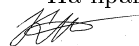


На правах рукописи



КРАЙНОВ ИГОРЬ ВАДИМОВИЧ

**ОСОБЕННОСТИ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
И РЕЛАКСАЦИИ СПИНА В
РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ**

Специальность 01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном
учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук

Научный руководитель:

Аверкиев Никита Сергеевич, доктор физико-математических наук,
профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии
наук, заведующий сектором теории оптических и электрических явлений
в полупроводниках

Официальные оппоненты:

Сабликов Владимир Алексеевич, доктор физико-математических
наук, Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН, главный научный сотрудник лаборатории
теоретических проблем микроэлектроники

Манцевич Владимир Николаевич, доктор физико-математических
наук, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
ведущий научный сотрудник кафедры физики полупроводников, отдела
физики твердого тела физического факультета

Ведущая организация:

обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки "Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр Российской академии наук

Защита состоится «числа» месяца 2018 г. в 10 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д 002.205.02 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе и на сайте www.ioffe.ru.

Отзывы об автореферате в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан «числа» месяца 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук


Сорокин Л. М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Изучение магнитных материалов является одним из главных направлений современной физики конденсированного состояния. К таким материалам относятся, в частности, магнитные полупроводники, уникальные особенности которых связаны с сочетанием полупроводниковых и магнитных свойств [1, 2, 3]. Для эффективного управления свойствами таких материалов необходимо понять природу их магнитного упорядочения и изучить зависимость их магнитных свойств как от внешних воздействий, так и от межпримесного взаимодействия.

Одним из основных механизмов формирования ферромагнитного порядка в разбавленных магнитных полупроводниках [4] с делокализованными носителями является косвенное обменное взаимодействие, в связи с чем изучение особенностей этого типа взаимодействия в наноструктурах представляется важной задачей.

Другим интересным направлением в области спиновой физики является молекулярная спинтроника [5, 6, 7, 8], которая ставит своей целью изучение способов характеризовать, манипулировать и считывать молекулярные спиновые состояния наносистем вплоть до уровня одной молекулы. Эта цель может быть достигнута при использовании новейших оптических и электрических методов. Дальнейшая миниатюризация устройств и необходимость эффективного взаимодействия органических и неорганических материалов для биомедицинских и нанoeлектронных применений являются движущими силами этого направления [9].

Цель настоящего исследования заключается в теоретическом изучении спиновой релаксации в разбавленных магнитных полупроводниках и построению теории косвенного обменного взаимодействия в наногетероструктурах.

Научная новизна и практическая значимость работы состоят в решении конкретных задач:

1. Построение теории спиновой релаксации электронов в магнитных квантовых ямах с учетом корреляций спинов магнитных приме-

сей.

2. Определение основных механизмов спиновой релаксации $3d^5$ электронов марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As.
3. Обобщение теории косвенного обменного взаимодействия магнитных примесей с учетом наличия у них резонансных локализованных состояний в полупроводниковых наногетероструктурах.
4. Установление микроскопической природы гигантского магнетосопротивления в углеродных нанотрубках с одиночными магнитными молекулами.
5. Уточнение модели нейтрального акцептора марганца в арсениде галлия.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В магнитных квантовых ямах при наличии спиновых корреляций магнитных центров уменьшается время спиновой релаксации электронов и появляется его зависимость от температуры.
2. Основные механизмы спиновой релаксации $3d^5$ электронов марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As связаны с флуктуациями спина дырок и их быстрой спиновой релаксацией.
3. Магнитные адатомы с резонансными локализованными состояниями, помещенные на поверхность графена, взаимодействуют антиферромагнитным или ферромагнитным образом в зависимости от положения уровня адатома относительно дираковской точки. Взаимодействие является ферромагнитным, если уровень лежит выше нее, и антиферромагнитным, если ниже.
4. Сильное кулоновское взаимодействие электронов в углеродных нанотрубках и их спин-зависимое резонансное рассеяние на присоединенных магнитных молекулах приводит к эффекту гигантского магнетосопротивления и к новому типу косвенного взаимодействия между магнитными молекулами.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на научных семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Казанском ФТИ им. Е.К. Завойского, Российских конференциях по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013; Звенигород, 2015; Екатеринбург, 2017), Международ-

ной школе-семинаре «Single dopants» (Санкт-Петербург, 2014), «Международной зимней школе по физике полупроводников» ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Зеленогорск, 2013, 2014, 2016), «XXI Уральской международной зимней школе по физике полупроводников» (Екатеринбург, 2016), «International School on Spin-Optronics» (Санкт-Петербург, 2012), «28th International Conference on Defects in Semiconductors» (Espoo, Финляндия, 2015).

Публикации. По результатам исследований, представленных в диссертации, опубликовано 8 работ в ведущих рецензируемых журналах включенных в перечень ВАК. Список работ приведен в Заключении.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 143 страницы текста, включая 37 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 137 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность проведенных исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава диссертации посвящена теоретическому исследованию спиновой релаксации свободных и локализованных носителей заряда в разбавленных магнитных полупроводниках.

В параграфе §1.2 изучается спиновая релаксация электронов в магнитных квантовых ямах (КЯ). Основным механизмом спиновой релаксации электронов в магнитных КЯ является рассеяние с переворотом спина на магнитных центрах, скорость которой вычисляется на основе золотого правила Ферми и дается выражением $\gamma_0 = \alpha^2 J(J+1)n_M m_e / 3\hbar^3$, где α - константа обменного взаимодействия электронов со спином магнитного центра, J - спин центра, n_M - концентрация магнитной примеси, m_e - эффективная масса электрона в плоскости КЯ. Этот результат не зависит от температуры, импульса электрона и получен для нулевого магнитного поля.

В диссертации исследовано влияние спин-спиновых корреляций маг-

нитных центров на эффективность спиновой релаксации электронов. Эти корреляции обусловлены косвенным обменным взаимодействием через делокализованные носители в КЯ. Для расчета скорости спиновой релаксации использовался формализм спиновой матрицы плотности для электронов проводимости, в рамках которого было выведено уравнение, определяющее динамику среднего спина электронов. Взаимодействие с магнитными центрами описывалось контактным обменным гамильтонианом $\hat{V} = \alpha \hat{\mathbf{S}} \cdot \sum_i \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}) \hat{\mathbf{J}}_i$, где $\hat{\mathbf{S}}$ и $\hat{\mathbf{J}}_i$ - спиновые операторы электрона и магнитной примеси, $\mathbf{r}_i$ - двумерные координаты центров. Спин-спиновые корреляции магнитных центров описывались их парным взаимодействием $\hat{V}_{JJ} = \sum_{n \neq m} \hat{J}_n^i B_{ij}(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m) \hat{J}_m^j$. Оказалось, что тензор скорости электронной спиновой релаксации имеет вид:

$$\hat{\Gamma}(\mathbf{k}) = \gamma_0 \left(\hat{\mathbf{I}} + \hat{\mathcal{G}}(\mathbf{k}) \right), \quad \hat{\mathcal{G}}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} J_0(kr) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left[\hat{\mathbf{I}} \text{Tr} \left\{ \hat{G}_c \right\} - \hat{G}_c \right], \quad (1)$$

$$\hat{G}_c = - \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \hat{B}(\mathbf{k}) \left[\hat{\mathbf{I}} \frac{3T}{J(J+1)n_M} + \hat{B}(\mathbf{k}) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где $\hat{G}_c$ - корреляционная функция магнитных центров (нормированная на $J(J+1)n_M/3$), $\hat{B}(\mathbf{k})$ - фурье образ энергии их парного взаимодействия. Микроскопической природой парного взаимодействия может быть, рассмотренное в работе, косвенное обменное взаимодействие типа Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ). Расчет показал, что в этом случае величина $\Gamma_{zz}(k)$ [A1] равна:

$$\Gamma_{zz}(k) = \gamma_0 + \frac{\gamma_0 T_C}{(T - T_C) \sqrt{1 + (2kr_c)^2}}, \quad (3)$$

где T_C - температура Кюри, а r_c - характерный радиус скоррелированных по спину областей (2). Выражение (3) получено для парамагнитной области температур. Скорость релаксации, определяемая этим выражением, содержит два вклада: спин-зависимое рассеяние γ_0 , являющееся результатом расчета в рамках золотого правила, и второе сла-

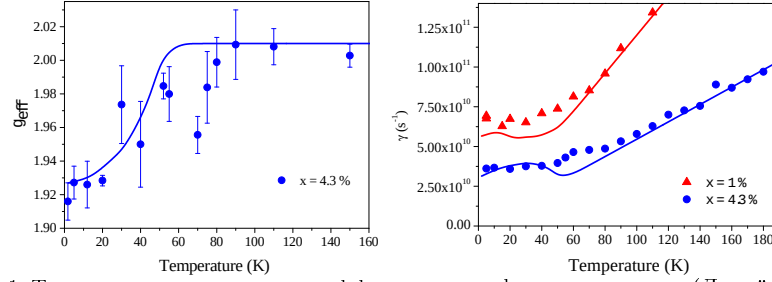


Рис. 1: Температурная зависимость эффективного g -фактора марганца (Левый рисунок) и его частоты поперечной спиновой релаксации (Правый рисунок) в $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 4.3\%$ - синие символы и кривые, $x = 1\%$ - красные символы и кривая). Эксперимент выполнен во внешнем магнитном поле $B = 5$ Т. Точки - экспериментальные данные, сплошные кривые - теоретический расчет.

гаемое, соответствующее релаксации на скоррелированных магнитных центрах. Последнее можно понять как результат диффузии спина при движении через коррелированные области с характерным размером r_c . Предложенный механизм спиновой релаксации на скоррелированных магнитных примесях аналогичен хорошо известному явлению критической опалесценции, когда рассеяние света в окрестности перехода газ-жидкость резко усиливается из-за усиления флуктуации плотности.

В параграфе §1.3 исследуется спиновая релаксация $3d^5$ электронов марганца и величина их g -фактора в разбавленном магнитном полупроводнике $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$. В изучаемых образцах концентрация марганца составляла несколько атомных процентов.

Хорошо известно, что ферромагнетизм в $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ обусловлен дырками, вызывающими корреляции спинов марганца [4]. Нами показано, что взаимодействие с дырками так же приводит к модификации g -фактора марганца и его спиновой релаксации. Для изучения этих параметров рассматривался $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ во внешнем стационарном, однородном магнитном поле и исследовалась динамика намагниченности при выведении системы из состояния равновесия. Для описания спиновой динамики $3d^5$ электронов марганца и спинов делокализованных дырок использовалось приближение среднего поля для каждой из подсистем [10].

Развитая теория сравнивалась с экспериментальными данными по неупругому рассеянию света с переворотом спина [A2]. В таком процессе рождались экситоны, в которых дырка рассеивалась с переворотом спина на марганце и затем рекомбинировала. Рассеянный свет имел другую частоту и поляризацию. Зависимость положения центра пика рассеянного света от внешнего магнитного поля позволяла установить эффективный g -фактор марганца, а его ширина - определить время спиновой релаксации центров Mn.

В левой части рис. 1 сплошной кривой показана рассчитанная зависимость эффективного g -фактора марганца от температуры, символы соответствуют экспериментальным данным. Анализ полученных теоретических результатов показал, что модификация g -фактора марганца происходит из-за связи между магнитными подсистемами и зависит от наличия среднего магнитного момента в системе. По мере увеличения температуры g -фактор увеличивается и при температурах выше температуры Кюри становится равным 2, т.е. g -фактору электронов $3d$ оболочки атома марганца в вакууме.

В правой части рис. 1 сплошными кривыми показана рассчитанная зависимость частоты спиновой релаксации марганца от температуры, символы соответствуют экспериментальным данным. Из анализа полученной зависимости можно установить наличие двух вкладов в процесс спиновой релаксации марганца [A3]. (i) Первый из них связан с быстрой спиновой релаксацией дырок, которая из-за коллективной прецессии спинов дырок и $3d$ электронов Mn приводит к релаксации спина марганца. Для этого вклада важно наличие среднего магнитного момента в системе. (ii) Второй механизм связан со спиновыми флуктуациями дырок и обусловлен возникновением случайного дефазирующего поля, действующего на спин марганца. Этот механизм не зависит от магнитного момента в системе и, как следствие, наблюдается как до, так и после ферромагнитного перехода. При температурах ниже температуры Кюри основным механизмом спиновой релаксации является первый, по мере же роста температуры его вклад уменьшается и в парамагнитной фазе все определяется флуктуациями спина дырок. Как показано

в диссертации, величины этих вкладов сопоставимы.

Вторая глава диссертации посвящена развитию теории косвенного обменного взаимодействия магнитных ионов при наличии на них резонансных локализованных состояний.

В разделе §2.1 дается введение в проблему и описываются структуры, в которых данное явление можно наблюдать. Примером такой системы является КЯ с расположенным рядом δ -слоем марганца [11]. В этой структуре локализованные состояния акцепторов марганца туннельно связаны с делокализованными дырками в КЯ и резонансное туннелирование существенно изменяет свойства системы, в случае попадания энергии локализованного состояния в заполненный спектр континуума.

В разделе §2.2 исследуется косвенное обменное взаимодействие двух магнитных центров, расположенных рядом с квантовой ямой. В подходе РККИ используется теория возмущений и рассчитывается энергия обмена как изменение энергии делокализованных носителей при изменении относительной ориентации спинов магнитных центров. В диссертационной работе рассчитывалась энергия косвенного обмена для случая малой константы обменного взаимодействия магнитных центров со свободными носителями заряда $J\nu(E_F) \ll 1$, где, J - обменная константа, $\nu(E_F)$ - плотность состояний на уровне ферми. При этом резонансная туннельная связь была учтена точно. В этом режиме можно заменить операторы спина магнитных центров на векторы и рассчитывать энергию косвенного обмена как разность энергий фиксированного числа делокализованных носителей при различной спиновой конфигурации примесей:

$$E_{\text{exc}} = E(\uparrow\uparrow) - E(\uparrow\downarrow). \quad (4)$$

Для нахождения энергии делокализованных носителей использовался гамильтониан системы, состоящий из суммы трех вкладов: гамильтониана свободных носителей и локализованных состояний магнитных центров $\hat{H}_0$, гамильтониан, описывающий туннелирование делокализо-

ванных носителей в локализованные состояния магнитных центров $\hat{H}_T$ и гамильтониан обменного взаимодействия локализованных носителей с внутренними электронами магнитных центров $\hat{H}_J$. Оказалось, что энергия косвенного обменного взаимодействия двух магнитных примесей [A4,A5] равна:

$$E_{\text{exc}} = \frac{1}{\pi} \int_0^{E_F} d\varepsilon \arctan \left[\frac{8\pi^2 j^2 T_1 T_2 J_0(kR) Y_0(kR)}{((\varepsilon_1 - \varepsilon)^2 - j^2)((\varepsilon_2 - \varepsilon)^2 - j^2)} \right]. \quad (5)$$

где $k = \sqrt{2m\varepsilon}/\hbar$, R - расстояние между центрами в плоскости КЯ, j - энергия обменного взаимодействия носителя, локализованного на магнитном центре, T_i - туннельный параметр i -го центра, ε_i - его энергия локализованного состояния, J_0, Y_0 - функции Бесселя и Неймана нулевого порядка.

Выражение (5) содержит в аргументе арктангенса резонансные знаменатели, соответствующие энергии локализованного состояния магнитного центра, наличие которых приводит к усилению энергии взаимодействия в случае, когда полюса попадают в спектр делокализованных состояний. Оценки с учетом параметров реальных структур, показывают, что в резонансном случае энергия косвенного обмена может превышать на несколько порядков ее величину в нерезонансном случае, когда уровень локализованного состояния лежит вне полосы заполненных состояний в КЯ. В нерезонансном случае, выражение (5) может быть вычислено точно и приводит к такой же как в теории РК-КИ [12] функциональной зависимости от расстояния и префактором, обусловленным рассматриваемой моделью.

Разработанная теория была применена для объяснения немонотонной зависимости [11] температуры Кюри от глубины КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с Мп δ -слоем, расположенным в окрестности квантовой ямы. При изменении глубины КЯ изменяется положение полосы заполненных состояний в КЯ относительно уровня локализованного состояния, и в случае $\varepsilon_i \in [0, E_F]$ наблюдается увеличение температуры Кюри. Теоретическая оценка T_C как функция глубины КЯ удовлетворительно совпадает с экспериментальными данными.

В разделе §2.3 изучается парное резонансное косвенное обменное взаимодействие магнитных адатомов расположенных, на поверхности графена.

Отличительной особенностью графена является то, что все локализованные состояния, туннельно связанные с состояниями графена, являются резонансными. РККИ взаимодействие магнитных адатомов в графене изучалось ранее (см., например, [13, 14]), и было показано, что в зависимости от типа связи адатомов с подрешетками графена происходит изменение типа магнитного взаимодействия (на малых расстояниях $R < \lambda_F$). Если адатомы связаны с одинаковыми подрешетками графена, то взаимодействие является ферромагнитным. В случае связи с разными подрешетками оно антиферромагнитно. Наличие локализованного состояния у адатомов существенно изменяет картину косвенного обмена. Для рассмотрения общего случая связи с подрешетками в диссертации использовался туннельный гамильтониан общего вида:

$$\hat{H}_T = t_{1A}\hat{a}_{R_1}^+\hat{f}_1 + t_{1B}\hat{b}_{R_1}^+\hat{f}_1 + t_{2A}\hat{a}_{R_2}^+\hat{f}_2 + t_{2B}\hat{b}_{R_2}^+\hat{f}_2 + h.c., \quad (6)$$

где $t_{i\alpha}$ - туннельный матричный элемент связывающий i -й адатом с подрешеткой α , $\hat{f}_i$, $\hat{a}_{R_i}$, $\hat{b}_{R_i}$ - операторы уничтожения i -го локализованного состояния электрона в графене с координатой R_i в подрешетках A и B , соответственно.

Расчет энергии парного резонансного косвенного обменного взаимодействия показал [A6], что независимо от типа связи адатомов с подрешетками тип магнитного взаимодействия определяется положением уровня локализованного состояния (предполагая его заполненным, т.е. $E_F > \varepsilon_i$). Если энергия локализованного состояния лежит в валентной зоне, взаимодействие носит антиферромагнитный характер, а если в зоне проводимости - то ферромагнитный.

В **третьей главе** диссертации построена теория экспериментально обнаруженного эффекта гигантского магнетосопротивления (ГМС) в углеродных нанотрубках с одиночными магнитными молекулами.

В разделах §3.1 - §3.3 дается введение и обзор экспериментальных

данных. Экспериментально измерялся [15] кондактанс углеродной нанотрубки с присоединенными магнитными молекулами TbPc₂ как функция напряжения на затворе и сток-истока во внешнем магнитном поле. Наличие туннельных контактов с нанотрубкой приводило к формированию режима кулоновской блокады (КБ), однако, магнитные молекулы существенно изменяли ее картину. В отсутствии магнитного поля появляется щель по напряжению сток-исток в проводимости, см. правый рис. 2, и линейная проводимость отсутствует при всех напряжениях затвора (т.е. дифференциальная проводимость при $V_{sd} = 0$). В присутствии магнитного поля при некоторых напряжениях на затворе появлялась линейная проводимость, см. правый рис. 2. Этот график демонстрирует эффект ГМС порядка 1000 %: проводимость падает от $G(B = 1 \text{ T}) = 0.14 G_0$ до $G(B = 0) = 0.006 G_0$.

Структура используемых в эксперименте молекул TbPc₂ приведена в левой части рис. 2. Они состояли из магнитного центра тербия с полным моментом $4f$ электронов $J = 6$ и двух фталоцианиновых лигандов, которые создавали легкую ось для магнитного момента тербия. Другое важное свойство лигандов - наличие локализованного состояния со спином $S = 1/2$ для электронов, которое эффективно гибридизовалось с состояниями в нанотрубке.

В §3.4 дается теория эффекта ГМС в рамках простейшей модели из двух связанных с нанотрубкой молекул. Наличие локализованного состояния с энергией E_0 на лигандах приводит к резонансному отражению электронов нанотрубки с энергиями, близкими к E_0 и определяемыми силой туннельной связи Γ_0 . Кулоновское взаимодействие U_0 между локализованными электронами на лиганде приводит к расщеплению по спину энергетических полос Γ_0 для электронов в нанотрубке (см. левый рис. 3). Ферромагнитное обменное взаимодействие локализованного электрона со спином тербия задает ориентацию спинов электронов в этих полосах. Таким образом, имеет место резонансное спин-зависимое отражение электронов в нанотрубке от прикрепленных к ней магнитных молекул, схематически изображенное в левой части рис. 3.

Из-за наличия туннельных контактов в отсутствие магнитных моле-

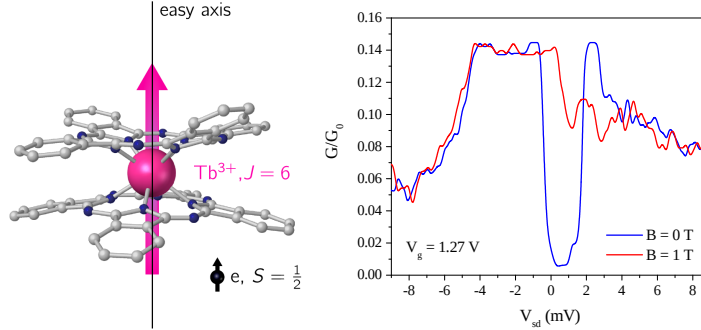


Рис. 2: (Левый рисунок) Схема одиночной магнитной молекулы TbPc₂. Спины иона ($J = 6$) и «резидентного» электрона на лигандах ($S = 1/2$) показаны розовой и черной стрелками. Основное состояние иона соответствует проекции момента $J_z = \pm 6$ на легкую ось. (Правый рисунок) Проводимость как функция напряжения сток-исток V_{sd} при фиксированном напряжении затвора $V_g = 1.27$ В в единицах G_0 . Синяя кривая: $B = 0$; красная кривая: $B = 1$ Т.

кул формируется одна квантовая точка (КТ). Хорошо известно, что линейная проводимость (при $V_{sd} \rightarrow 0$) через одиночную квантовую точку возможно только при резонансных значениях напряжений на затворе, когда свободная энергия не изменяется при добавлении одного электрона: $F_1(N, V_g^*) = F_1(N + 1, V_g^*)$, где F_1 - свободная энергия, N - число электронов в КТ. Наличие магнитных молекул приводит к появлению эффективных спиновых барьеров для электронов и нанотрубка распадается на несколько КТ в зависимости от спина электрона, что изображено в правой части рис. 3. Для системы с двумя и более КТ линейная проводимость невозможна, т.к. для прохождения электрона необходимо одновременное выполнение более сложных условий вида $F_2(N_1, N_2, V_g) = F_2(N_1 + 1, N_2, V_g) = F_2(N_1, N_2 + 1, V_g)$, где N_i - кол-во электронов в i -й КТ (эти условия одновременно выполняются только для полностью симметричных КТ). Сильное магнитное поле ориентирует спины магнитных молекул параллельно друг другу и для электронов с противоположным спином формируется одна КТ (см. средний рис. 3), что приводит к появлению проводимости в линейном режиме. Для антипараллельной ориентации спинов молекул для каждой проекции спинов электронов формируется две КТ, что приводит к

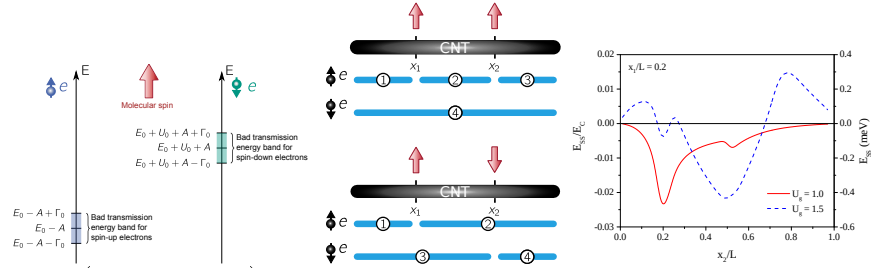


Рис. 3: (Левый рисунок) Схематическая диаграмма рассеяния электронов на TbPc₂. Когда электрон со спином вверх занимает локализованное состояние на лиганде, формируются две области подавленного прохождения для электронов за счет обменного взаимодействия со спином Тб. (Средний рисунок) Схема квантовых точек для электронов в УНТ с энергиями, близкими к энергии Ферми. УНТ эффективно разбивается на квантовые точки в зависимости от спиновой ориентации электронов и молекул. Уровень Ферми лежит в области подавленного прохождения для электронов со спином параллельным спину ОММ. (Правый рисунок) Энергия взаимодействия между спинами локализованных электронов как функция положения молекулы x_2 с фиксированными $x_1/L = 0.2$, L - длина нанотрубки, для двух значений напряжения на затворе. Отрицательные (положительные) значения соответствуют антиферромагнитному (ферромагнитному) взаимодействию.

появлению транспортной щели по V_{sd} .

Важной особенностью обсуждаемой системы является возникновение косвенного спин-спинового взаимодействия между молекулами TbPc₂. Зависимость квантово-точечной структуры нанотрубки от взаимной ориентации спинов магнитных молекул приводит к зависимости свободной энергии от ориентации спинов, т.е. к эффективному взаимодействию между этими спинами:

$$E_{SS}(x_1, x_2, V_g) = F_{\uparrow\downarrow} - F_{\uparrow\uparrow}, \quad (7)$$

где $F_{\alpha\beta}$ - свободная энергия в зависимости от ориентации спинов молекул как функции напряжения на затворе и положения молекул x_i , представленная в правой части рис. 3. Для большинства положений молекул и напряжений на затворе взаимодействие имеет антиферромагнитный тип, а значит при нулевом магнитном поле имеет место большое значение сопротивления при нулевом напряжении сток-исток. Сравнение экспериментального значения критического магнитного поля, ориенти-

рующего параллельно спины молекул, равно как и величин транспортных щелей и карт КБ, показывает удовлетворительное согласие с теоретическим расчетом [A7].

Четвертая глава диссертации посвящена теоретическому изучению тонкой структуры одиночного акцептора марганца в арсениде галлия во внешнем магнитном поле и поле деформации.

Антиферромагнитное обменное взаимодействие между локализованной дырки со спином $J = 3/2$ и $3d^5$ электронами марганца со спином $S = 5/2$ приводит к расщеплению энергетического уровня комплекса на четыре подуровня с полными моментами $F = 1, 2, 3, 4$. Для основного $F = 1$ и первого возбужденного $F = 2$ состояний были получены гамильтонианы, описывающие взаимодействия с внешними полями. Анализ экспериментальных спектров неупругого рассеяния света с переворотом спина показал наличие случайных полей деформации и позволил установить их величину. Зависимости спектров комбинационного рассеяния света от приложенной внешней одноосной деформации показали, что мультиплеты основного и первого возбужденного состояний с увеличением одноосной деформации вдоль оси [111] приближаются друг к другу линейно по деформации, что не описывается в рамках линейного по деформации гамильтониана Бира-Пикуса. Величина расщепления мультиплетов с $F = 1, 2$ равна удвоенной константе обменного взаимодействия. В связи с этим было предположено, что константа обменного взаимодействия зависит от приложенной внешней деформации. В теории этот эффект описывался феноменологически путем разложения по степеням приложенной деформации константы обменного взаимодействия $A(\epsilon) = A + A_P \text{Sp}(\hat{\epsilon})$, A - константа обмена, A_P - коэффициент, описывающий зависимость от деформации, $\hat{\epsilon}$ - тензор деформации. Сравнение теоретически рассчитанных положений центров линий комбинационного рассеяния с переворотом спина и экспериментально измеренных показывает удовлетворительное согласие [A8], что позволило оценить коэффициент, описывающий зависимость от деформации константы обменного взаимодействия.

В **Заключении** обобщены основные результаты работы:

- Развита теория спиновой релаксации электронов в квантовых ямах с магнитными примесями, учитывающая их спин-спиновые корреляции. Такие корреляции могут быть вызваны косвенным обменным взаимодействием через делокализованные носители (РККИ). При низких температурах возникает дополнительный вклад в скорость спиновой релаксации из-за флуктуирующего обменного поля, созданного коррелированными магнитными спинами. По мере увеличения температуры спиновые корреляции ослабевают, а спиновая релаксация электронов замедляется до значения, определяемого независимыми от температуры процессами рассеяния с переворотом спина на одиночном центре. Увеличение концентрации носителей, обуславливающих косвенный обмен, способствует усилению спиновых корреляций и, тем самым, ускоряет релаксацию электронного спина.
- Разработана теория релаксации спина марганца и рассчитан его эффективный g -фактор в магнитном полупроводнике $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$. Определены их зависимости от температуры, включая ферромагнитную и парамагнитную фазы. Обнаружено два основных механизма спиновой релаксации марганца, связанные с наличием дырок. В арсениде галлия, легированном марганцем, дырки проявляют себя двояко: как переносчики магнитного взаимодействия между центрами марганцев и как канал для их спиновой релаксации. Сильное спин-орбитальное взаимодействие дырок приводит к коротким временам их спиновой релаксации, а обменное взаимодействие дырок с $3d^5$ электронами марганца вызывает его быструю спиновую релаксацию. Данный механизм спиновой релаксации марганца доминирует в парамагнитной фазе, а в ферромагнитной фазе основной механизм спиновой релаксации Mn связан с флуктуациями спина дырок.
- Оценена температура Кюри в гетероструктурах GaAs с Mn δ -слоем, расположенным в окрестности квантовой ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и ее зависимость от глубины квантовой ямы. Температура Кюри состоит из двух вкладов, первый связан с магнетизмом внутри слоя и не

зависит от КЯ, второй - с косвенным обменным взаимодействием через дырки КЯ. Второй вклад имеет немонотонную зависимость от глубины КЯ, связанную с попаданием энергии локализованного состояния магнитного центра в энергетическую полосу заполненных состояний КЯ.

- Разработана теория косвенного обменного взаимодействия для магнитных адатомов, расположенных на поверхности графена. Наличие резонансных локализованных состояний в адатомах усиливает взаимодействие всякий раз, когда энергия состояния, связанного с адатомом лежит в области энергий занятых состояний в графене. Важным свойством резонансного косвенного обмена в графене является то, что, в отличие от нерезонансной теории РККИ в графене, тип взаимодействия (ферромагнитный или антиферромагнитный) является одинаковым независимо от типа связи адатомов с подрешетками А и В. Взаимодействие является ферромагнитным на небольших расстояниях, если уровень энергии связанного состояния лежит в зоне проводимости и антиферромагнитным для уровня энергии связанного состояния, лежащего в валентной зоне.
- Представлена теоретическая модель, объясняющая эффект гигантского магнитосопротивления (эффект спинового клапана) и кулоновской блокады в углеродных нанотрубках с присоединенными магнитными молекулами. Предлагаемая модель качественно объясняет гигантское магнитосопротивление, а также структуру кулоновских алмазов в нелинейном транспорте в углеродной нанотрубке с присоединенными к ней магнитными молекулами. Развита теория гигантского магнитосопротивления в углеродных нанотрубках с одиночными магнитными молекулами предсказывает дальнотящее взаимодействие между ними, обусловленное кулоновским взаимодействием электронов в нанотрубке и их резонансным спин-зависимым рассеянием на молекулах.
- Продемонстрировано, что спин-спиновое взаимодействие (включая его знак) магнитных молекул, присоединенных к углеродной нано-

трубке, зависит от напряжения на затворе и положений молекул. Для антиферромагнитного упорядочения спинов магнитных молекул величина магнитосопротивления также зависит от значения напряжения затвора, что приводит к возникновению затворно управляемого эффекта спинового клапана.

- Уточнена теоретическая модель акцептора марганца в арсениде галлия и рассчитана тонкая структура уровней во внешних полях деформации и магнитном поле. Сравнение с экспериментальными данными теоретически рассчитанных переходов между основным состоянием с полным моментом $F = 1$ и первым возбужденным состоянием $F = 2$ позволило установить величину локальных случайных полей, действующих на нейтральный акцептор марганца. Установлена зависимость от внешней деформации константы обменного взаимодействия локализованной дырки и электронов $3d$ оболочки марганца.

Основные результаты работы изложены в публикациях:

- [A1] I.V. Krainov, M. Vladimirova, D. Scalbert, E. Lahderanta, A. P. Dmitriev, and N. S. Averkiev. Carrier spin relaxation in diluted magnetic quantum wells: Effect of Mn spin correlations // Phys. Rev. B **96**, 165304 (2017).
- [A2] I.V. Krainov, V.F. Sapega, N.S. Averkiev, G.S. Dimitriev, K.H. Ploog, and E. Lahderanta. Manganese spin dephasing mechanisms in ferromagnetic (Ga,Mn)As // Phys. Rev. B **92**, 245201 (2015).
- [A3] I.V. Krainov, N.S. Averkiev and E. Lahderanta. Manganese spin relaxation in ferromagnetic (Ga,Mn)As // Low Temp. Phys. **43**, 449 (2017).
- [A4] I.V. Rozhansky, I.V. Krainov, N.S. Averkiev and E. Lahderanta. Resonant exchange interaction in semiconductors // Phys. Rev. B **88**, 155326 (2013).
- [A5] I.V. Rozhansky, I.V. Krainov, N.S. Averkiev, B.A. Aronzon, A.B. Davydov, K.I. Kugel, V. Tripathi, and E. Lahderanta. Resonant indirect exchange via spatially separated two-dimensional channel // Applied Phys. Lett. **106**, 252402 (2015).

- [A6] I.V. Krainov, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev and E. Lahderanta. Indirect exchange interaction between magnetic adatoms in graphene // *Phys. Rev. B* **92**, 155432 (2015).
- [A7] I.V. Krainov, J. Klier, A.P. Dmitriev, S. Klyatskaya, M. Ruben, W. Wernsdorfer, I.V. Gornyi. Giant Magnetoresistance in Carbon Nanotubes with Single-Molecule Magnets TbPc₂ // *ACS Nano* **11**, 6868 (2017).
- [A8] I.V. Krainov, J. Debus, N.S. Averkiev, G.S. Dimitriev, V.F. Sapega, and E. Lahderanta. Fine structure of the Mn acceptor in GaAs // *Phys. Rev. B* **93**, 235202 (2016).

Список литературы

- [1] Spintronics: a spin-based electronics vision for the future / S. Wolf, D. Awschalom, B. R.A. et al. // *Science*. — 2001. — Vol. 294. — Pp. 1488–1495.
- [2] Optical orientation / Ed. by F. Meier, B. Zakharchenya. — North-Holland, Amsterdam, 1984. — Vol. 8 of *Modern Problems in Condensed Matter Science Series*.
- [3] Spin Physics in Semiconductors / Ed. by M. I. Dyakonov. Springer series in solid-state sciences. — 2008.
- [4] Theory of ferromagnetic (iii,mn)v semiconductors / T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 2006. — Vol. 78. — Pp. 809–864.
- [5] *Gatteschi D., Sessoli R., Villain J.* Molecular nanomagnets. Mesoscopic physics and nanotechnology ; 5. — Oxford [u.a.]: Oxford University Press, 2006.
- [6] *Bogani Lapo, Wernsdorfer Wolfgang.* Molecular spintronics using single-molecule magnets // *Nat Mater.* — 2008. — Vol. 7, no. 3. — Pp. 179–186. — 10.1038/nmat2133.
- [7] Surface confinement of tbpc2-smms: structural, electronic and magnetic properties / E. Moreno Pineda, T. Komeda, K. Katoh et al. // *Dalton Trans.* — 2016. — Vol. 45. — Pp. 18417–18433.

- [8] *Bartolomé J., Luis F., Fernández J. F.* Molecular Magnets: Physics and Applications. NanoScience and Technology. — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014.
- [9] *Jia C., Guo X.* Molecule-electrode interfaces in molecular electronic devices // *Chem. Soc. Rev.* — 2013. — Vol. 42. — Pp. 5642–5660.
- [10] *Kittel C.* Theory of ferromagnetic resonance in rare earth garnets. i. g values // *Phys. Rev.* — 1959. — Vol. 115. — Pp. 1587–1590.
- [11] Quantum, normal and anomalous hall effect in 2d ferromagnetic structures: Gaas/ingaas/gaas quantum well with remote mn delta-layer / B. Aronzon, A. Davydov, M. Goiran et al. // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2013. — Vol. 456. — P. 012001.
- [12] *Aristov D. N.* Indirect rkky interaction in any dimensionality // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 55. — Pp. 8064–8066.
- [13] *Saremi S.* Rkky in half-filled bipartite lattices: Graphene as an example // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 184430.
- [14] *Brey L., Fertig H. A., Das Sarma S.* Diluted graphene antiferromagnet // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 116802.
- [15] Supramolecular spin valves / M. Urdampilleta, S. Klyatskaya, J.-P. Cleuziou et al. // *Nature Materials.* — 2011. — Vol. 10. — P. 502.