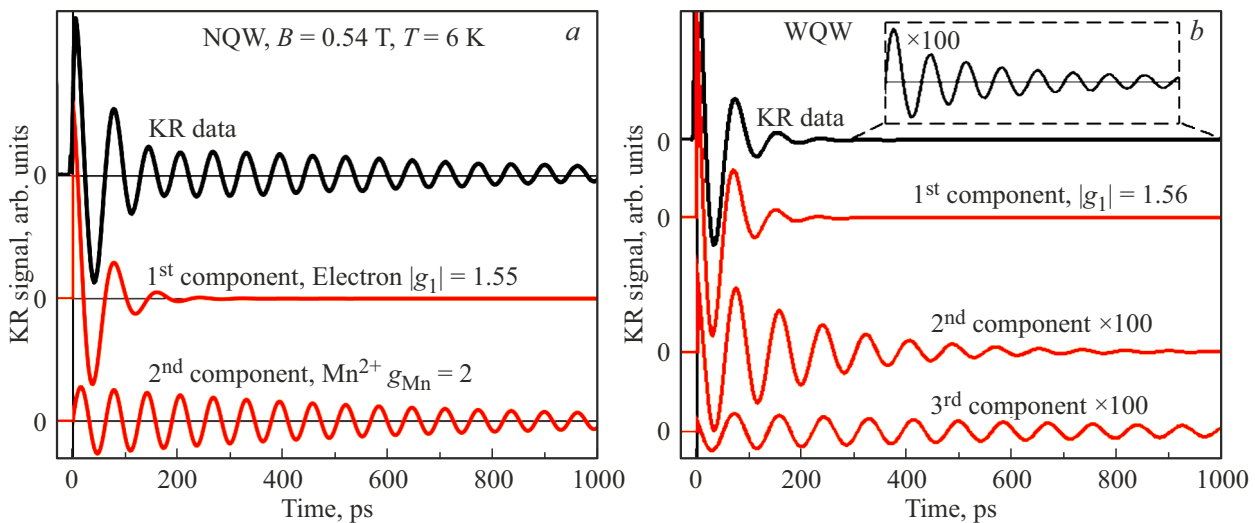
Фотолуминесценция из узкой ямы не наблюдается из-за быстрого туннелирования фотовозбужденных носителей в широкую яму. Поэтому энергии экситонных уровней в каждой из ям были определены по спектрам отражения структуры (здесь не показаны). Соответствующие им длины волн составили  $\lambda_X^{\text{NQW}} = 748.7$  nm для узкой ямы и  $\lambda_X^{\text{WQW}} = 775.3$  nm для широкой ямы.

При резонансной импульсной накачке экситонов в узкой яме в керровском сигнале наблюдаются две компоненты, быстрая ( $\tau_1 \approx 47$  ps) и медленная ( $\tau_2 \approx 700$  ps), осциллирующие с  $g$ -факторами  $|g_1| \approx 1.55$  и  $|g_2| = 2$

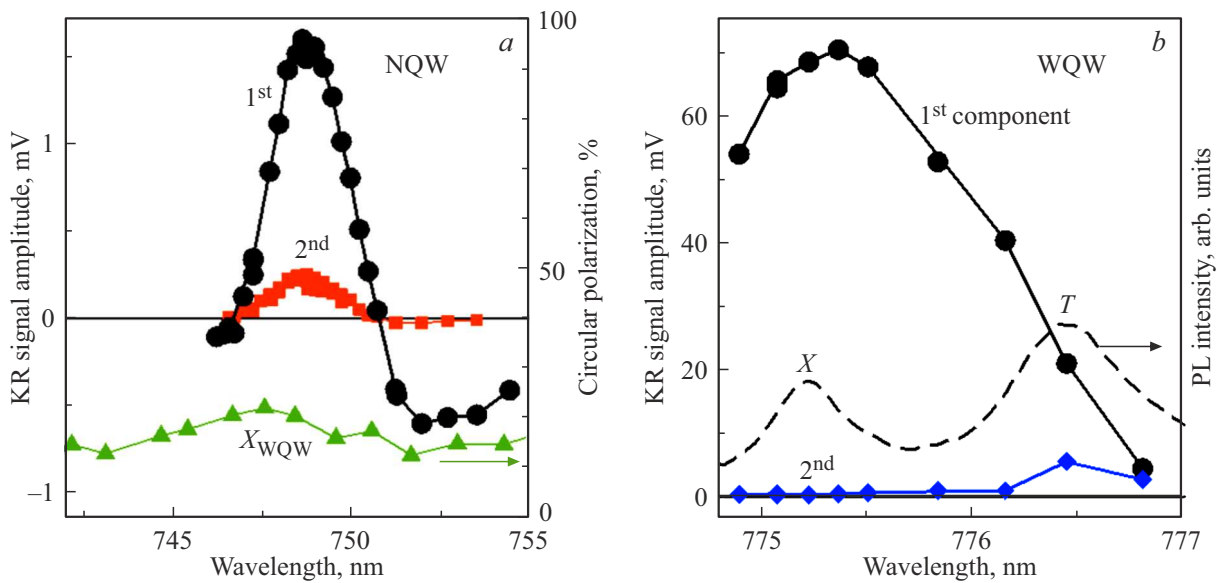
и отношением максимальных амплитуд  $A_1^{\text{max}}/A_2^{\text{max}} \sim 6$  (рис. 2, *a*). Поскольку  $g$ -фактор ионов марганца  $g_{\text{Mn}} = 2$ , можно сделать вывод, что медленно затухающая компонента в узкой яме обусловлена намагниченностью ионов марганца. Присутствие компоненты с  $|g_1| \approx 1.55$  является неожиданным. Во-первых, узкая яма должна быть пустой, поскольку фотовозбужденные в ней носители заряда быстро туннелируют в широкую яму. Кроме того, из-за обменного  $s$ - $d$ -взаимодействия электронов с ионами марганца абсолютная величина эффективного  $g$ -фактора электронов в магнитной яме должна быть равна  $\sim 30$ , как было найдено по спектрам отражения этой структуры в продольном магнитном поле (см. также [3]).

При резонансной накачке экситона в широкой яме в керровском сигнале наблюдаются три компоненты с сильно отличающимися начальными амплитудами  $A$  и временами дефазировки  $\tau$  (рис. 2, *b*). Первая и самая быстрая компонента доминирует:  $A_1^{\text{max}}/A_2^{\text{max}} \sim 100$ ,  $A_1^{\text{max}}/A_3^{\text{max}} \sim 1000$  (рис. 3, *b*; третья компонента не показана ввиду ее малости),  $\tau_1 \approx 45$  ps,  $\tau_2 \approx 200$  ps,  $\tau_3 \approx 800$  ps. При этом  $g$ -факторы этих компонент близки по величине,  $|g_1| \approx 1.56$ ,  $|g_2| \approx 1.52$ ,  $|g_3| \approx 1.48$ , и близки к  $g$ -факторам электронов, связанных в экситон, и резидентных электронов в широкой яме [3,4].

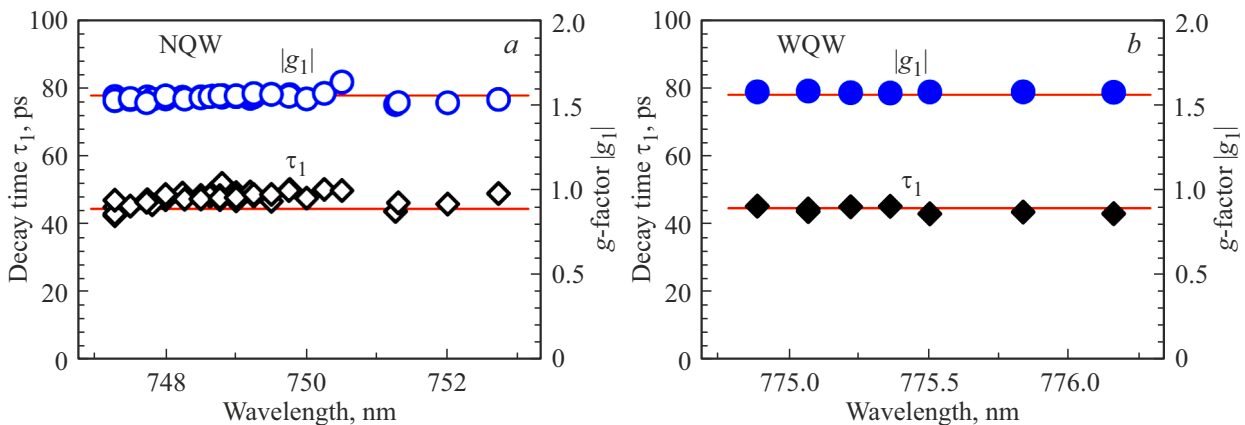
Спектральные зависимости времен дефазировки (затухания) и  $g$ -факторов быстрых (доминирующих) компонент, зарегистрированных в спектральных областях экситонных резонансов в узкой и широкой ямах, показаны на рис. 4. Видно, что и  $g$ -факторы, и времена дефазировки одинаковы в пределах погрешности измерения. Это означает, что электронная компонента, наблюдаемая при резонансном возбуждении экситона в узкой яме, порождена осцилляциями электронной намагниченности в широкой яме.



**Рис. 2.** Сигнал керровского вращения (черная линия), измеренный в поперечном магнитном поле  $B = 0.54$  Т в *a*) узкой и *b*) широкой ямах, и его аппроксимация, соответственно, двумя или тремя компонентами (красные линии), сдвинутыми по вертикали для наглядности. Длины волн накачки  $\lambda_{\text{exc}}^{\text{NQW}} = 748.7$  nm и  $\lambda_{\text{exc}}^{\text{WQW}} = 775.3$  nm для узкой и широкой ям соответственно.



**Рис. 3.** Спектральная зависимость первой и второй компонент керровского сигнала в *a*) узкой и *b*) широкой ямах. Штриховая кривая на панели *b* представляет экситонную (X) и трионную (T) области в спектре фотолуминесценции (ФЛ) широкой ямы, зарегистрированном при надбарьерном возбуждении He–Ne лазером. Треугольниками на панели *a* представлен спектр возбуждения циркулярной поляризации ФЛ в центре экситонной линии в широкой яме, измеренный при сканировании длины волны циркулярно поляризованных импульсов накачки ( $P_{\text{pump}} = 4 \text{ mW}$ ) в области экситонного резонанса в узкой яме.



**Рис. 4.** Спектральная зависимость  $g$ -факторов (кружки) и времен дефазировки (ромбы) быстрой (первой) компоненты керровского сигнала, измеренной в области экситонного резонанса *a*) в узкой яме (пустые символы) и *b*) в широкой яме (заполненные символы). Сплошные (красные) линии проведены для наглядности.

Этот эффект может быть обусловлен двумя причинами:

1. Модуляцией коэффициента отражения для циркулярно поляризованных компонент линейно поляризованного луча зондирования на крыле экситонного резонанса в широкой яме (нерезонансный вклад).

2. Модуляцией резонансного вклада в коэффициент отражения циркулярных компонент луча зондирования, обусловленной обменным взаимодействием с поляризованными по спине электронами в широкой яме.

Чтобы обосновать, который из этих вкладов доминирует, заметим, что спектральная зависимость амплитуды электронной компоненты керровского сигнала в узкой

яме (рис. 3, *a*) имеет резонансный характер и демонстрирует изменение знака. Вместе с тем, в вырожденном (одноцветном) методе регистрации керровского вращения с временным разрешением, который мы используем, характер сигнала керровского вращения может зависеть от сдвига по энергии не только луча зондирования [5], но также и луча накачки относительно экситонного уровня в узкой яме. Выше показано, что спиновая поляризация электронов в основном состоянии широкой ямы, находящемся на 55 meV ниже экситонного уровня в узкой яме, возникает при накачке экситонного состояния в узкой яме. Спектральная зависимость поляризации электронов в широкой яме может быть получена экспериментально

путем измерения зависимости циркулярной поляризации экситонной линии в широкой яме от длины волны циркулярно поляризованной накачки. Спектр возбуждения циркулярной поляризации экситона в широкой яме, измеренный при сканировании длины волны импульсов накачки в области экситонного резонанса узкой яме, показан на рис. 3, а. Видно, что эта зависимость не меняет знак. Этот факт дает возможность исключить нерезонансный вклад и утверждать, что обменное взаимодействие является главным механизмом, связывающим электронный спин в основном состоянии широкой ямы и наблюдаемое вращение плоскости линейной поляризации луча зондирования, резонансного с экситонным уровнем в узкой яме. Теоретическая модель обменного взаимодействия, описывающая спектральную зависимость амплитуд компонент на рис. 3, а, разрабатывается и будет опубликована позже.

### Благодарности

Авторы благодарны М.М. Глазову и Е.Л. Ивченко за полезные обсуждения.

### Финансирование работы

М.М.Д., М.М.А., Н.В.К. и Ю.Г.К. благодарят за поддержку РФФИ (проект 19-52-12066) и DFG (Project B4) в рамках Программы ICRC TRR 160. К.В.К. благодарит Санкт-Петербургский государственный университет за исследовательский грант 91182694. Исследование в Польше было частично поддержано Национальным научным центром в рамках гранта 2018/30/M/ST3/00276.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors / Eds J. Kossut, J.A. Gaj. Springer Ser. Mater. Sci., Berlin (2010).
- [2] Semiconductor Spintronics and Quantum Computation / Eds D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. NANO Ser. Springer, Berlin (2002).
- [3] E. Kirstein, N.V. Kozyrev, M.M. Afanasiev, V.N. Mantsevich, I.S. Krivenko, V.K. Kalevich, M. Salewski, S. Chusnutginow, T. Wojtowicz, G. Karczewski, Yu.G. Kusraev, E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer. Phys. Rev. B **101**, 3, 035301 (2020).
- [4] M.M. Afanasiev, N.V. Kozyrev, E. Kirstein, V.K. Kalevich, E.A. Zhukov, V.N. Mantsevich, I.S. Krivenko, G. Karczewski, D.R. Yakovlev, Yu.G. Kusraev, M. Bayer. J. Phys. Conf. Ser. **1400**, 6, 066023 (2019).
- [5] М.М. Глазов. ФТТ **54**, 1, 3 (2012).

Редактор Е.В. Толстякова