

На правах рукописи

РОЖАНСКИЙ Игорь Владимирович

**РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЕ СПИНОВЫЕ
ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ**

Специальность:

01.04.10 - физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2016

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

Официальные оппоненты:

Арсеев Петр Иварович, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, главный научный сотрудник лаборатории теории твердого тела.

Грановский Александр Борисович, доктор физико-математических наук, профессор, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, профессор кафедры магнетизма.

Фирсов Дмитрий Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого”, заведующий кафедрой “Физика полупроводников и наноэлектроника”.

Ведущая организация: **Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского”**

Защита состоится “_” _____ 2016 г. в _ часов на заседании диссертационного совета Д 002.205.02 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФТИ им. А.Ф. Иоффе <http://www/ioffe.ru>

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

Автореферат разослан “_” _____ 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Л.М. Сорокин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Появление полупроводниковых гетероструктур во второй половине XX века дало толчок исследованиям новых физических явлений в полупроводниковой электронике и оптике [1]. Успехи технологии позволили создавать полупроводниковые приборы с характерными размерами порядка нескольких нанометров, при таких размерах квантовые явления оказываются определяющими. В настоящее время квантовые явления в гетероструктурах и других системах пониженной размерности являются ключевой областью развития современной физики полупроводников [2].

Эффекты размерного квантования в гетероструктурах связаны с пространственным ограничением движения носителя заряда в одном (квантовые ямы), двух (квантовые проволоки) или трех (квантовые точки) измерениях. Размерное квантование приводит к кардинальной перестройке энергетического спектра частиц, а типичные потенциальные барьеры становятся прозрачными для туннелирования [3]. Так, туннелирование лежит в основе работы резонансно-туннельных диодов, квантово-каскадных лазеров, флэш-памяти и других современных приборов.

Современная физика полупроводников сосредоточена на квантовых эффектах в низкоразмерных системах и поиске новых физических принципов, позволяющих продвинуться еще дальше в повышении быстродействия и степени интеграции полупроводниковой электроники. Одним из таких активно развивающихся направлений является полупроводниковая спинтроника - область физики полупроводников, направленная на фундаментальное исследование спин-зависимых явлений и практическое использование спиновой степени свободы электронов в приборах нанoeлектроники [4]. Среди важнейших для полупроводниковой спинтроники явлений следует отметить спин-орбитальное взаимодействие, аномальный, спиновый и топологический эффекты Холла, спин-зависимый транспорт, эффекты магнетизма в полупроводниках, явления оптической поляризации и спиновой ориентации при взаимодействии магнитных моментов носителей заряда с электромагнитным

излучением [5].

Сказанное выше определяет актуальность темы диссертации, посвященной исследованию спиновых эффектов, связанных с резонансным туннелированием. Комбинация двух принципиально квантовых особенностей физики твёрдого тела, спина и резонансного туннелирования, приводит к ряду новых явлений, представляющих фундаментальный интерес, некоторые из них, например, резонансное косвенное обменное взаимодействие, имеют и прикладной аспект для применения в приборах спинтроники в будущем.

Целью работы является теоретическое исследование новых спиновых, эффектов основанных на резонансном туннелировании в полупроводниковых низкоразмерных системах.

Научная новизна и практическая значимость работы состоит в разработке теории фундаментальных физических явлений, основанных на резонансном туннелировании в полупроводниковых гетероструктурах и системах пониженной размерности с учётом спина.

В диссертации предложена теория резонансно-туннельного транспорта между двумерными системами со спин-орбитальным взаимодействием, описан механизм создания спиновой и оптической поляризации в двумерной системе с непрерывным энергетическим спектром за счет спинового расщепления пространственно отделённых локализованных состояний, описан новый вид косвенного обменного взаимодействия, основанный на резонансно-туннельной связи магнитных ионов с проводящим каналом, предложена теория спин-зависимой резонансно-туннельной рекомбинации и принцип модуляции магнитных свойств с помощью резонансной обменной связи.

Исследованные явления могут быть положены в основу методов создания или детектирования определённых спиновых состояний, а также управления магнитными свойствами полупроводниковых систем, что обуславливает высокую практическую значимость исследований для прикладной спинтроники и интеграции магнетизма в полупроводниковую наноэлектронику.

На защиту выносятся следующие положения:

1. При туннелировании между двумерными проводящими слоями со спин-орбитальным взаимодействием в туннельной вольт-амперной характеристике возникают резонансы, связанные с особенностями спиновой структуры состояний в слоях.
2. Резонансная туннельная гибридизация носителей заряда в квантовой яме с локализованными состояниями в барьере приводит к циркулярной оптической поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы во внешнем магнитном поле в отсутствие спинового расщепления двумерных состояний носителей в квантовой яме.
3. В гетероструктурах на основе разбавленных магнитных полупроводников резонансная туннельная связь магнитных примесей с проводящим каналом усиливает косвенное обменное взаимодействие между магнитными примесями и приводит к немонотонной зависимости температуры Кюри от глубины квантовой ямы в гетероструктурах (In,Ga,Mn)As.
4. Туннельная спин-зависимая рекомбинация электронов через донорные состояния в гетероструктурах на основе InGaAs квантовой ямы с пространственно отдаленным слоем Mn приводит к сверхбыстрому гашению фотолюминесценции и нарастанию спиновой поляризации.
5. Косвенное обменное взаимодействие между магнитными атомами в структурах на основе графена значительно усиливается при попадании энергетического уровня локализованного состояния на атоме в спектр заполненных состояний графена, при этом изменение уровня Ферми в графене внешним электрическим полем вызывает значительную модуляцию магнитного взаимодействия между атомами.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались на VIII, IX, X, XI, XII Российских конференциях по физике полупроводников (Екатеринбург, 2007; Новосибирск – Томск, 2009; Нижний Новгород, 2011; Санкт-Петербург 2013, Москва–Ершово

2015), 22 международной конференции Отделения физики твердого тела Европейского физического общества (Рим, Италия, 2008), международных симпозиумах “Наноструктуры: физика и технология” (Новосибирск, 2007, С.-Петербург, 2016), международном исследовательском семинаре “Основы электронных наносистем: NanoПитер 2010” (Санкт-Петербург, 2010), 28,29,31,32 международных конференциях по физике полупроводников (Вена, Австрия, 2006, Рио де Жанейро, Бразилия, 2008, Цюрих, Швейцария, 2012, Остин, США, 2014), международной конференции по наноразмерному магнетизму (Сан-Себастьян, Испания, 2013), международной конференции по электронной динамике в полупроводниках, оптоэлектронике и наноструктурах (Монпелье, Франция, 2009), международной конференции по спиновой физике, химии и технологии (Санкт-Петербург, 2015), международной конференции по электронным свойствам двумерных систем (Сэндай, Япония, 2015). были представлены приглашенными докладами на международной зимней школе по физике полупроводников (Санкт-Петербург-Зеленогорск, 2014), Уральских международных зимних школах по физике полупроводников (Екатеринбург-Новоуральск, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016 г), московском международном симпозиуме по магнетизму (Москва, 2014), XX симпозиуме «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, 2016). Результаты исследований обсуждались на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, университета Аалто, Хельсинки, Финляндия, Технологического университета Лаппеенранты, Финляндия, Калифорнийского технологического университета, Пасадена, США, Тринити колледжа, Дублин, Ирландия, Университета Тохоку, Сендай, Япония. Основное содержание диссертации опубликовано в 19 научных статьях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 218 страниц текста, включая 57 рисунков и 4 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 183 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

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

Первая глава “Туннельные явления в твердотельных структурах” посвящена методам описания туннельных явлений и примерам их применения. Подробно рассмотрены методы туннельного гамильтониана и резонансно-туннельной гибридизации, используемые в диссертации.

В §1.1 обсуждается метод расчета коэффициента прохождения через барьер, описано явление резонансного туннелирования, рассмотрен пример задачи о спин-зависимом туннелировании частицы через барьер со спин-орбитальным взаимодействием.

В §1.2 изложен метод туннельного гамильтониана Бардина [6]. Метод позволяет анализировать туннельно связанные системы и чрезвычайно эффективен в случае, когда свойства систем по отдельности известны. Гамильтониан записывается в виде:

$$H = H_L + H_R + H_T, \quad (1)$$

где H_L, H_R - “парциальные” гамильтонианы левой и правой подсистем, а H_T - туннельный член. Метод позволяет рассчитать скорость туннельных переходов, а также найти энергетический спектр системы с туннельной связью, собственные функции и матричные элементы взаимодействия с внешним возмущением.

В §1.3 приведен пример применения метода туннельного гамильтониана для расчета инжекции дырок в среду с прыжковой проводимостью. В этом примере заполнение состояний, доступных для туннелирования, нетривиальным образом определяет зависимость туннельного тока от напряжения. Результаты расчетов позволили впервые описать экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) для органических молекулярных твердых тел с дырочной проводимостью.

В §1.4 изложена модель Фано-Андерсона, описывающая взаимодействие дискретного энергетического уровня с континуумом состояний.

Эта точно решаемая модель в диссертации применена для расчёта прямых оптических переходов в системе с резонансной туннельной гибридизацией и теории резонансного косвенного обмена.

В §1.5 обсуждается применение задачи рассеяния для расчёта энергии взаимодействия. Рассматривается движение квантовой частицы в конечном объёме, задающем систему дискретных уровней. При наличии рассеивающего потенциала стоячая волна в таком резонаторе приобретает фазу, соответственно, модифицируется дискретный спектр и полная энергия системы. С помощью этого подхода решение задачи о туннельной гибридизации в терминах фазы рассеяния даёт поправку к энергии, связанную с гибридизацией. В диссертации расчет фазы рассеяния на двухцентровом потенциале используется для непертурбативного вычисления энергии косвенного обменного взаимодействия.

Во **второй главе** “Туннелирование между двумерными слоями со спин-орбитальным взаимодействием” развита теория резонансно-туннельного транспорта между двумерными системами со спин-орбитальным (СО) взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза. Представлены результаты теоретических расчетов для туннелирования электронов и дырок между двумя квантовыми ямами (КЯ), разделёнными туннельно-прозрачным потенциальным барьером в полупроводниковых гетероструктурах на основе AlGaAs/GaAs, а также для туннелирования дырок в гетероструктурах на основе SiGe с напряжёнными КЯ.

§2.1 посвящён обзору литературы, современного состояния проблемы и постановке задачи. Задача о туннелировании электронов и дырок между двумя КЯ проиллюстрирована на Рис. 1. В случае туннелирования электронов КЯ сформированы профилем зоны проводимости. Например, в экспериментальной работе [7] материалом в области КЯ является GaAs, а барьеры сформированы твёрдым раствором $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. С внешних сторон от системы КЯ расположены легирующие слои. В случае а. легирующая примесь донорного типа, поэтому КЯ заполнены электронами. Слои ионизованных доноров имеют положительный заряд и создают электрическое поле противоположных направлений в разных КЯ как показано на Рис. 1а.

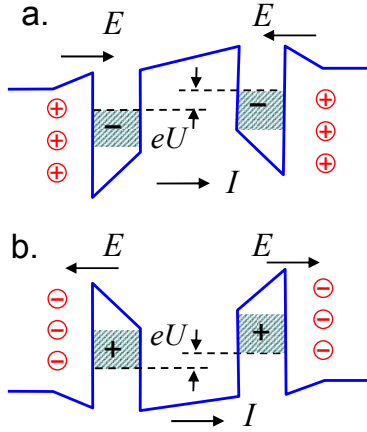


Рис. 1: Схема туннелирования между двумерными слоями. Туннелирование электронов (a) и дырок (b).

При приложении к КЯ постоянного напряжения U может возникать туннельный ток I . В случае туннелирования дырок ситуация полностью аналогичная (Рис. 1b), КЯ сформированы краем валентной зоны, а встроенное электрическое поле создаётся слоем отрицательно заряженных акцепторов. Ключевой особенностью туннелирования между двумерными системами является его резонансный характер. В отсутствие СО взаимодействия туннелирование возможно только при нулевом смещении U . Именно такая ситуация наблюдалась экспериментально как для туннелирования электронов [7], так и для дырок [8]. СО взаимодействие в слоях приводит к расщеплению спектра, при этом становится возможно туннелирование из верхней СО подзоны левого слоя в нижнюю подзону правого при конечном напряжении, соответствующем энергии СО расщепления. При этом, с точки зрения спиновой структуры, состояния в разных подзонах не ортогональны, поскольку различное направление электрического поля в левой и правой КЯ приводит к СО взаимодействию Рашбы разного знака. Задача состоит в вычислении скорости туннельных переходов между слоями и анализе зависимости туннельной проводимости от параметров структуры, для её решения используется метод туннельного гамильтониана (1) [9].

В §2.2 изложена теория туннельного транспорта между двумерными слоями с учётом СО взаимодействия. Пусть к слоям приложено напряжение U , так что разность химических потенциалов в левом и правом слоях $\Delta\mu = eU$ (Рис. 1). Туннельный ток даётся выражением [A2]:

$$j = \frac{eT^2}{4\pi^3\hbar^3} \text{Re} \left\{ \text{Tr} \int G^R(p, \varepsilon - eU) G^L(p, \varepsilon) d\mathbf{p}d\varepsilon \right\}, \quad (2)$$

где ε - кинетическая энергия частицы, \mathbf{p} - импульс частицы в плоскости слоев, $G^{R,L}$ - функции Грина левого и правого слоя, T - туннельный параметр. Функции Грина слоев $G^{R,L}$ рассчитываются для гамильтонианов $H_{R,L}$ (1) с учётом СО взаимодействия и рассеяния в слоях. В теории рассматривается один уровень размерного квантования, температура предполагается равной нулю. Рассмотрены два случая: туннелирование электронов и туннелирование тяжёлых дырок в гетероструктурах на основе GaAs и SiGe.

В случае туннелирования электронов гамильтониан СО взаимодействия содержит два слагаемых, линейных по волновому вектору k в плоскости, соответствующих вкладам Рашбы и Дрессельхауза [10]:

$$H_e^{SO} = \alpha_e (k_y \sigma_x - k_x \sigma_y) + \beta_e (k_x \sigma_x - k_y \sigma_y), \quad (3)$$

где k_x, k_y - компоненты волнового вектора в плоскости, σ_x, σ_y - матрицы Паули, ось z направлена по нормали к плоскости слоев, α_e и β_e - параметры, характеризующие вклады Рашбы и Дрессельхауза, соответственно. Член Рашбы линейно зависит от внешнего электрического поля: $\alpha_e \sim E$.

Второй случай соответствует туннелированию тяжёлых дырок. В этом случае вклад Дрессельхауза линеен по k , а доминирующий вклад Рашбы является кубическим по k [10]. Гамильтониан, описывающий СО взаимодействие двумерных тяжёлых дырок в КЯ имеет вид:

$$H_h^{SO} = \alpha_h i (k_-^3 \sigma_+ - k_+^3 \sigma_-) + \beta_h (\sigma_x k_x + \sigma_y k_y), \quad (4)$$

где α_h и β_h - параметры, характеризующие вклады Рашбы и Дрессельхауза для подзоны двумерных тяжёлых дырок.

Получено общее аналитическое выражение для туннельного тока между слоями для туннелирования электронов и тяжёлых дырок при произвольном соотношении параметров СО взаимодействия.

§2.3 посвящён анализу различных частных случаев. В отсутствие СО взаимодействия общее выражение для плотности туннельного тока переходит в известный результат для резонансного 2D-2D туннелирования [9]. Другим частным случаем является наличие только вклада

Рашбы при нулевом вкладе Дрессельхауза. Такая ситуация реализуется в гетероструктурах на основе полупроводников с кристаллической решёткой, обладающей центром инверсии, например, в структурах на основе SiGe. Плотность туннельного тока в этом случае имеет вид:

$$j = \frac{emT^2\Gamma}{\pi\hbar^3} \left(\frac{eU}{(eU - 2\delta)^2 + \Gamma^2} + \frac{eU}{(eU + 2\delta)^2 + \Gamma^2} \right), \quad (5)$$

где $\delta = \alpha_e k_F$ для электронов и $\delta = \alpha_h k_F^3$ для дырок, m – масса носителя заряда, e – его электрический заряд, $\Gamma = \hbar/\tau$ – однородное уширение резонансов, связанное с квантовым временем рассеяния в слоях τ , k_F – фермиевский волновой вектор. В этом случае имеются два резонанса, смещённые относительно нуля на величину, соответствующую энергии СО взаимодействия δ .

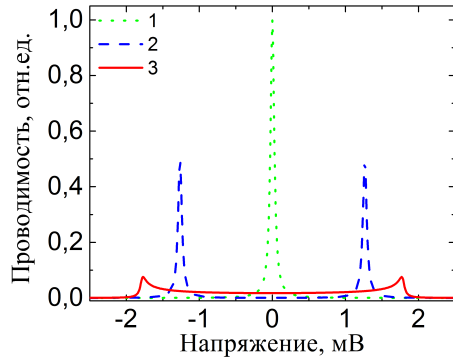


Рис. 2: Результаты расчёта туннельной проводимости, 1 - без СО взаимодействия, 2 - только взаимодействие Рашбы, 3 - одинаковые по величине вклады Рашбы и Дрессельхауза.

Добавление конечного слагаемого Дрессельхауза (одинакового в обоих слоях) приводит к более сложной зависимости тока от приложенного напряжения вследствие интерференции спиновых структур состояний в левом и правом слоях. Важным частным случаем является т.н. 'spin helix' случай [11], когда вклады Рашбы и Дрессельхауза совпадают по абсолютной величине. Резонансные особенности на ВАХ возникают при $eU = \pm 2\sqrt{2}\delta$, при этом необычным является полное подавление тока при уменьшении параметра однородного уширения Γ [A2]. Результаты расчёта туннельной проводимости в рассмотренных частных случаях приведены на Рис. 2. В расчётах полагалось $\Gamma = 0.03$ мэВ, $\delta = 0.6$ мэВ.

§2.4 посвящён анализу условий проявления особенностей СО взаимодействия при туннелировании в эксперименте и оценкам на основе

имеющихся экспериментальных данных. Разрешимость интерференционной картины определяется отношением энергии СО взаимодействия к однородному уширению δ/Γ .

В §2.4.1 рассмотрены гетероструктуры n -типа на основе AlGaAs. Для таких структур имеются экспериментальные данные по туннелированию электронов [7], аналогичные структуры анализировались в экспериментах [11]. Анализ параметров показывает, что наблюдение особенностей СО взаимодействия требует повышения уровня легирования КЯ примерно на порядок. Однако, для аналогичных структур p -типа, рассмотренных в §2.4.2, параметры туннельного эксперимента [8] очень близки к требуемым. Кроме того, из-за кубической зависимости параметра Рашбы от волнового вектора и его резкой зависимости от толщины КЯ, небольшое изменение параметров ведет к значительному изменению энергии СО взаимодействия.

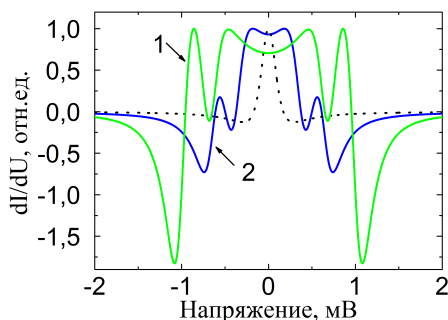


Рис. 3: Рассчитанная туннельная проводимость для случая тяжёлых дырок при увеличении концентрации до $p = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (1) или увеличении ширины КЯ до $a = 20 \text{ нм}$ (2).

Расчет туннельной ВАХ воспроизводит экспериментальные данные и слабые осцилляции вблизи резонансного пика, являющиеся следствием СО взаимодействия. Расчет также показывает, что увеличение концентрации дырок p в два раза или увеличение толщины КЯ на 30% по сравнению с параметрами структур в эксперименте приводит к чётко различимой интерференционной картине (Рис. 3).

Как показано в §2.4.3, СО особенности туннельного транспорта чрезвычайно чувствительны к величинам параметров Рашбы и Дрессельхауза и их отношению. Это позволяет создать новый метод определения этих параметров с точностью, превосходящей точность других экспериментальных методик. В частности, такой метод позволит экспери-

ментально определить параметр Дрессельхауза для двумерных дырок, величина которого до настоящего времени надежно не установлена.

В §2.4.4 рассмотрены исследованные недавно гетероструктуры на основе SiGe p -типа со СО взаимодействием Рашбы [12, 13]. Как предсказывает расчет, для таких структур эксперимент по двумерному туннелированию приведет в хорошо разрешимой интерференционной картине в туннельной ВАХ.

В **главе 3** “Резонансно-туннельная гибридизация и оптические свойства гетероструктур с магнитными примесями” предложен новый механизм возникновения спиновой и оптической поляризации при резонансно-туннельной гибридизации свободных носителей в двумерном проводящем канале с локализованным состоянием на магнитной примеси. Мотивацией для разработки теоретического описания явления послужил ряд экспериментов [14, 15] по измерению оптических свойств гетероструктур, содержащих КЯ на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и широкозонные барьеры GaAs. На расстоянии 3 – 10 нм от КЯ расположен слой магнитной примеси (Mn). В таких структурах была обнаружена значительная циркулярная поляризация фотolumинесценции (ФЛ) из КЯ в магнитном поле, обусловленная слоем Mn, причем на подвижность носителей в плоскости КЯ слой примеси влияния не оказывает.

В §3.1 представлена теория, описывающая гибридизацию волновой функции локализованного состояния электрона или дырки на примесном центре с континуумом двумерных делокализованных состояний в КЯ. Считается, что носители заполняют одну подзону размерного квантования, в случае дырок заполненной считается только подзона тяжёлых дырок. Волновая функция связанного состояния электрона на доноре выбирается сферически симметричной s -типа. В случае акцептора связанное состояние вычисляется с учётом сложной структуры валентной зоны. Гибридизация рассчитывается с помощью модели Фано-Андерсона, гамильтониан системы записан в виде:

$$H = \varepsilon_0 a^+ a + \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^+ c_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} (t_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^+ a + t_{\mathbf{k}}^* a^+ c_{\mathbf{k}}), \quad (6)$$

где a^+ , a – операторы рождения и уничтожения для связанного состо-

яния с энергией ε_0 , $c_{\mathbf{k}}^+$, $c_{\mathbf{k}}^-$ – для состояний сплошного спектра в КЯ с энергиями $\varepsilon_{\mathbf{k}}$, $t_{\mathbf{k}}$ – туннельный параметр, характеризующий туннелирование между КЯ и связанным состоянием, \mathbf{k} – волновой вектор в плоскости КЯ. Для гамильтониана (6) найдены собственные функции для случая резонансной гибридизации, когда энергия связанного состояния лежит в диапазоне заполненных состояний в КЯ.

В §3.2 рассмотрено влияние резонансной гибридизации на излучательную электрон-дырочную рекомбинацию в КЯ. Предполагается, что один тип носителей подвержен резонансной гибридизации с локализованным состоянием. Проведено вычисление матричного элемента, соответствующего прямым оптическим переходам с сохранением импульса в плоскости КЯ. Показано, что интенсивность ФЛ имеет минимум вблизи энергии локализованного состояния. Этот эффект является новой разновидностью резонанса Фано, в отличие от классического резонанса Фано в рассмотренном в диссертации случае прямых оптических переходов матричный элемент имеет сильную зависимость от разности импульсов начального и конечного состояний.

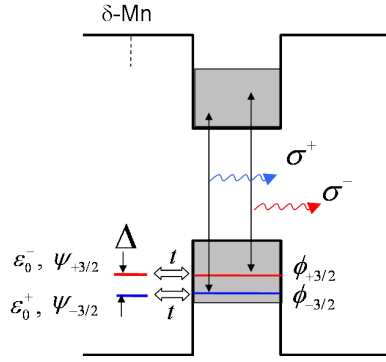


Рис. 4: Механизм циркулярной поляризации ФЛ из КЯ за счёт спинового расщепления примесных состояний дырок в КЯ по проекции углового момента в магнитном поле считается малым, в отличие от спинового расщепления локализованного состо-

В §3.3 описан механизм возникновения оптической поляризации ФЛ из КЯ вследствие гибридизации локализованного состояния, расщеплённого по спину, с континуумом двумерных состояний в КЯ. Механизм возникновения поляризации проиллюстрирован на Рис. 4. Рассмотрена гибридизация связанного состояния дырки на акцепторе с континуумом двумерных состояний

яния Δ . Эта ситуация характерна для гетероструктур с КЯ на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и пространственно отделённого от неё слоя Mn [15, 14]. Расщепление связанного состояния по спину возникает вследствие обменного взаимодействия дырки с ионом Mn, имеющим спин $5/2$. Расчет спектра ФЛ из КЯ с учетом гибридизации демонстрирует особенности ('провалы') вблизи энергии связанного состояния. Полагается, что связанное состояние с заданной проекцией спина гибридизуется с соответствующей спиновой подсистемой КЯ. Таким образом, при $\Delta \neq 0$ положение особенностей на шкале энергий оказывается неодинаковым для гибридизации со связанными состояниями с разной проекцией спина, что приводит к циркулярной поляризации излучения из КЯ.

В §3.4 проанализировано влияние функций распределения электронов и дырок на степень поляризации ФЛ. Само по себе различное положение резонансных особенностей в спектре ФЛ не обязательно приводит к возникновению интегральной циркулярной поляризации.

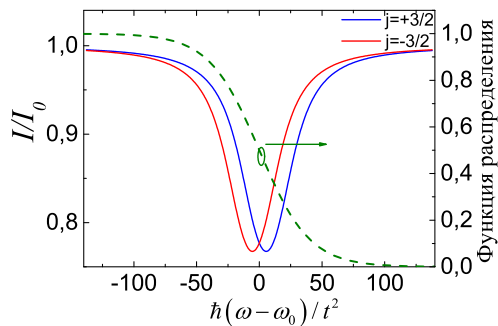


Рис. 5: Изменение скорости излучательной рекомбинации тяжёлых дырок с проекциями углового момента $j = \pm 3/2$ Штриховая линия - функция распределения носителей.

Для этого требуется существенное изменение функции распределения носителей на соответствующем энергетическом интервале. Максимальная интегральная поляризация возникает в случае, когда произведение функций распределения электронов и дырок в КЯ имеет резкую зависимость от энергии вблизи энергии связанного состояния, как показано на Рис. 5.

В диссертации приведены результаты расчетов зависимости степени циркулярной поляризации от спинового расщепления связанного состояния Δ , температуры и уровней химического потенциала электронов и дырок.

В §3.5 обсуждается зависимость степени циркулярной поляризации

ФЛ от расстояния между слоем примеси и КЯ. Слабое перекрытие хвостов волновых функций, очевидно, должно приводить к экспоненциальной зависимости. Однако, эта зависимость оказывается ослаблена из-за электростатического эффекта. В термодинамическом равновесии имеется общий химический потенциал, определяющий концентрацию дырок в КЯ и равную ей концентрацию ионизованных акцепторов Мп. При этом возникает электростатическое поле между положительно заряженным слоем дырок в КЯ и отрицательно заряженным слоем ионизованной примеси, в результате химический потенциал зависит от расстояния между слоем Мп и КЯ. Поскольку степень циркулярной поляризации зависит от уровня Ферми дырок, это приводит к ослаблению экспоненциальной зависимости поляризации от расстояния.

Результаты теоретических расчетов спектров ФЛ и степени циркулярной поляризации приведены в §3.6. Для гетероструктур, исследованных экспериментально, степень циркулярной поляризации ФЛ составляет 10-15 %, это согласуется с теоретическими оценками в рамках предложенного механизма. Для резонансной туннельной гибридизации электронов со связанным состоянием донорного типа теоретически предсказываемая степень циркулярной поляризации может быть заметно выше, около 40-50 %. Обсуждается применимость развитой теории к оптическим экспериментам, вопрос о знаке циркулярной поляризации.

В **Главе 4** “Спин-зависимая туннельная рекомбинация в гетероструктурах” рассматривается кинетика неравновесного спина, связанная с резонансным туннелированием в полупроводниковых гетероструктурах. Рассматриваемое физическое явление заключается в возникновении спиновой поляризации электронов или дырок в КЯ из-за разных скоростей ухода носителей с противоположными проекциями спина через канал туннельной безызлучательной рекомбинации. Эта поляризация легко детектируется оптическими методами, например при излучательной рекомбинации носителей в КЯ. Характерные времена ухода могут быть очень малыми, в том числе значительно меньше времени излучательной рекомбинации, поэтому кинетика наблюдаемых оптических свойств будет сверхбыстрой, т.е. с характерным временем

меньшим, чем время излучательной рекомбинации. В диссертации изложена теория, описывающая спин-зависимую туннельную рекомбинацию и проведено сравнение с экспериментом.

В §4.1 приводится постановка задачи. Система представляет собой КЯ и примесный уровень, отделенный от нее потенциальным барьером.

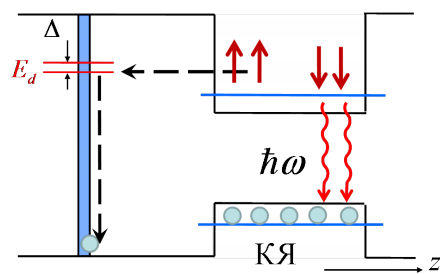


Рис. 6: Схема спин-зависимой туннельной рекомбинации.

Рассматривается полупроводниковая гетероструктура, содержащая КЯ и слой легирующей примеси донорного типа, отстоящий на расстояние, допускающее туннелирование. Схематически рассматриваемая система изображена на Рис. 6. Пусть в начальный момент времени КЯ заполнена электронами, неполяризованными по спину. Электроны могут туннелировать на донорный уровень, причем скорость такого процесса зависит от спина электрона. Такая ситуация возникает если донорный уровень расщеплен по спину, например, вследствие обменного взаимодействия. Обменное расщепление оказывается значительным если легирующий слой сформирован магнитными примесями, так легирование GaAs слоем Mn с эффективной толщиной 0.2-0.3 монослоя приводит к ферромагнетизму и эффективному обменному магнитному полю [15]. Уход электронов из КЯ через такой спин-зависимый безызлучательный канал приводит к спиновой поляризации в КЯ и циркулярной поляризации фотолюминесценции.

В §4.2 изложена теория, описывающая туннельную спин-зависимую рекомбинацию. Рассмотрены два случая.

В первом случае в КЯ имеются электроны с энергией, соответствующей энергии примесного уровня. Для выполнения этого условия донорный уровень должен лежать достаточно глубоко, вблизи положения первого уровня размерного квантования электронов в КЯ (Рис.6). В этом случае возможно резонансное туннелирование электронов из КЯ

на донорное состояние. Последующая безызлучательная рекомбинация происходит некогерентно по отношению к процессу туннелирования и, тем самым, имеется два независимых процесса: резонансное туннелирование на донорный уровень, безызлучательная рекомбинация с дыркой валентной зоны. Общий темп ухода электронов из КЯ по этому каналу определяется самым длинным временем. Предполагается, что время безызлучательной рекомбинации короче времени туннелирования, так что динамическое влияние заселённости донорных уровней на скорость ухода незначительно. Такая ситуация характерна для экспериментов, рассматриваемых в данной главе. В рамках метода туннельного гамильтониана [6] полный гамильтониан системы записывается в виде:

$$H = \sum_s \varepsilon_s a_s^\dagger a_s + \sum_{k,s} \varepsilon_k b_{ks}^\dagger b_{ks} + \sum_{k,s} T a_s^\dagger b_{k,s} + h.c., \quad (7)$$

где a_s^+ , a_s – операторы рождения и уничтожения для состояния электрона с проекцией спина s на ось z на донорном подуровне с энергией ε_s , b_s^+ , b_s – операторы рождения и уничтожения для состояния электрона в КЯ, $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m$, k – величина волнового вектора в плоскости, m – эффективная масса, T – туннельный параметр. В рамках резонансной схемы генерация спина в КЯ происходит в меру разной заселенности энергетических уровней, соответствующих спин-расщепленным донорным подуровням. Даже при одинаковой начальной концентрации электронов с разными спинами имеется спиновый туннельный ток из КЯ в примесный слой, определяемый как разность зарядовых токов с противоположными проекциями спина $j_{\pm 1/2}$:

$$j_{+1/2} - j_{-1/2} = -AenT^2 \sinh\left(\frac{\Delta}{2k_B T_e}\right), \quad (8)$$

здесь n – двумерная концентрация электронов в КЯ, A – функция параметров системы, не зависящая от спинового расщепления, T_e – электронная температура в КЯ, k_B – постоянная Больцмана. Спиновый ток приводит к накоплению спиновой поляризации в КЯ. Согласно (8), в случае положительного обменного поля ($\Delta > 0$) туннелирование электронов с $s = +1/2$ происходит более интенсивно и приводит к накоплению отрицательной проекции спина в КЯ.

Во втором случае связанное состояние на примеси не является резонансным, его энергия лежит выше заполненных состояний в КЯ. Тогда непосредственное туннелирование носителей из КЯ на примесное состояние запрещено законом сохранения энергии. В этом случае донорное состояние может играть роль промежуточного состояния в двухэтапном процессе безызлучательной рекомбинации электрона из КЯ с дыркой в магнитном слое. В отличие от резонансной схемы, спиновый ток не связан с различной заселенностью уровней в КЯ, находящихся в резонансе со спиновым подуровнями на доноре, различный темп рекомбинации для противоположных проекций спина возникает из-за различия в энергии промежуточного состояния. При $\Delta \ll E_d$ выражение для туннельного спинового тока принимает вид:

$$j_{+1/2} - j_{-1/2} = CenT^2 \frac{\Delta}{\tau_d E_d}, \quad (9)$$

где τ_d – время жизни электрона на доноре, C – константа, зависящая от массы частиц и структуры примесного состояния. В положительном эффективном обменном магнитном поле в КЯ накапливается отрицательная спиновая поляризация, как и в резонансном случае.

В §4.3 развитая теория спин-зависимой туннельной рекомбинации применена для описания результатов экспериментов по ФЛ с временным разрешением в структурах с КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и легирующим слоем Mn, отстоящим от КЯ на 3-5 нм [16, 17]. Особенности этих экспериментов является малое (по сравнению с временем излучательной рекомбинации $\tau_{rad} \sim 1$ нс) время гашения интенсивности ФЛ из КЯ, линейный от времени рост циркулярной поляризации в магнитном поле, резкая зависимость поляризации от толщины барьера (спейсера). Эти явления получили качественное и количественное описание в рамках развитой теории. Кинетика электронов определяется уходом по безызлучательному каналу и излучательной рекомбинацией:

$$\frac{dn_s}{dt} = -j_s/e - \frac{n_s}{\tau_{rad}}, \quad (10)$$

где n_s – двумерная концентрация электронов в КЯ с проекцией спина s .

Концентрация электронов в КЯ спадает экспоненциально со временем:

$$n_s = \frac{n_0}{2} e^{-\Gamma_s t}, \quad \Gamma_s = \frac{j_s}{en_s} + \frac{1}{\tau_{rad}}, \quad (11)$$

где n_0 – полная начальная концентрация электронов после импульса накачки, временная зависимость спиновой поляризации в КЯ определяется выражением:

$$\rho_s(t) = \tanh\left(\frac{j_{+1/2} - j_{-1/2}}{2en_s} t\right) \quad (12)$$

и переходит в линейную зависимость на малых временах. На Рис.7 а,б

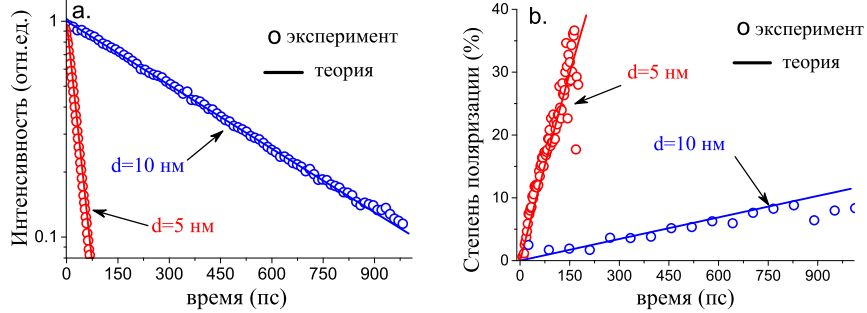


Рис. 7: Временная зависимость интенсивности (а) и поляризации (б) ФЛ.

представлена кинетика ФЛ после прохождения неполяризованного импульса накачки для структур с различной толщиной спейсера ($d = 5, 10$ нм) (экспериментальные данные - точки, теоретический расчет - линии). Наилучшее согласие с экспериментом достигнуто при значениях $\Delta = 2.5$ мэВ, $\tau_d = 0.5$ пс, $E_d = 47$ мэВ, т.е. имеет место нерезонансный случай, донорный уровень лежит на границе зоны проводимости (глубина КЯ для электронов в исследуемых образцах $W_e \approx 45$ мэВ). Такое положение донорного уровня соответствует ионам Mn в междоузельной конфигурации [14, 18], известно также, что эти центры обеспечивают быструю безызлучательную рекомбинацию с характерным временем ~ 1 пс [19], что хорошо согласуется с расчетом [A14].

В **Главе 5** “Резонансное косвенное обменное взаимодействие в полупроводниковых гетероструктурах” описано новое физическое явление -

усиление косвенного обменного взаимодействия при резонансной туннельной гибридизации. Теоретически исследуется косвенное обменное взаимодействие между магнитными ионами через пространственно отделенный проводящий канал.

§5.1 содержит введение и постановку задачи. Стандартным описанием косвенного обменного взаимодействия через делокализованные носители заряда является теория Рудермана-Киттеля-Касуя-Йосиды (РККИ), предсказывающая осциллирующий характер взаимодействия в зависимости от расстояния между магнитными ионами [20]. Теория РККИ основывается на теории возмущений и применима в случае слабого обменного взаимодействия, в случае сильного обмена между магнитными ионами и делокализованными носителями косвенное обменное взаимодействие подавляется из-за эффекта Кондо [21]. Существует, однако, практически важный случай, когда обменные поправки к энергии электронного газа малы, но при этом изменение волновой функции под действием возмущения не является малым из-за резонансной туннельной связи электронного газа с магнитными ионами. Примерами таких систем являются слой парамагнитных ионов, расположенный на небольшом расстоянии от КЯ в полупроводниковой гетероструктуре, а также графен с магнитными адатомами. Локализуемый потенциал парамагнитного иона создаёт связанное состояние, при этом возможно резонансное туннелирование между связанным состоянием и сплошным спектром носителей в КЯ. Теория РККИ в этом случае оказывается неприменимой из-за резонансной туннельной гибридизации волновых функций связанного состояния с континуумом и их значительного изменения при учете обменного взаимодействия электрона из КЯ и магнитного иона. В диссертации развит подход, не использующий теорию возмущений РККИ и позволяющий рассчитывать величину косвенного обменного взаимодействия в том числе и в резонансном случае. Как и в теории РККИ, предполагается режим слабой обменной связи, когда спины ионов можно рассматривать как классические магнитные моменты. Подход основан на вычислении фаз резонансного рассеяния на потенциале двух магнитных ионов. Эффективный рассеивающий потен-

циал, возникающий вследствие обменного взаимодействия свободного электрона с магнитными примесями, зависит от конфигурации спинов магнитных ионов, поэтому фаза рассеяния также зависит от конфигурации спинов ионов. При рассмотрении системы в конечном объеме фаза рассеяния связана с положением уровней энергии дискретного спектра и полной энергией системы заданного числа частиц. Разность энергий системы для различных спиновых конфигураций ионов интерпретируется как энергия косвенного обменного взаимодействия. Метод фаз рассеяния позволяет точно вычислить разность энергий для параллельной и антипараллельной конфигураций спинов ионов как в случае резонансного, так и нерезонансного рассеяния.

В §5.2 методом фаз рассеяния решается стандартная задача о косвенном обменном взаимодействии двух магнитных центров через свободные носители. Энергия косвенного обмена определяется как $\Delta E = E_{\uparrow\uparrow} - E_{\uparrow\downarrow}$, где $E_{\uparrow\uparrow}, E_{\uparrow\downarrow}$ – энергии системы с сонаправленными и противоположно направленными спинами ионов. Полный гамильтониан, описывающий состояние свободного носителя заряда включает в себя кинетический член \hat{H}_0 , описывающий свободное движение частицы и эффективный гамильтониан обменного взаимодействия:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + J\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_1)\hat{\mathbf{S}}\mathbf{I}_1 + J\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_2)\hat{\mathbf{S}}\mathbf{I}_2, \quad (13)$$

где $\hat{\mathbf{S}}$ – оператор спина свободного носителя заряда, $\mathbf{I}_{1,2}$ – спины магнитных ионов, J – обменная константа, $\mathbf{R}_{1,2}$ – расстояние между магнитными ионами, \mathbf{r} – радиус-вектор. Метод расчёта заключается в нахождении дискретного спектра гамильтониана (13) в конечной области размера L . Полная энергия системы находится суммированием по заполненным состояниям, а разность энергий для параллельной и антипараллельной конфигураций спинов ионов $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_2$ в термодинамическом пределе $L \rightarrow \infty$ интерпретируется как энергия косвенного обмена.

В §5.2.1 и §5.2.2 получены аналитические выражения для энергии косвенного обменного взаимодействия через свободные носители для одномерного и двумерного случаев, соответственно. Результаты расчетов совпадают с теорией РККИ в области применимости теории возмущений. Параметром малости возмущения является отношение обменной

энергии к энергии Ферми: $\lambda = JIsm/\hbar^2k_F$, где m – масса свободного носителя, $k_F = \sqrt{2mE_F}/\hbar$, E_F – энергия Ферми, I – спин иона, s – спин электрона. Показано, что хорошее согласие с теорией РККИ сохраняется и в области, где использование теории возмущений не вполне корректно, практически вплоть до $\lambda \sim 1$. Интересной особенностью одномерного случая является существенная роль связанных состояний, возникающих в локализирующем потенциале гамильтониана (13). В двумерном случае дельта-функциональный потенциал (13) не образует связанных состояний, поэтому их учет не требуется.

В §5.3 развита теория резонансного косвенного обменного взаимодействия магнитных ионов, туннельно связанных с пространственно отделённым проводящим каналом.

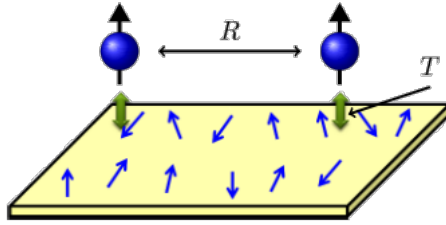


Рис. 8: Косвенный обмен через отделённый проводящий канал.

Предполагается, что магнитные ионы расположены друг от друга на достаточно большом расстоянии R , так что их волновые функции не перекрываются. Оба магнитных иона отделены от проводящего канала потенциальным барьером, допускающим туннелирование (T) электронов из канала на

магнитные ионы (Рис. 8). Гамильтониан системы записывается в виде:

$$\begin{aligned}
\hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}_T + \hat{H}_J, \\
\hat{H}_0 &= \varepsilon_0 \hat{f}_1^+ \hat{f}_1 + \varepsilon_0 \hat{f}_2^+ \hat{f}_2 + \sum_n \varepsilon_n \hat{c}_n^+ \hat{c}_n, \\
\hat{H}_T &= \sum_n \left(t_{1n} \hat{f}_1^+ \hat{c}_n + t_{2n} \hat{f}_2^+ \hat{c}_n + h.c. \right), \\
\hat{H}_J &= JA \left(I_1 s \hat{f}_1^+ \hat{f}_1 + I_2 s \hat{f}_2^+ \hat{f}_2 \right), \tag{14}
\end{aligned}$$

где \hat{H}_0 – гамильтониан системы в отсутствие туннелирования и спин-спинового взаимодействия, \hat{H}_T – туннельный член, \hat{H}_J описывает обменное взаимодействие на магнитном ионе (13), $\hat{f}_{1,2}^+, \hat{f}_{1,2}$ – операторы

рождения и уничтожения для локализованных состояний на магнитных ионах 1, 2, характеризуемых энергией ε_0 , I_1, I_2 - спины магнитных ионов, s - проекция спина электрона, c_n^+, c_n - операторы рождения и уничтожения для делокализованных состояний в проводящем канале, характеризуемых квантовыми числами n и энергией ε_n , J - обменная константа, A - квадрат амплитуды волновой функции связанного состояния электрона на магнитном ионе.

В §5.3.1 рассмотрен случай двумерного канала. Расчет энергии косвенного обмена проводится методом фаз рассеяния, при этом удобно выбрать цилиндрическую систему координат. Собственными функциями электронов в двумерном канале являются цилиндрические волны, а огибающая волновой функции связанного состояния на магнитном ионе полагается сферически симметричной. В результате туннелирования возникает гибридизация двумерных состояний в канале и связанных состояний на магнитных ионах. Эта гибридизация может быть описана в терминах рассеяния цилиндрических волн на потенциале $\hat{H}_T + \hat{H}_J$ (14). В случае, когда энергетический уровень связанного состояния попадает в диапазон заполненных состояний в двумерном канале, рассеяние является резонансным. Изменение фазы цилиндрической волны при рассеянии приводит к изменению дискретного энергетического спектра в нормировочном цилиндре радиуса $L \rightarrow \infty$. В результате анализа разности фаз рассеяния для параллельной и антипараллельной спиновой конфигурации ионов получено следующее аналитическое выражение для энергии косвенного обмена [A10]:

$$E_{ex} = \frac{1}{\pi} \int_0^{E_F} \arctan \left[\frac{8\pi^2 T^2 j^2 J_0(kR) Y_0(kR)}{((\varepsilon - \varepsilon_0)^2 - j^2)^2} \right] d\varepsilon, \quad (15)$$

где T - туннельный параметр, $j = |JAs|$, J_0, Y_0 - функции Бесселя и Неймана нулевого порядка. Это выражение является более общим, чем результат теории РККИ и переходит в него в нерезонансном случае.

Примеры расчетов для резонансного и нерезонансного случаев приведены на Рис. 9. В расчете энергетический параметр, характеризующий обменное взаимодействие на магнитном ионе $j = 0.1E_F$, где E_F -

энергия Ферми носителей в канале, туннельный параметр $T = 0.01E_F$, энергия отсчитывается от уровня размерного квантования в канале.

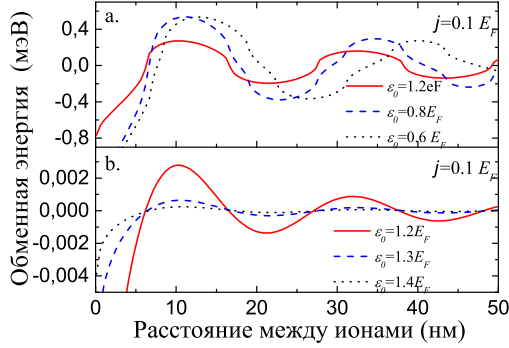


Рис. 9: Энергия косвенного обмена в резонансном (а) и нерезонансном (б) случаях.

в резонансном случае (приближение теории РККИ) - волновым числом k_F , соответствующем энергии Ферми.

В §5.3.2 рассмотрен случай одномерного канала. При его анализе использован другой способ вычисления обменной энергии, основанный на прямой диагонализации гамильтониана (14) для системы конечного размера. Как и в стандартной задаче о косвенном обмене, рассмотренной в §5.2.1, спецификой одномерного случая является существенная роль локализованных состояний в обменном дельта-потенциале. Общий результат для обменной энергии в нерезонансном пределе отличается от теории РККИ, поскольку метод расчета не учитывает эти состояния. Однако, в резонансном случае такие состояния не играют роли, т.к. энергия косвенного обмена в основном формируется только состояниями в канале вблизи резонансной энергии, в то время как в нерезонансном случае - всем спектром свободных носителей [A11].

В §5.4 теория резонансного косвенного обмена применена для анализа экспериментов по исследованию ферромагнитных свойств гетероструктуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, содержащей квантовую яму и пространственно отделённый от нее слой магнитной примеси (Mn). Mn в InGaAs в

Согласно результатам расчета в резонансном случае $0 < \varepsilon_0 < E_F$ энергия косвенного обмена оказывается на несколько порядков выше, чем в нерезонансном случае $\varepsilon_0 > E_F$. Кроме того, период осцилляций в резонансном случае определяется волновым числом k_0 , соответствующем энергии связанного состояния ε_0 , в то время как в нерезонансном случае

положении примеси замещения является акцептором с энергией активации около 100 мэВ и обеспечивает легирование р-типа. В таких системах КЯ заполнена дырками, формирующими двумерный проводящий канал. Концентрация ионов марганца в рассматриваемой системе мала, так что прямого перекрытия волновых функций соседних ионов нет. Однако, из-за близости слоя марганца к КЯ возможно туннелирование дырок между КЯ и примесным слоем Mn и, следовательно, косвенное обменное взаимодействие между ионами Mn через дырки КЯ. Гетероструктуры с КЯ на основе InGaAs и слоем Mn проявляют ферромагнитные свойства, причем наблюдается немонотонная зависимость температуры Кюри от глубины КЯ [22]. В отсутствие КЯ в легирующем слое Mn тоже возникает ферромагнитное взаимодействие, характерное для объемного разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As, но значительно более слабое, чем в структурах с КЯ. В диссертации показано, что немонотонная зависимость температуры Кюри от глубины КЯ объясняется вкладом в ферромагнетизм слоя Mn косвенного обмена через свободные двумерные дырки в КЯ. Кроме этого, имеется и вклад, обусловленный обменом через слаболокализованные дырки в самом примесном слое [A13].

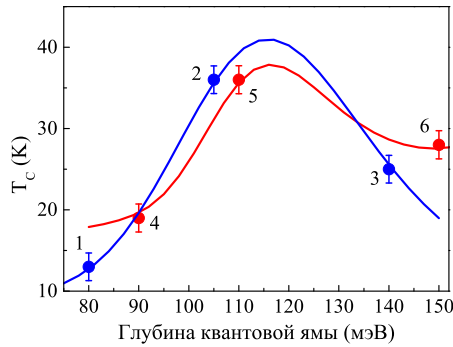


Рис. 10: Зависимость температуры Кюри от глубины КЯ, эксперимент (точки) и теория (линии).

На Рис. 10 приведено сравнение теоретического расчета с экспериментом для двух групп образцов (1-3,4-6), отличающихся степенью легирования Mn. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом, при этом использовано три подгоночных параметра - произведение туннельного параметра на обменную константу jT , среднее значение ε_0 и дисперсия σ_ε нормального распределения энергии связанного состояния на

Мп. Во всех случаях эти параметры лежат вблизи $\sqrt{jT} \approx 3 - 4$ мэВ, $\varepsilon_0 \approx 100$ мэВ, $\sigma_\varepsilon \approx 10$ мэВ, в каждой из двух групп образцов подгоночные параметры одни и те же для каждого образца.

В **Главе 6** “Резонансное косвенное обменное взаимодействие в структурах на основе графена” теория резонансного косвенного обмена применена для углеродных нанотрубок и графена с нанесенными на поверхность магнитными адатомами. Концентрация адатомов такова, что прямого обменного взаимодействия между ними нет. Однако, адатомы связаны с электронами в графене, которые могут обеспечивать косвенное обменное взаимодействие между адатомами.

§6.1 содержит введение и краткий обзор литературы о магнетизме и, в особенности, косвенном обменном взаимодействии в графене.

В §6.2 изложена общая теория резонансного косвенного обмена в системах на основе графена. Постановка задачи схематически проиллюстрирована на Рис. 11. Два магнитных адатома $i = 1, 2$ нанесены на поверхность углеродной нанотрубки или графена, расстояние R между адатомами значительно больше постоянной решетки.

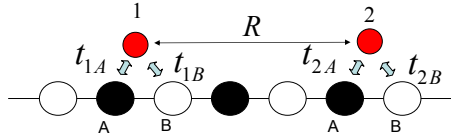


Рис. 11: Косвенное обменное взаимодействие в структурах на основе графена.

Хвосты волновых функции связанных состояний электронов на адатомах проникают в графен, при этом каждый адатом в общем случае связан с двумя неэквивалентными подрешетками графена А, В. Эта связь описывается туннельными параметрами t_{iA}, t_{iB} . Слагаемые туннельного гамильтониана (14) в данном случае имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= \varepsilon_1 \hat{f}_1^+ \hat{f}_1 + \varepsilon_2 \hat{f}_2^+ \hat{f}_2 + v_F \sum_{\mathbf{p}, K} (|\mathbf{p}| \hat{c}_{\mathbf{p}K}^+ \hat{c}_{\mathbf{p}K} - |\mathbf{p}| \hat{d}_{\mathbf{p}K}^+ \hat{d}_{\mathbf{p}K}), \\ \hat{H}_T &= t_{1A} \hat{a}_{R_1}^+ \hat{f}_1 + t_{1B} \hat{b}_{R_1}^+ \hat{f}_1 + t_{2A} \hat{a}_{R_2}^+ \hat{f}_2 + t_{2B} \hat{b}_{R_2}^+ \hat{f}_2 + h.c., \\ \hat{H}_J &= j_1 \hat{f}_1^+ \hat{f}_1 + j_2 \hat{f}_2^+ \hat{f}_2, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\varepsilon_{1,2}$ – энергии связанных состояний на адатомах, $\hat{f}_{1,2}^+, \hat{f}_{1,2}$ – опе-

раторы рождения и уничтожения связанных состояний на адатомах, $\hat{c}_{\mathbf{p}K}^+, \hat{d}_{\mathbf{p}K}^+, \hat{c}_{\mathbf{p}K}, \hat{d}_{\mathbf{p}K}$ – операторы рождения и уничтожения электронов (с) и дырок (d) с дискретным импульсом \mathbf{p} , индекс K нумерует долины, v_F – скорость Ферми в графене, $j_{1,2} = JsI_{1,2}|\varphi(0)|^2$, где J – обменная константа, s , $I_{1,2}$ – проекции спина электрона и адатомов, соответственно, $\varphi(0)$ – амплитуда волновой функции связанного состояния на адатоме. Туннельная связь i -го адатома с графеном описывается двумя комплексными параметрами t_{iA}, t_{iB} , $i = 1, 2$, характеризующими связь с подрешеткой А и подрешеткой В. Туннельная часть гамильтониана (16) записана в координатном представлении и содержит операторы рождения и уничтожения состояний на узлах А и В подрешетки графена $\hat{a}_{R_i}^+, \hat{a}_{R_i}, \hat{b}_{R_i}^+, \hat{b}_{R_i}$. Используя гамильтониан графена в методе сильной связи [23], эти операторы можно преобразовать к импульсному представлению. После этого (16) удастся диагонализировать аналитически как в одномерном (углеродные нанотрубки), так и в двумерном (графен) случае.

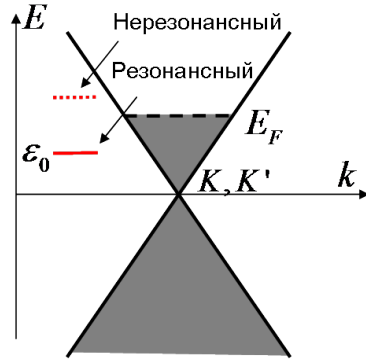


Рис. 12: Положение уровня связанного состояния относительно спектра графена, резонансный и нерезонансный случаи.

Решение задачи состоит в нахождении спектра гамильтониана (16) и вычисления разности энергий многоэлектронной системы для параллельной и антипараллельной конфигураций спинов адатомов. Полученные таким образом аналитические выражения для энергии косвенного обмена охватывают как резонансный, так и нерезонансный случаи. Оба случая схематически изображены на Рис. 12. В нерезонансном случае локализованный уровень лежит выше уровня Ферми графена (или нанотрубки) E_F , в резонансном случае – ниже.

§6.3 посвящен резонансному косвенному обмену в углеродных нанотрубках. Рассматривается одна подзона размерного квантования, энер-

гетический спектр имеет две долины с линейным законом дисперсии. В нерезонансном случае выражение для энергии косвенного обмена совпадает с результатами теории РККИ [24]. В резонансном случае эффективная гибридизация приводит к значительному усилению косвенного обменного взаимодействия, при этом основной вклад вносят носители из области спектра вблизи энергии связанного состояния [A12].

В §6.4 рассмотрен резонансный косвенный обмен в листе графена. §6.4.1 содержит краткое введение. В §6.4.2 изложена методика расчета, включающая диагонализацию гамильтониана (16) и усреднение осцилляций с периодом атомного масштаба в обменной энергии.

Результаты приведены в §6.4.3. Приведено аналитическое выражение для энергии косвенного обмена. Как и для углеродных нанотрубок, теория предсказывает значительное усиление косвенного обмена в резонансном случае. При этом, для легированного графена период осцилляций обменной энергии от расстояния между адатомами определяется резонансной энергией ϵ_0 , а не энергией Ферми как в теории РККИ.

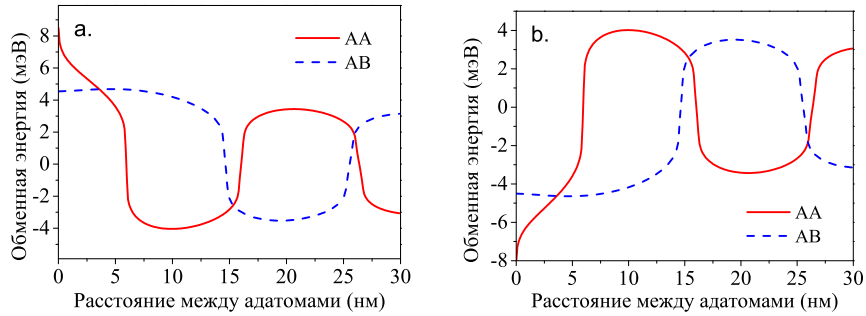


Рис. 13: Зависимость энергии резонансного косвенного обменного взаимодействия от расстояния между магнитными адатомами. Антиферромагнитный (a) и ферромагнитный (b) случаи.

Однако, наиболее интересным результатом является то, что в случае резонансного косвенного обмена в графене характер магнитного взаимодействия (антиферромагнитное или ферромагнитное) зависит только от энергии локализованного состояния на адатоме, но не зависит от

расположения адатомов на поверхности графена. Этот результат кардинально отличается от результатов расчетов по теории РККИ, в которых характер взаимодействия зависит от расположения магнитных центров относительно подрешеток графена А и В (конфигурации АА или АВ), а при случайном расположении адатомов на поверхности в среднем магнитного взаимодействия нет. В случае резонансного косвенного обмена основной вклад вносят электроны или дырки из узкой полосы спектра вблизи энергии связанного состояния на адатоме, при этом как для АА, так и для АВ конфигураций на малых расстояниях взаимодействие оказывается одного знака. На Рис. 13 приведены результаты расчетов резонансного косвенного обмена в графене, обменный параметр $j = |j_{1,2}| = 1$ мэВ, для конфигурации АА туннельные параметры выбраны: $t_{1A} = t_{2A} = 1$ эВ, $t_{1B} = t_{2B} = 0$. Для конфигурации АВ $t_{1A} = t_{2B} = 1$ эВ, $t_{1B} = t_{2A} = 0$. На Рис. 13 а,б приведены два случая различного положения энергии связанного состояния по отношению к дираковской точке: (а) $\varepsilon_0 = -100$ мэВ, $E_F = 0$, (б) $\varepsilon_0 = 100$ мэВ, $E_F = 110$ мэВ. В случае (а) взаимодействие имеет антиферромагнитный характер на малых расстояниях как для АА, так и для АВ конфигураций, в случае (б) – ферромагнитный. Таким образом, даже для случайного расположения адатомов одного типа имеется определенное магнитное взаимодействие.

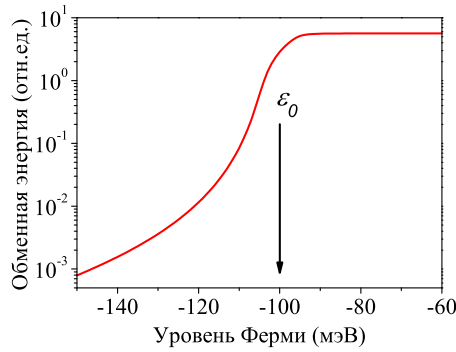


Рис. 14: Зависимость энергии косвенного обмена от положения уровня Ферми.

В §6.4.4 предложен новый принцип модуляции магнитных свойств графена с магнитными адатомами. Условие резонанса зависит от положения уровня Ферми относительно энергии локализованного состояния на адатоме. Поэтому изменение уровня Ферми, например, электрическим полем затвора должно приводить к значительной модуляции взаимодей-

ствия. Пример такой модуляции приведен на Рис. 14. Расстояние между адатомами (конфигурация AA) выбрано $R = 2$ нм, а энергия связанного состояния $\varepsilon_0 = -100$ мэВ. Как видно из Рис. 14, в этом случае энергия косвенного обмена меняется на несколько порядков при изменении положения уровня Ферми на ~ 100 мэВ. Это открывает возможности для управления магнитными свойствами графена для практических применений.

В **Заключении** обобщены основные результаты работы:

1. Построена теория туннелирования между двумерными проводящими слоями со спин-орбитальным взаимодействием. Вычислены туннельные вольт-амперные характеристики для туннелирования электронов и туннелирования дырок с учетом спин-орбитального взаимодействия Рашбы и Дрессельхауза. Установлены критерии проявления спин-орбитального взаимодействия в резонансном туннелировании между двумерными слоями. Предсказано, что эффект будет ярко выражен при туннелировании дырок в гетероструктурах на основе GaAs и SiGe. Показано, что спин-орбитальные особенности туннельного транспорта чрезвычайно чувствительны к величинам параметров Рашбы и Дрессельхауза и их отношению. Это позволяет создать новый метод экспериментального определения этих параметров взаимодействия с высокой точностью.

2. Разработана теория резонансной туннельной гибридизации примесного состояния с континуумом двумерных делокализованных состояний в квантовой яме в полупроводниковых гетероструктурах. Проанализировано влияние гибридизации на прямые оптические переходы в квантовой яме. Показано, что гибридизация приводит к провалу в спектральной плотности фотолюминесценции вблизи энергии примесного состояния. Благодаря этому явлению спиновое расщепление примесного состояния в магнитном или эффективном обменном поле приводит к циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы.

3. Описан механизм резонансно-туннельной спин-зависимой рекомбинации в полупроводниковых гетероструктурах. Показано, что спин-зависимое туннелирование из квантовой ямы на примесные уровни в

слое магнитных примесей приводит к накоплению спиновой поляризации в квантовой яме и циркулярной поляризации фотолюминесценции. Предложено теоретическое описание с учетом резонансной или нерезонансной туннельной связи квантовой ямы с примесным слоем и безызлучательной рекомбинации носителей в примесном слое. Расчеты качественно и количественно объясняют экспериментально наблюдаемые особенности фотолюминесценции в гетероструктурах на основе InGaAs с квантовой ямой с пространственно отделенным слоем Mn, в частности, сверхбыстрое гашение фотолюминесценции и линейный рост поляризации с характерным временем на несколько порядков меньше времени излучательной рекомбинации.

4. Предложена теория резонансного косвенного обменного взаимодействия в гетероструктурах. Теория описывает косвенное обменное взаимодействие магнитных ионов через проводящий канал, отделенный потенциальным барьером. Физический принцип взаимодействия аналогичен взаимодействию Рудермана-Киттеля-Касуя-Йосиды (РККИ), ключевое отличие предложенной теории заключается в учете резонансной гибридизации связанного состояния на примеси с проводящим каналом. Разработан теоретический подход, не использующий теорию РККИ и, поэтому, применимый для случая резонансной туннельной связи. Показано, что резонансный косвенный обмен приводит к усилению ферромагнитного взаимодействия. Теория объясняет немонотонную зависимость температуры Кюри от глубины квантовой ямы в гетероструктурах на основе InGaAs с пространственно отделенным слоем Mn.

5. Развита теория резонансного косвенного обмена в углеродных нанотрубках и графене с магнитными адатомами. Показано, что косвенное обменное взаимодействие между магнитными адатомами в структурах на основе графена значительно усиливается при попадании энергетического уровня локализованного состояния на адатоме в спектр заполненных состояний графена. Показано, что в случае резонансного косвенного обмена в графене характер магнитного взаимодействия (антиферромагнитное или ферромагнитное) на малых расстояниях зависит только от энергии локализованного состояния на адатоме, но не зависит

от расположения адатомов на поверхности графена. Таким образом, даже для случайного расположения адатомов имеется определенное магнитное взаимодействие.

6. Предложен новый принцип модуляции магнитных свойств графена с магнитным адатомами. Изменение уровня Ферми носителей электрическим полем затвора приводит к значительной модуляции косвенного обменного взаимодействия, что открывает возможности для управления магнитными свойствами этого материала.

Список публикаций по теме диссертации

- [A1] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev. Role of fluctuations in carrier transfer in semiconductor heterostructures // *Solid State Communications* **138**, 546 (2006).
- [A2] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev. Manifestation of spin-orbit interaction in tunneling between two-dimensional electron layers, *Phys. Rev. B* **77**, 115309 (2008).
- [A3] Н. С. Аверкиев, В. А. Закревский, И. В. Рожанский, Н. Т. Сударь, Инжекция дырок в органические молекулярные твердые тела // *ФТТ* **51**, 862 (2009).
- [A4] N. S. Averkiev, V. A. Zakrevskii, I. V. Rozhansky, N. T. Sudar, Peculiarities of holes injection into organic molecular solids // *Appl. Phys. Lett.* **94**, 233308 (2009).
- [A5] И. В. Рожанский, Н. С. Аверкиев, Спин-зависимая туннельная проводимость в 2D-структурах в нулевом магнитном поле // *Физика низких температур* **35**, 21 (2009).
- [A6] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, Spin-dependent tunneling conductance in 2D structures in zero magnetic field // *AIP Conf. Proc.* **1199**, 1, 429 (2010).

- [A7] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Tunneling magnetic effect in heterostructures with paramagnetic impurities // *Phys. Rev. B* **85**, 075315 (2012).
- [A8] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Configuration interaction in delta-doped heterostructures // *Физика низких температур* **39**, 40 (2013).
- [A9] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Fano-type coupling of a bound paramagnetic state with 2D continuum, *AIP Conf. Proc.*, 1566, 335 (2013).
- [A10] I. V. Rozhansky, I. V. Krainov, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Resonant exchange interaction in semiconductors // *Phys. Rev. B* **88**, 155326 (2013).
- [A11] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, I. V. Krainov, E. Lahderanta, Resonant enhancement of indirect exchange interaction in semiconductor nanostructures // *phys. stat. sol.(a)* **211**, 1048 (2014).
- [A12] I. V. Rozhansky, I. V. Krainov, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Resonant indirect exchange in 1D semiconductor nanostructures // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **383**, 34 (2015).
- [A13] I. V. Rozhansky, I. V. Krainov, N. S. Averkiev, B. A. Aronzon, A. B. Davydov, K. I. Kugel, V. Tripathi, E. Lahderanta, Resonant indirect exchange via spatially separated two-dimensional channel // *Appl. Phys. Lett.* **106**, 252402 (2015).
- [A14] I. V. Rozhansky, K. S. Denisov, N. S. Averkiev, I. A. Akimov, E. Lahderanta, Spin-dependent tunneling in semiconductor heterostructures with a magnetic layer // *Phys. Rev. B* **92**, 125428 (2015).
- [A15] Ya. V. Terent'ev, S. N. Danilov, H. Plank, J. Loher, D. Schuh, D. Bougeard, D. Weiss, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, I. V. Rozhansky, S. V. Ivanov, D. R. Yakovlev, S. D. Ganichev,

Magneto-optical study of Zeeman effect in Mn modulation-doped InAs/InGaAs/InAlAs quantum well structures // *J. Appl. Phys.* **118**, 113906 (2015).

- [A16] I. V. Krainov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Indirect exchange interaction between magnetic adatoms in graphene // *Phys. Rev. B* **92**, 155432 (2015).
- [A17] L. N. Oveshnikov, V. A. Kulbachinskii, A. B. Davydov, B. A. Aronzon, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, K. I. Kugel, V. Tripathi, Berry phase mechanism of the anomalous Hall effect in a disordered two-dimensional magnetic semiconductor structure // *Scientific Reports* **5**, 17158 (2015).
- [A18] I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Resonant tunneling between two-dimensional layers accounting for spin-orbit interaction // *Phys. Rev. B* **93**, 195405 (2016).
- [A19] К. С. Денисов, И. В. Рожанский, Н. С. Аверкиев, Е. Лахдеранта, Спин-зависимое туннелирование в гетероструктурах с магнитным слоем // *ФТП* **50**, 1304 (2016).

Список литературы

- [1] *Davies J.* The Physics of Low-dimensional Semiconductors: An Introduction. — Cambridge University Press, 2009.
- [2] *Wolf E.* Nanophysics and Nanotechnology: An Introduction to Modern Concepts in Nanoscience, 3rd Edition. — Wiley-VCH, 2015.
- [3] *Ivchenko E. L., Pikus G. E.* Superlattices and other heterostructures. — Berlin: Springer, 1995.
- [4] *Awschalom D., Flatto M.* Challenges for semiconductor spintronics // *Nat Phys.* — 2007. — Vol. 3. — P. 153.
- [5] *M.I. Dyakonov (Ed.)*. Spin Physics in Semiconductors. — Springer, 2008.

- [6] *Bardeen J.* Tunnelling from a many-particle point of view // *Phys. Rev. Lett.* — 1961. — Vol. 6. — Pp. 57–59.
- [7] Lifetime of two-dimensional electrons measured by tunneling spectroscopy / S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Vol. 52. — P. 14825.
- [8] Quantum lifetime of two-dimensional holes / J. Eisenstein, D. Syphers, L. Pfeiffer, K. West // *Solid State Communications.* — 2007. — Vol. 143. — P. 365.
- [9] *Zheng L., MacDonald A. H.* Tunneling conductance between parallel two-dimensional electron systems // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Vol. 47. — P. 10619.
- [10] *Winkler R.* Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. — Springer Berlin Heidelberg, 2003.
- [11] Direct mapping of the formation of a persistent spin helix / M. P. Walser, C. Reichl, W. Wegscheider, G. Salis // *Nat. Phys.* — 2012. — Vol. 8. — P. 757.
- [12] Cubic Rashba spin-orbit interaction of a two-dimensional hole gas in a strained-Ge/SiGe quantum well / R. Moriya, K. Sawano, Y. Hoshi et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113. — P. 086601.
- [13] Narrow heavy-hole cyclotron resonances split by the cubic Rashba spin-orbit interaction in strained germanium quantum wells / M. Failla, M. Myronov, C. Morrison et al. // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92. — P. 045303.
- [14] Ферромагнитное воздействие дельта-Mn слоя в GaAs барьере на спиновую поляризацию носителей в InGaAs/GaAs квантовой яме / С. В. Зайцев, М. В. Дорохин, А. С. Бричкин и др. // *Письма в ЖЭТФ.* — 2009. — Т. 90. — С. 730.
- [15] Влияние параметров дельта Mn-легирования GaAs-барьера на циркулярно поляризованную люминесценцию гетероструктур

- GaAs/InGaAs / М. В. Дорохин, С. В. Зайцев, А. С. Бричкин и др. // *ФТТ*. — 2010. — Т. 52. — С. 2147.
- [16] Orientation of electron spins in hybrid ferromagnet–semiconductor nanostructures / I. Akimov, V. L. Korenev, V. F. Sapega et al. // *physica status solidi (b)*. — 2014. — Vol. 251. — P. 1663.
- [17] Dynamic spin polarization by orientation-dependent separation in a ferromagnet-semiconductor hybrid / V. L. Korenev, I. A. Akimov, S. V. Zaitsev et al. // *Nat. Commun.* — 2012. — Vol. 3. — P. 959.
- [18] Mahadevan P., Zunger A. Ferromagnetism in Mn-doped GaAs due to substitutional-interstitial complexes // *Phys. Rev. B*. — 2003. — Vol. 68. — P. 075202.
- [19] Carrier dynamics in low-temperature grown GaAs studied by terahertz emission spectroscopy / H. Nemes, A. Pashkin, P. Kuzel et al. // *J. Appl. Phys.* — 2001. — Vol. 90. — P. 1303.
- [20] Ruderman M. A., Kittel C. Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons // *Phys. Rev.* — 1954. — Vol. 96. — Pp. 99–102.
- [21] Hewson A. The Kondo Problem to Heavy Fermions. — Cambridge University Press, 1993.
- [22] 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.
- [23] The electronic properties of graphene / A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 2009. — Vol. 81. — P. 109.
- [24] Klinovaja J., Loss D. RKKY interaction in carbon nanotubes and graphene nanoribbons // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Vol. 87. — P. 045422.