

## ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Электронный спиновый резонанс в двумерных электронных системах

А.В. Щепетильников, И.В. Кукушкин

*Обсуждаются основные экспериментальные работы, посвящённые изучению спиновых свойств двумерных электронных систем посредством электрически детектируемого электронного спинового резонанса. Рассматриваются ключевые аспекты спинового резонанса — механизм детектирования, анизотропия спинового расщепления, влияние сверхтонкого и спин-орбитального взаимодействия на физику спинового резонанса. Особое внимание уделяется системам с сильным электрон-электронным взаимодействием, которые формируются в различных AlAs/AlGaAs и ZnO/MgZnO полупроводниковых гетероструктурах. Именно в таких материальных системах наблюдалась целая серия уникальных физических явлений, связанных со спином. Обсуждаются перспективы электронного спинового резонанса в двумерных системах.*

**Ключевые слова:** полупроводниковые гетероструктуры, двумерные системы, спиновая физика, электронный спиновый резонанс, транспортные свойства

PACS number: 76.30. – v

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.12.039626>

### Содержание

1. Введение (34).
  2. Методика электрического детектирования спинового резонанса в двумерных системах (36).
    - 2.1. Экспериментальная методика.
    - 2.2. Электронный спиновый резонанс в режиме квантового эффекта Холла.
  3. Спиновый резонанс и фактор Ланде в двумерных системах (38).
    - 3.1. Фактор Ланде в магнитном поле.
    - 3.2. Анизотропия фактора Ланде.
  4. Электронный парамагнитный резонанс и сверхтонкое взаимодействие (41).
  5. Электронный спиновый резонанс в системах со спин-орбитальным взаимодействием (43).
  6. Спиновый резонанс в двумерных электронных системах с сильным электрон-электронным взаимодействием (45).
  7. Заключение (47).
- Список литературы (47).

### 1. Введение

Внутренние степени свободы носителей заряда значительно обогащают физику конденсированного состоя-

ния и приводят к появлению как огромного разнообразия основных состояний электронных и дырочных систем [1–4], так и к нетривиальному спектру возбуждений [5–7]. Наиболее ярким примером такой степени свободы можно считать спин. С прикладной точки зрения спиновая степень свободы может быть использована в дополнение к заряду электрона или дырки для хранения и обработки информации в парадигме электроники нового типа [8].

Спин имеет квантовую природу и представляет собой псевдовектор, ориентированный в пространстве, причём его величина измеряется в единицах  $\hbar$  (приведённая постоянная Планка), а коэффициент пропорциональности  $S$  между величиной спина и  $\hbar$  принимает лишь дискретные значения — целые или полуцелые. Фундаментальность спиновой степени свободы подчёркивается тем фактом, что частицы с целым и полуцелым спином подчиняются принципиально разной статистике — распределению Бозе–Эйнштейна или Ферми–Дирака соответственно. В системе заряженных фермионов кулоновское взаимодействие между частицами в совокупности с принципом запрета Паули приводит к появлению нового типа взаимодействия — обменного — именно этот тип взаимодействия задаёт масштаб энергии в самых разнообразных магнитных системах [9–11]. Например, при определённых условиях сильное межчастичное взаимодействие в электронной системе может приводить к цепочке фазовых переходов, связанных с появлением макроскопически большой спиновой поляризации [3, 4]. Такой переход был предсказан теоретически в начале XX столетия и лишь недавно реализован экспериментально в серии ультрачистых двумерных электронных систем с низкой плотностью [12, 13].

А.В. Щепетильников<sup>(\*)</sup>, И.В. Кукушкин<sup>(\*\*)</sup>  
Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипяна РАН,  
ул. Академика Осипяна 2, 142432 Черноголовка,  
Московская обл., Российская Федерация  
E-mail: <sup>(\*)</sup>shchepetilnikov@issp.ac.ru, <sup>(\*\*)</sup>kukush@issp.ac.ru

Статья поступила 10 ноября 2023 г.,  
после доработки 22 декабря 2023 г.

Со спиновой степенью свободы частицы неразрывно связан магнитный момент, величина которого пропорциональна значению спина. Как следствие, приложение внешнего магнитного поля вызывает ларморовскую прецессию спина с частотой  $\Omega$ , в общем случае задаваемой выражением:

$$\hbar\Omega_\alpha = g_{\alpha\beta}\mu_B B_\beta. \quad (1)$$

Здесь  $\mu_B$  — магнетон Бора, а  $B_\beta$  — проекция вектора магнитного поля на ось координат. Коэффициент пропорциональности  $g_{\alpha\beta}$  обычно называют фактором Ланде или  $g$ -фактором. В свободном пространстве (или кристалле с высокой симметрией)  $g$ -фактор представляет собой скаляр [14], однако при понижении размерности, например, в двумерных электронных системах, фактор Ланде становится тензором [15], а частота ларморовской прецессии начинает зависеть от ориентации внешнего магнитного поля в пространстве [16].

Ненулевой магнитный момент, связанный со спином, также обеспечивает возможность взаимодействия между спиновой степенью свободы и поступательным движением электрона в пространстве. Такое взаимодействие принято называть спин-орбитальным. Для простоты рассмотрим движение свободного электрона в постоянном внешнем электрическом поле. В соответствии с преобразованиями Лоренца в системе координат самого электрона возникает магнитное поле, пропорциональное векторному произведению скорости частицы и электрического поля. Данное поле вызывает прецессию спина электрона. Рассматриваемый эффект является релятивистским и, как следствие, слабым. Однако в реальных материальных системах: кристаллических твёрдых телах или молекулах — электрон движется в сильных электрических полях атомных остовов, что значительно усиливает рассматриваемый эффект [17, 18]. При этом все основные характеристики спин-орбитального взаимодействия становятся параметрами исследуемого материала, такими же, например, как эффективная масса электрона, а точное определение указанных параметров представляет собой отдельную фундаментально важную научную задачу. Подчеркнём, что спин-орбитальное взаимодействие играет ключевую роль в современной полупроводниковой физике спина, поскольку оно представляет собой мостик между движением зарядов в кристалле и внутренней степенью свободы — спином. Например, такое взаимодействие обеспечивает достаточно широкие возможности для манипуляции спиновым состоянием электрона [19], а также во многом определяет скорость релаксации неравновесной спиновой поляризации делокализованных электронов [20, 21]. Более того, сильное спин-орбитальное взаимодействие является одним из необходимых условий существования уникальных квазичастиц — фермионов Майорана — в гибридных полупроводниковых структурах [22, 23].

Магнитный момент, ассоциированный со спином электрона, помещённый в кристалл, может взаимодействовать и с моментами ядер решётки. Таким взаимодействием нельзя пренебрегать во многих твёрдых телах, так, например, в GaAs — крайне важном и для фундаментальной науки, и для прикладной физики полупроводнике — эффективное магнитное поле поляризованных ядерных спинов, которое приводит к энергетиче-

скому расщеплению электронных состояний с разной проекцией спина, может достигать нескольких тесла [24], что вполне сравнимо с типичными внешними магнитными полями. Более того, один из основных каналов релаксации спинов электронов, локализованных в одной или нескольких квантовых точках — по сути, в полупроводниковых спиновых кубитах, — заключается именно в процессе обмена магнитными моментами между электронами и ядрами [25].

Концепция спиновой степени свободы сформировалась в начале XX века, а само её существование было подтверждено многократно, например, в экспериментах Штерна–Герлаха [26]. Так, было показано, что атомы серебра обладают двумя возможными дискретными угловыми моментами, несмотря на полное отсутствие орбитального момента. Последующее развитие физики спина сопровождалось возникновением новых и всё более совершенных экспериментальных методик, позволяющих исследовать даже самые тонкие спиновые явления. В середине XX столетия возникла методика электронного парамагнитного (или спинового) резонанса (ЭПР) [27], сыгравшая ключевую роль в становлении многих современных представлений о спиновых свойствах самых разнообразных материальных систем: от макроскопических биологических объектов до наноразмерных дефектов в кристаллах, содержащих единичный спин.

В основе методики ЭПР лежит явление резонансного поглощения электромагнитного излучения при условии, что энергия его квантов совпадает с величиной энергетического расщепления электронных состояний с разной проекцией спина и выполняется закон сохранения магнитного момента. При этом поглощение излучения можно детектировать непосредственно, например, по ухудшению добротности микроволнового резонатора. Такой подход вполне работает даже для систем с пониженной размерностью в условиях относительно малого числа спинов [28]. С другой стороны, при поглощении излучения могут модифицироваться физические свойства самой электронной системы, например, оптические или транспортные. В первом случае говорят об оптическом детектировании спинового резонанса [29], а во втором — об электрическом [30].

Цель настоящего обзора — представить основные экспериментальные результаты в области исследования спиновых свойств двумерных электронных систем посредством методики электрически детектируемого спинового резонанса. Дальнейшее изложение организовано следующим образом. В разделе 2 приводится описание основных экспериментальных реализаций данного подхода и рассматриваются возможные механизмы детектирования. В разделе 3 обсуждается изучение  $g$ -фактора и его анизотропии в различных полупроводниковых гетероструктурах. В разделе 4 приводятся эксперименты по изучению спин-орбитального взаимодействия посредством методики электронного спинового резонанса. В разделе 5 изложены основные экспериментальные результаты по изучению сверхтонкого взаимодействия между спинами электронов и ядер кристаллической решётки в полупроводниковых гетероструктурах. В разделе 6 обсуждается физика спина в сильнокоррелированных двумерных электронных системах. В разделе 7 обсуждаются перспективы электронного спинового резонанса в двумерных системах.

## 2. Методика электрического детектирования спинового резонанса в двумерных системах

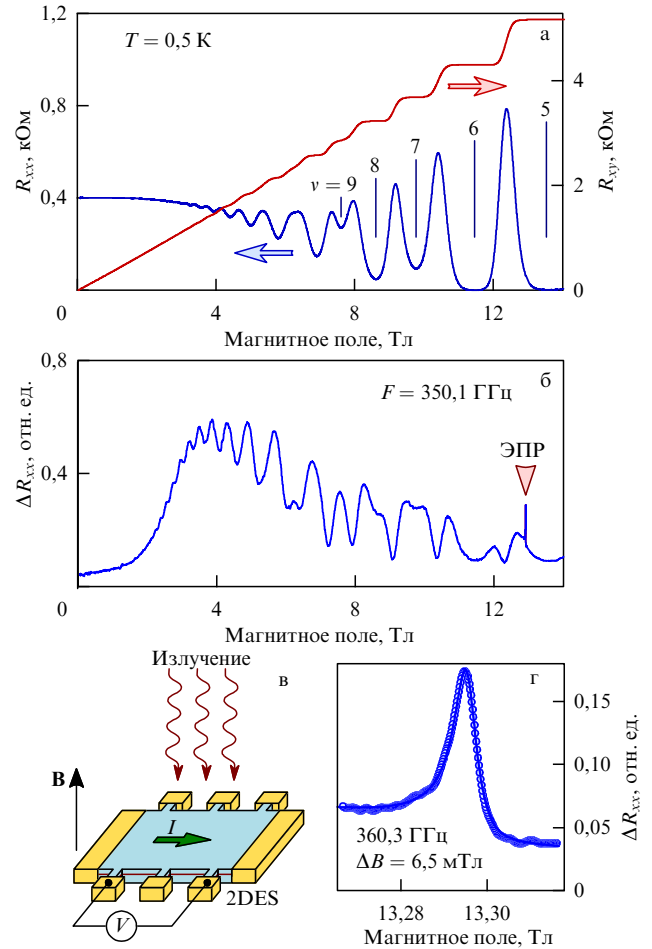
### 2.1. Экспериментальная методика

Как правило, электронный спиновый резонанс регистрируется по резонансному поглощению электромагнитного излучения, частота которого соответствует энергии расщепления между состояниями электрона с разными проекциями спина [31]. При определённых условиях диссипация энергии волны в электронной системе приводит к изменению сопротивления исследуемого образца. Таким образом, сам образец может выступать в качестве эффективного болометрического детектора резонансного поглощения электромагнитного излучения, а ЭПР будет наблюдаться как пик в сопротивлении образца. Такой подход хорошо себя зарекомендовал при изучении спиновых свойств двумерных электронных систем при низких температурах и в квантующих магнитных полях.

Для проведения низкотемпературных транспортных измерений, как правило, образцы изготавливаются в виде стандартных мостиков Холла со стоком, истоком и несколькими потенциометрическими контактами. Типичный вид мостика Холла приведён на рис. 1в. Через сток – исток пропускается электрический ток, при этом на потенциометрических контактах измеряется напряжение, пропорциональное либо продольному, либо поперечному сопротивлению двумерного электронного канала. Типичный вид  $R_{xx}$  и  $R_{xy}$  двумерной электронной системы показан на рис. 1а. Продемонстрированные транспортные характеристики были получены в GaN/AlGaN гетероструктуре при температуре 0,5 К. Более подробные экспериментальные исследования данного образца, в том числе и с использованием методики спинового резонанса, приведены в работе [32]. Как правило, эксперименты по ЭПР спектроскопии двумерных систем проводятся при низких температурах (вплоть до нескольких десятков мК) и в больших магнитных полях. Качество исследуемых структур достаточно высокое и обычно позволяет наблюдать при таких условиях хорошо выраженные осцилляции Шубникова – де Гааза и квантовый эффект Холла.

При такой схеме измерения в области малых магнитных полей сигнал  $\Delta R_{xx}$  обычно определяется плазменным откликом системы [33]. При этом энергия возбуждаемых падающим излучением плазменных волн диссипирует в электронной системе и тем самым разогревает её. В квантующих магнитных полях  $\Delta R_{xx}$  демонстрирует осциллирующее поведение, что объясняется зависимостью амплитуды осцилляций Шубникова – де Гааза от температуры [34]. Как правило, пик спинового резонанса имеет существенно меньшую ширину, чем все остальные особенности  $\Delta R_{xx}$ , что позволяет с высокой точностью измерять его основные характеристики: амплитуду, ширину и резонансное значение магнитного поля.

Проводимость двумерного канала также можно измерять бесконтактным способом, например, по пропусканию копланарного волновода, нанесённого на поверхность образца [35]. При этом спиновый резонанс фактически можно измерять также бесконтактно [36]. Подчеркнём, что вблизи резонанса меняются и другие транспортные свойства системы, что привносит дополнительные возможности по детектированию спинового резонанса.



**Рис. 1.** (а) Типичный вид продольного и поперечного сопротивления мостика Холла при низких температурах ( $T = 0,5$  К) и в больших магнитных полях. Образец — GaN/AlGaN гетеропереход. (б) Добавка к продольному магнитосопротивлению образца, обусловленная поглощением электромагнитного излучения с частотой 350,1 ГГц. Данные получены на том же образце, что и на рис. а. Стрелкой отмечено положение ЭПР. (в) Типичная схема электрического детектирования ЭПР в двумерной системе. (г) Пример пика ЭПР, измеренного на GaN/AlGaN гетеропереходе при частоте падающего излучения 360,3 ГГц. Температура составляла 0,5 К.

Например, ЭПР можно детектировать по фотонапряжению [37], генерируемому на контактах к двумерной системе, а также по резонансному изменению туннельных характеристик [38]. Транспортные подходы детектирования ЭПР хорошо работают не только для двумерных систем, но также и для объектов нулевой размерности, например, в квантовых точках [39].

Рассмотрим ещё один важный методический аспект ЭПР в двумерных системах. Как правило, переход, ассоциированный с ЭПР, является магнитодипольным, т.е. максимум поглощения энергии электромагнитной волны должен наблюдаться в пучности переменного магнитного поля. Именно такое поведение наблюдалось для GaAs/AlGaAs гетероструктур в работе [40]. Однако в ряде работ было высказано предположение, что переворот спина вблизи ЭПР может осуществляться и переменным электрическим полем волны [41–43]. Действительно, электрическое поле вызывает осциллирующую на той же частоте по времени поправку к волновому вектору электрона, которая "перерабатывается" в пере-

менное магнитное поле, с которым уже и взаимодействует спин электрона. Экспериментальные доказательства электродипольного характера ЭПР были получены при исследовании AlAs- и InAs- квантовых ям [44, 45]. В силу ключевой роли спин-орбитального взаимодействия в этом механизме, соотношение между вкладами от электро- и от магнитодипольных переходов вблизи ЭПР зависит от характеристик конкретного материала [46].

## 2.2. Электронный спиновый резонанс в режиме квантового эффекта Холла

Обсудим более подробно механизм изменения продольного сопротивления двумерного канала под действием электромагнитного излучения вблизи спинового резонанса в режиме квантового эффекта Холла. Для простоты ограничимся случаем слабого взаимодействия между электронами в двумерной системе. В большом магнитном поле, перпендикулярном плоскости двумерной системы, и при низких температурах — именно в таких условиях обычно проводятся эксперименты по спектроскопии спинового резонанса — спектр движения электрона представляет собой дискретный набор уровней Ландау, каждый из которых расщеплён по спину. Каждый подуровень имеет конечное число состояний, в которых могут находиться электроны, а число заполненных подуровней называют фактором заполнения  $\nu$ .

Рассмотрим простейший случай — состояние электронной системы непосредственно в единичном факторе заполнения: нижайший спиновый подуровень нулевого уровня Ландау заполнен полностью, а верхний подуровень пуст. Тогда спиновый резонанс представляет собой процесс поглощения фотонов, падающих на электронную систему, сопровождающийся одновременно переходом электронов с нижнего на верхний подуровень и переворотом электронного спина. Возбуждённый электрон и дырка, оставшаяся на нижнем подуровне, образуют связанное состояние — спиновый экситон, дисперсия которого была рассчитана теоретически в ряде работ [47, 48] и схематически показана на рис. 2. В полном соответствии с теоремой Лармора энергия экситона начинается с одночастичного зеемановского расщепления, растёт квадратично по волновому вектору  $k$ , в пределе больших  $k$  асимптотически стремится к значению обменной энергии  $e^2/\epsilon l_b$ . Здесь  $l_b = \sqrt{\hbar c/eB}$  представляет собой магнитную длину, а  $\epsilon$  является относительной диэлектрической проницаемостью среды. В акте поглощения фотона должен выполняться как закон сохранения энергии, так и закон сохранения импульса. В силу большой длины волны света в сравнении со значением  $l_b$  для типичных магнитных полей дисперсия фотона и спинового экситона пересекаются при  $kl_b \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ , т.е. зависимостью энергии спинового экситона от волнового вектора можно пренебречь. Как было показано в работе [48], характерный радиус экситона составляет  $kl_b^2$ , а значит, вблизи спинового резонанса рождаются лишь компактные возбуждения. Отметим, что дисперсию спинового экситона можно измерить, но не при прямом поглощении излучения, а при его комбинационном рассеянии [50]. В работах [51, 52] спиновые экситоны с большим  $k$  возбуждались при взаимодействии с поверхностными акустическими волнами, что позволило измерить эволюцию коротковолновой части спектра спинового экситона в зависимости от фактора заполнения и явно продемонстрировать её связь с обменной энергией.

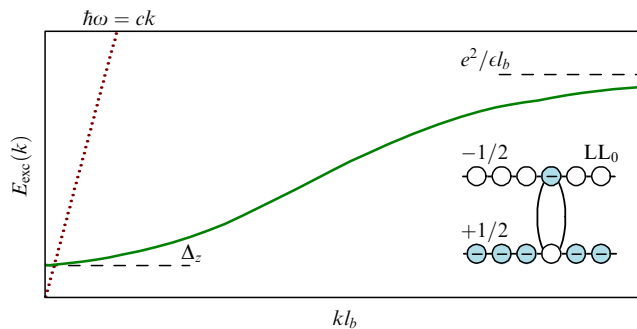
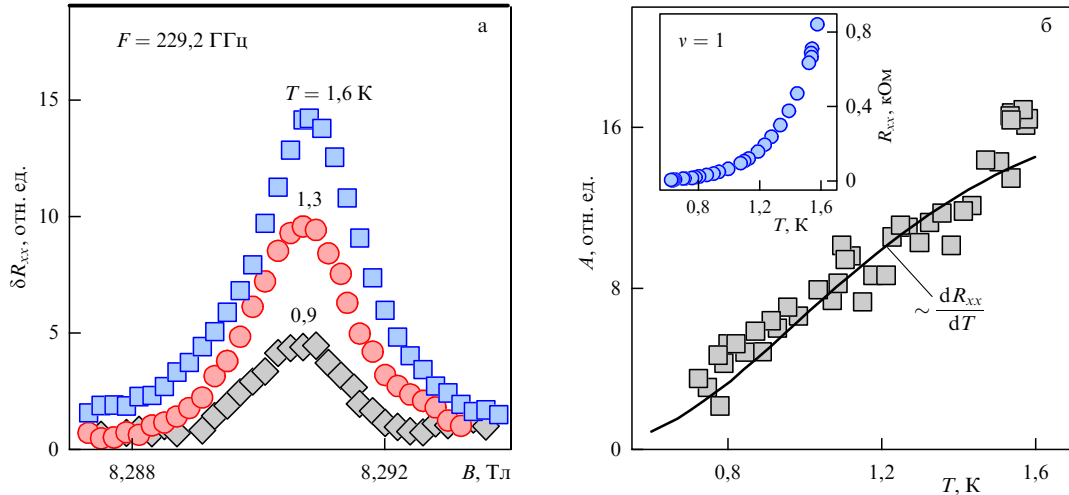


Рис. 2. Схематическое изображение дисперсии спинового экситона вблизи единичного фактора заполнения. Пунктиром показана дисперсия света. Дисперсии спинового экситона и фотона пересекаются при  $kl_b \ll 1$ . На вставке — устройство спинового экситона вблизи единичного фактора заполнения. Теоретические расчёты проделаны в работах [47, 48].

Перейдём теперь к ключевому для понимания механизма транспортного детектирования спинового резонанса вопросу: как спиновые экситоны, возбуждаемые светом, могут влиять на транспортные свойства системы. Действительно, спиновый экситон с малым  $k$  является компактной и электрически нейтральной частицей, а значит, не может участвовать в транспорте. В процессах переноса заряда могут участвовать лишь экситоны с большим волновым вектором. При больших  $k$  из-за силы Лоренца размер спинового экситона увеличивается. В случае, когда его размер становится достаточно большим и сравнимым с характерной длиной свободного пробега (например, с характерной длиной флуктуации случайного потенциала), можно ожидать, что экситон будет разваливаться на независимые электроны и дырки, которые могут участвовать в зарядовом транспорте. Иллюстрацией этого факта, в частности, является хорошо известный факт, что активационная энергия квантовохолловского ферромагнетика вблизи единичного фактора заполнения значительно больше одночастичной зеемановской энергии [53–55]. Таким образом, возбуждаемые светом спиновые экситоны могут влиять на сопротивление двумерного канала лишь опосредованно, передавая энергию всем спиновым экситонам, в том числе и тем, что имеют большие  $k$ . Подчеркнём, что, как правило, время жизни спиновых экситонов при низких температурах и в больших магнитных полях велико [56, 57] и на несколько порядков превосходит характерное время энергетической релаксации, а значит, большая часть созданных возбуждений успевает увеличить температуру всего ансамбля спиновых экситонов на  $\Delta T$ , при этом в линейном приближении сопротивление двумерного канала должно измениться на величину, пропорциональную  $\Delta T \delta R_{xx} / \delta T$ .

Описанный выше механизм подтверждается измерениями температурной зависимости амплитуды спинового резонанса [49, 58, 59]. Полученная экспериментально амплитуда сравнивается с первой производной продольного сопротивления образца, измеренного независимо. В случае, когда величина одночастичного спинового расщепления много больше температуры эксперимента, наблюдается очень хорошее совпадение двух этих зависимостей, что проиллюстрировано на рис. 3 на примере широкой AlAs-квантовой ямы. Как было показано в работе [58], в случае, когда спиновое расщепление не



**Рис. 3.** (а) Типичные пики ЭПР, которые наблюдались при разных температурах в широкой AlAs квантовой яме вблизи единичного фактора заполнения. (б) Зависимость амплитуды спинового резонанса (символы) от температуры вблизи единичного фактора заполнения для того же образца. Сплошная линия задаёт ход первой производной сопротивления двумерного канала по температуре. Производная извлекалась из температурной зависимости сопротивления образца (на вставке) независимо. Производная нормировалась так, чтобы совпадать с амплитудой ЭПР в области высоких температур. Более подробные экспериментальные данные приведены в работе [49].

слишком велико (например, в GaAs/AlGaAs гетероструктурах) из-за малости фактора Ланде ход амплитуды и первой производной совпадают лишь в области малых температур, а при температуре, большей, чем спиновое расщепление, наблюдается уменьшение амплитуды относительно производной. Такая особенность связана со снижением числа свободных мест на верхнем спиновом подуровне из-за тепловых флуктуаций. В работе [49] также было продемонстрировано, что приведённый выше механизм не вполне справедлив при отклонении от точно нечётных значений факторов заполнения.

### 3. Спиновый резонанс и фактор Ланде в двумерных системах

#### 3.1. Фактор Ланде в магнитном поле

Фактор Ланде представляет собой коэффициент пропорциональности между энергией спинового расщепления электронных состояний и величиной магнитного поля и, по сути, является важнейшим параметром в физике спина. Так, термодинамика квантовохоллового ферромагнетика вблизи нечётных факторов заполнения определяется именно одночастичным зеемановским расщеплением, т.е.  $g$ -фактором [60]. Более того, знак  $g$  задаёт ориентацию спина относительно магнитного поля и, таким образом, управление величиной и знаком фактора Ланде позволит контролировать спиновое состояние электрона.

Хорошо известно, что значение  $g$ -фактора для свободного электрона составляет  $\approx 2$  и изотропно в пространстве. Однако в кристаллических средах, как правило, величина фактора Ланде существенно модифицируется из-за наличия спин-орбитального взаимодействия и является параметром среды, который задаётся зонной структурой материала [14]. Так, в некоторых узкозонных полупроводниках, например: InAs, GaSb и т.д. — спин-орбитальное взаимодействие эффективно подмешивает валентные  $p$ -состояния в зону проводимости, а величина

$g$  может достигать значений вплоть до  $-10$  и более [61]. Таким образом, определение фактора Ланде в различных полупроводниках и гетероструктурах на их основе является важной фундаментальной задачей.

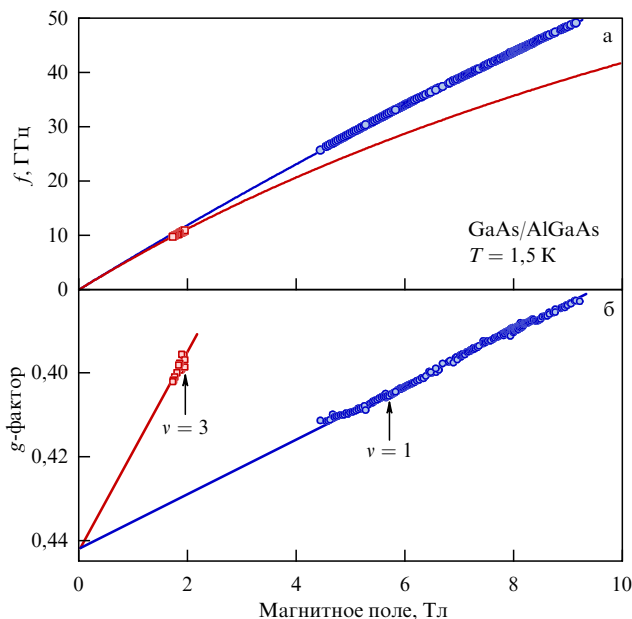
Методика ЭПР позволяет аккуратно измерять величину фактора Ланде, поскольку резонансные линии ЭПР, как правило, характеризуются высокой добротностью, а значит, положение по магнитному полю  $B_0$  резонансной линии при фиксированной частоте падающего излучения  $F$  можно определить с очень высокой точностью. Тогда значение фактора Ланде можно легко вычислить:

$$g = \frac{hF}{\mu_B B_0}. \quad (2)$$

Подчёркнём, что подобная запись выражения для фактора Ланде вовсе не подразумевает линейной зависимости частоты ЭПР от магнитного поля. Более того, в некоторых полупроводниковых гетероструктурах наблюдается квадратичная зависимость  $F$  от магнитного поля. Подобные нелинейные эффекты были очень подробно изучены при помощи ЭПР в различных GaAs/AlGaAs гетероструктурах, содержащих двумерную электронную систему.

На рисунке 4 показана зависимость частоты ЭПР и вычисленного согласно формуле (2) фактора Ланде от магнитного поля для GaAs/AlGaAs гетероперехода с двумерной плотностью электронов  $n = 1,5 \times 10^{11}$  см $^{-2}$ . Данные получены при температуре образца в 1,3 К в работе [62]. Стрелками показано положение факторов заполнения.

Отметим две важные особенности продемонстрированных данных, которые типичны для всех двумерных электронных систем, заключённых в GaAs/AlGaAs гетероструктуры. Вблизи каждого нечётного  $\nu$  зависимость  $g(B)$  линейна, при этом наклон прямой зависит от самого значения  $\nu$ . Было показано экспериментально [63], что тангенс угла наклона прямо пропорционален  $\nu$ . С теоретической точки зрения подобное поведение является след-



**Рис. 4.** Зависимости резонансной частоты (а) и фактора Ланде (б) от магнитного поля, измеренные на GaAs/AlGaAs гетеропереходе с плотностью  $n = 1,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в перпендикулярном поле. Стрелками отмечены положения факторов заполнения 1 и 3.

ствием непараболичности зоны проводимости GaAs, что было продемонстрировано в работе [64]. В той же работе было показано, что коэффициент пропорциональности между тангенсом угла наклона прямой  $g(B)$  и  $\nu$  задаётся зонной структурой материальной системы. Подчеркнём, что линейность  $g(B)$  сохраняется и в условиях дробного квантового эффекта Холла, а появление энергетических щелей в спектре двумерной системы вблизи дробных состояний не оказывает никакого влияния на зависимость  $g(B)$ . Данный экспериментальный факт был получен в работе [40].

Линейная аппроксимация измеряемых зависимостей  $g(B)$  в область нулевых магнитных полей позволяет получить значение  $g_0$  — одночастичный фактор Ланде вблизи дна подзоны размерного квантования. Как правило, аппроксимация проводится по магнитолевым зависимостям фактора Ланде вблизи разных нечётных факторов заполнения одновременно, что значительно повышает точность определяемого значения. Получаемые таким способом величины  $g_0$  очень хорошо совпадают со значениями фактора Ланде, определёнными при помощи других экспериментальных подходов — спектроскопии рамановского рассеяния [65] и магнитооптических экспериментов по измерению угла поворота поляризации света [66].

Методика ЭПР позволила с высокой точностью измерить зависимость  $g_0$  от разных параметров GaAs/AlGaAs гетероструктур — ширины квантовой ямы, концентрации Al в барьерных слоях [67, 68]. Уменьшение ширины ямы приводило к уменьшению абсолютного значения фактора Ланде, что объясняется двумя факторами — уменьшением подмешивания р-состояний в зону проводимости из-за увеличения энергии размерного квантования структуры, а также ростом квадрата волновой функции электрона в барьерных слоях с другой величиной  $g_0$ . В работе [69] продемонстрирована возможность достаточно ограниченного управления  $g$ -фактором за счёт

приложения к гетероструктуре внешнего электрического поля. При этом электрическое поле в каком-то смысле действует аналогично уменьшению ширины ямы — выталкивает электронную волновую функцию в барьер и изменяет уровни размерного квантования электрона. В серии работ [70–72] посредством методики ЭПР был измерен  $g$ -фактор электрона в однослойном графене. Было показано [72], что величина  $g$  сильно зависит от состава слоёв, окружающих графен.

### 3.2. Анизотропия фактора Ланде

Величина фактора Ланде в двумерных электронных системах, заключённых в различные полупроводниковые гетероструктуры, может зависеть не только от амплитуды, но и от направления магнитного поля. Наиболее ярко методика ЭПР проявила себя при исследовании такого эффекта в GaAs- и AlAs-гетероструктурах. Рассмотрим основные результаты этих исследований более подробно.

Объёмные полупроводники GaAs и AlAs имеют структуру цинковой обманки, характеризующуюся точечной группой симметрии  $T_d$ . Высокая симметрия таких материалов накладывает очень сильные ограничения на вид тензора  $g_{\alpha\beta}$ , которые приводят к вырождению  $g$ -фактора в скаляр. При этом зеемановское расщепление не зависит от направления магнитного поля. Понижение размерности при переходе к двумерным системам снижает симметрию, что приводит к появлению анизотропии спинового расщепления в пространстве [15, 73–75]. Отметим, что симметричные свойства структуры зависят во многом и от кристаллографического направления оси роста. Далее в данном разделе все рассматриваемые образцы будут иметь ось роста [001].

Квантовые ямы, выращенные симметрично вдоль направления [001], имеют точечную группу  $D_{2d}$ . При этом фактор Ланде симметричен в плоскости структуры, а  $g_{\alpha\beta}$  имеет две независимые компоненты  $g_{\parallel}$  и  $g_{zz}$ . Если профиль ограничивающего потенциала квантовой ямы асимметричен вдоль направления роста гетероструктуры, то такая система характеризуется группой  $C_{2v}$ . В таком случае  $g_{\alpha\beta}$  имеет уже три независимые компоненты и, как следствие, появляется анизотропия спинового расщепления в плоскости структуры. Отметим, что механизм появления плоскостной анизотропии тесно связан с существованием спин-орбитального взаимодействия в электронной зоне полупроводника. Плоскостная компонента магнитного поля перемешивает движение электрона вдоль направления роста (спектр такого движения представляет собой набор уровней размерного квантования) и в плоскости структуры. Возникающая при этом поправка к плоскостному квазиимпульсу электрона изменяет эффективные спин-орбитальные магнитные поля, что и приводит к анизотропии спинового расщепления в плоскости ямы. Последовательное рассмотрение, приведённое в работе [16], позволяет записать в осях [100] ( $Ox$ ), [010] ( $Oy$ ) и [001] ( $Oz$ ):

$$g_{yx} = g_{xy} = \frac{2\gamma e}{\hbar^3 c \mu_B} (\langle p_z^2 \rangle \langle z \rangle - \langle p_z^2 z \rangle). \quad (3)$$

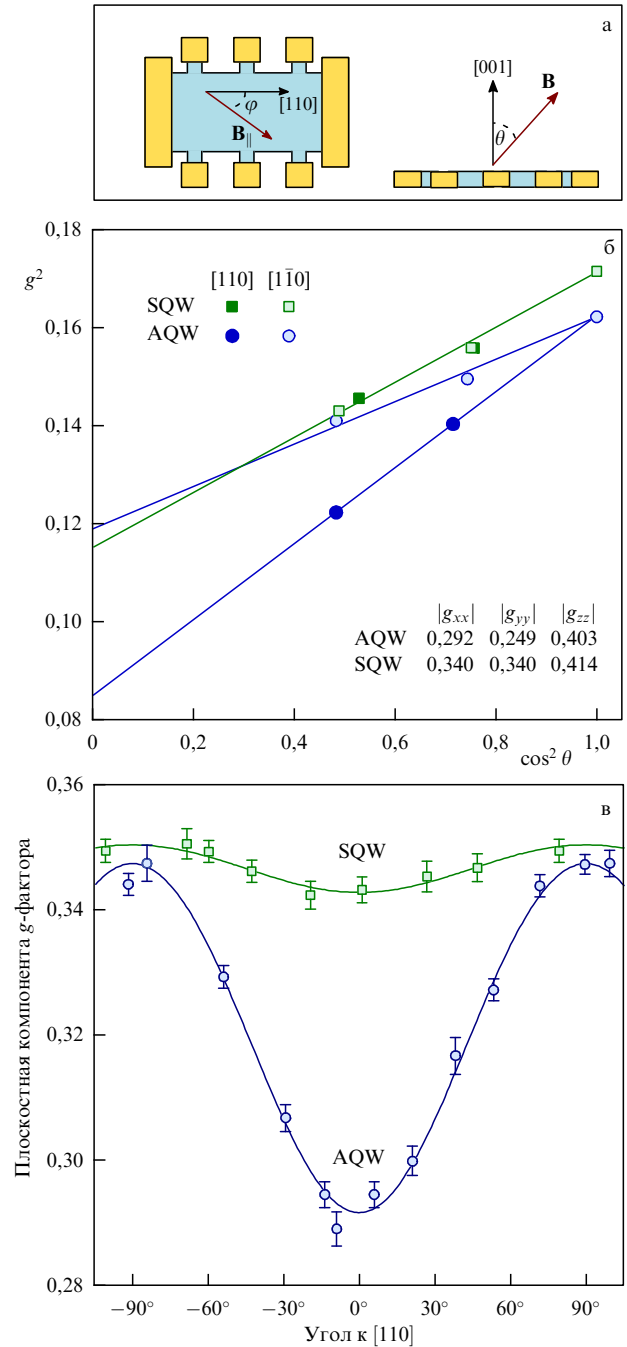
Здесь  $\gamma$  — константа Дрессельхауза для объёмного материала. Выражение в скобках в приведённой формуле обращается в ноль для симметричной вдоль направления роста структуры. Для асимметричной же структуры в

тензоре  $g_{\alpha\beta}$  возникают недиагональные компоненты. С учётом изначально выбранных осей можно сказать, что главные оси тензора  $g_{\alpha\beta}$  в плоскости структуры должны быть направлены вдоль кристаллографических осей  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{0}]$ . Отметим, что приложение внешнего электрического поля также приводит к значительной асимметрии волновой функции электрона в направлении роста структуры и, как следствие, модифицирует плоскостные компоненты тензора фактора Ланде. Данный эффект открывает ещё один механизм управления  $g$ -фактором электрона.

Экспериментально тензор фактора Ланде был измерен в  $[001]$  GaAs/AlGaAs гетероструктурах посредством методики ЭПР в работах [67, 68, 76, 77], аналогичные результаты были также получены магнитооптической методикой, основанной на анализе вращения плоскости поляризации падающего света [66, 78–82]. В рамках методики ЭПР сначала измерялась зависимость  $g(B)$  при разных ориентациях магнитного поля, после чего экстраполяция в нулевое поле позволяла извлечь величину фактора Ланде для заданного направления поля. Ориентацию поля относительно кристаллографических осей образца удобно выбрать в соответствии со схемой, представленной на рис. 5а. При этом  $\theta$  — угол между магнитным полем и нормалью к плоскости квантовой ямы, а  $\varphi$  задаёт ориентацию плоскостной компоненты относительно  $[110]$ . Тогда для зафиксированного  $\varphi$  в соответствии с формулой (1) можно записать:

$$g^2 = g_{zz}^2 \cos^2 \theta + g_{\parallel}^2 \sin^2 \theta. \quad (4)$$

Таким образом, зависимость  $g^2$  от  $\cos^2 \theta$  должна быть линейна, а её экстраполяция в область  $\cos \theta = 0$  (т.е.  $\theta = 90^\circ$ ) позволяет определить плоскостную компоненту для данного  $\varphi$ . Данный факт проиллюстрирован на рис. 5б для случаев симметричной и асимметричной вдоль направления роста GaAs-квантовой ямы в случае  $\varphi = 0^\circ$  и  $90^\circ$ . Более подробное описание экспериментальных исследований приведено в работах [76, 77]. На рисунке 5в показана зависимость плоскостной компоненты от угла  $\varphi$ . Хорошо видно, что для асимметричной ямы анизотропия плоскостной компоненты фактора Ланде хорошо заметна, в то же время для симметричной ямы  $g$ -фактор практически изотропен в плоскости (небольшая анизотропия, вероятно, связана с остаточной асимметрией роста структуры). В работах [68, 83] анализ анизотропии фактора Ланде использовался для определения константы Дрессельхауза в GaAs. При этом получающееся значение  $\gamma$  в несколько раз отличалось от величины, рассчитанной исходя из зонной структуры GaAs. Такое расхождение обычно приписывают возникновению интерфейсного спин-орбитального взаимодействия [84–86]. В работах [76, 77] изучалась зависимость тангенса угла наклона магнитополевой зависимости  $g(B)$  от ориентации магнитного поля. Было продемонстрировано, что  $g$ -фактор определяется лишь перпендикулярной к плоскости двумерной электронной системы компонентой магнитного поля. Эта особенность хорошо укладывается в модель, в рамках которой зависимость фактора Ланде от поля вызвана непараболичностью зоны проводимости. Именно перпендикулярное поле в значительной мере модифицирует спектр движения электронов в плоскости квантовой ямы. Зависимость тензора фактора Ланде и псевдотензора его производных по маг-



**Рис. 5.** (а) Схема ориентации магнитного поля относительно образца и его кристаллографических направлений. (б) Зависимость квадрата  $g$ -фактора от квадрата косинуса угла наклона между внешним магнитным полем и нормалью к плоскости образца для номинально симметрично и асимметрично выращенных GaAs/AlGaAs квантовых ям. Плоскостная компонента при этом направлена вдоль одной из кристаллографических осей  $[110]$  или  $[\bar{1}\bar{0}]$ . (в) Зависимость плоскостной компоненты фактора Ланде от угла  $\varphi$  для тех же двух структур.

нитному полю от ширины квантовой ямы была измерена в работе [67]. Было показано, что уменьшение ширины ямы подавляет плоскостную анизотропию  $g$ -фактора, что, вероятно, связано со снижением асимметрии вдоль направления роста структуры в более узких квантовых ямах. В работе [87] анизотропия фактора Ланде была измерена в широкой AlAs-квантовой яме. В таких структурах электроны заполняют две эквивалентные плоско-

стные долины, главные оси тензора  $g_{\alpha\beta}$  которых в силу симметрии структуры повернуты друг относительно друга на  $\Delta\varphi = 90^\circ$ . Как следствие, зависимость плоскостной компоненты  $g$  от  $\varphi$  имеет две ветки, сдвинутые относительно друг друга на эту величину  $\Delta\varphi$ .

#### 4. Электронный парамагнитный резонанс и сверхтонкое взаимодействие

В данном разделе обсудим влияние взаимодействия магнитных моментов электронов и ядер решётки на физику ЭПР в двумерных электронных системах. С одной стороны, такое взаимодействие даёт дополнительный и очень точный инструмент изучения спиновых свойств электронов. По изменению скорости релаксации ядерных спинов можно судить о модификации спектра спиновых возбуждений электронной системы [88], а анализ сдвига Найта ядерного магнитного резонанса позволяет измерить спиновую поляризацию электронных систем. Например, измерение сдвига Найта в GaAs/AlGaAs квантовых ямах позволило получить доказательства существования топологических спин-текстурных возбуждений вблизи единичного фактора заполнения [7], а также показали, что уникальное состояние дробного квантового эффекта Холла вблизи фактора заполнения  $5/2$  является полностью поляризованным по спину [89]. С другой стороны, сверхтонкое взаимодействие приводит к динамической поляризации ядерных спинов вблизи спинового резонанса и, как следствие, к появлению сдвига Оверхаузера, который значительно искажает форму и положение спинового резонанса [90, 91].

Рассмотрим спиновую часть одночастичного гамильтониана электрона в магнитном поле при учёте сверхтонкого взаимодействия:

$$H = g\mu_B B_z S_z + A I_x S_x. \quad (5)$$

Левое слагаемое описывает зеемановское расщепление, правое — сверхтонкое взаимодействие. Параметр  $A$  представляет собой константу сверхтонкого взаимодействия. Как правило, доминирующим вкладом оказывается контактное взаимодействие Ферми, а значение  $A$  пропорционально квадрату волновой функции электрона вблизи ядра. В общем случае  $A$  представляет собой тензор  $A_{\alpha\beta}$ , однако для дальнейшего изложения это не носит принципиального характера и  $A$  можно рассматривать как скаляр. Гамильтониан сверхтонкого взаимодействия может быть переписан с использованием повышающих и понижающих операторов  $I_{\pm}$  и  $S_{\pm}$  в виде:

$$H_{\text{hf}} = A I_x S_x = 0,5(I_+ S_- + I_- S_+) + I_z S_z. \quad (6)$$

Выражение в скобках соответствует процессам одновременного переворота спина электрона и ядра с сохранением суммарного магнитного момента и лежит в основе одного из каналов релаксации неравновесной спиновой поляризации электронной системы [56]. Схематично данный процесс показан на рис. 6а. Несмотря на то что при типичных экспериментальных условиях этот канал не является доминирующим в случае двумерных электронных систем, некоторая часть неравновесной поляризации электронов, создаваемой при поглощении микроволнового излучения вблизи электронного спинового резонанса, релаксирует в ядерную подсистему. При

этом возникает ненулевая средняя поляризация ядер, т.е.  $\langle I_z \rangle \neq 0$ . Таким образом, вблизи электронного спинового резонанса происходит динамическая поляризация ядерных спинов. Описанное явление играет очень важную роль в физике магнитных резонансных явлений, поскольку позволяет добиться достаточно больших значений  $\langle I_z \rangle$ , как следствие, заметно возрастает чувствительность методики ядерного магнитного резонанса [92].

С другой стороны, появление ненулевого  $\langle I_z \rangle$  приводит к сдвигу положения спинового резонанса по магнитному полю на величину  $B_N$  — сдвигу Оверхаузера [90]. Действительно, усреднение выражения (5) даёт:

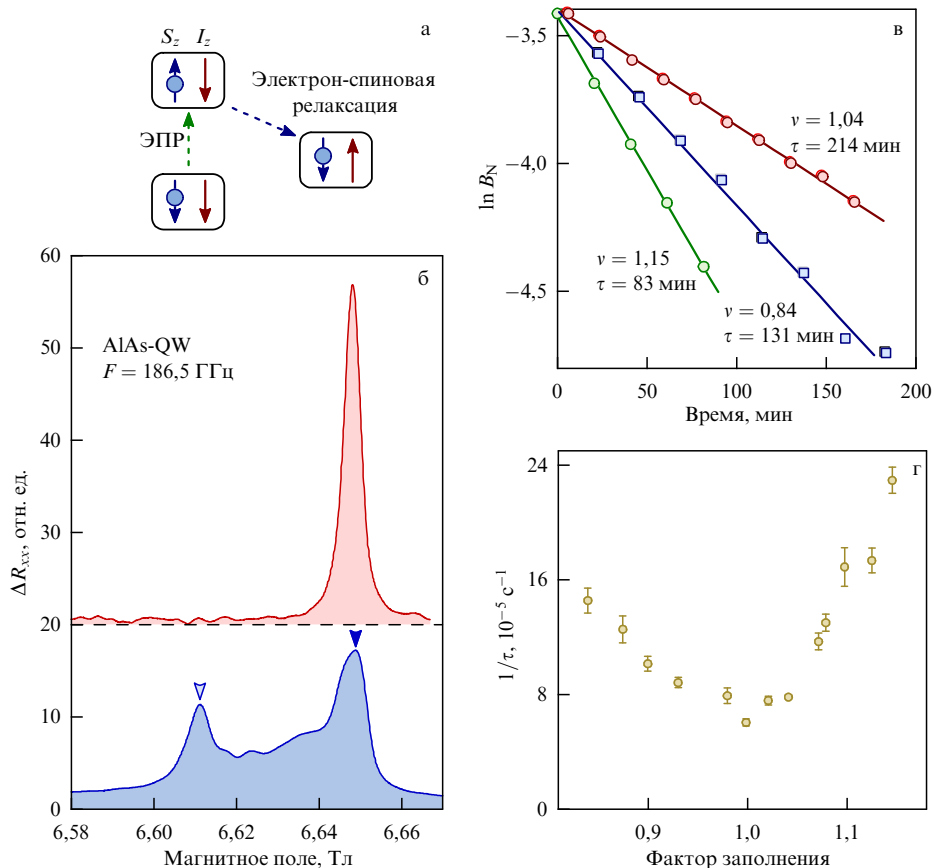
$$hF = g\mu_B(B + B_N) = g\mu_B \left( B + \frac{A\langle I_z \rangle}{g\mu_B} \right). \quad (7)$$

Как видно, величина сдвига Оверхаузера  $B_N$  прямо пропорциональна среднему ядерному спину. Несмотря на кажущуюся слабость сверхтонкого взаимодействия, данной поправкой к положению электронного спинового резонанса далеко не всегда можно пренебречь. Например, в полупроводниковых системах наблюдаемые сдвиги ЭПР достигают нескольких Тл [93] и вполне сравнимы с прикладываемым внешним магнитным полем.

Появление вклада от ядерных спинов в одночастичное спиновое расщепление электронных состояний имеет ряд очень важных последствий. Во-первых, сдвиг Оверхаузера в комбинации с эффектом динамической ядерной поляризации существенно осложняет ЭПР эксперименты в двумерных электронных системах. Действительно, вблизи ЭПР выстраивается ненулевой  $\langle I_z \rangle$ , динамически сдвигающий резонансное положение ЭПР. Если направление изменения внешнего магнитного поля и сдвига Оверхаузера противоположны (например, внешнее поле увеличивается, а сдвиг Оверхаузера смещает ЭПР в область меньших полей), то резонансный пик будет иметь меньшую ширину и амплитуду. Если же и сдвиг, и внешнее поле изменяются одинаково, т.е. сдвиг Оверхаузера "догоняет" внешнее поле, то система находится в условиях спинового резонанса продолжительное время. При этом сам резонансный пик становится чрезвычайно широким и перестаёт иметь правильную форму. Указанный эффект требует тщательного подбора мощности излучения, возбуждающего спиновый резонанс, а также скорости разворота поля. Типичные пики ЭПР до и после поляризации ядерных спинов приведены на рис. 6. Пики спинового резонанса измерены в широкой [001] AlAs-квантовой яме вблизи единичного фактора заполнения при температуре 1,4 К. Видно, что при поляризации ядерных спинов пик ЭПР разделится на несколько смещённых по полю пиков. В GaAs квантовых ямах пик ЭПР, как правило, смещается как целое [91].

С другой стороны, сверхтонкое взаимодействие открывает широкие экспериментальные возможности по изучению спиновых свойств ядерной подсистемы. Например, сдвиг Оверхаузера спинового резонанса позволяет измерять поляризацию ядерной подсистемы. В работе [94] по сдвигу Оверхаузера оценивалась поляризация ядерных спинов, создаваемых оптической накачкой. Релаксация  $\langle I_z \rangle$  приводит к затуханию сдвига Оверхаузера, что позволяет измерить время спин-решёточной релаксации ядер [95]. Такие измерения, проделанные в широкой [001] AlAs-квантовой яме, приведены в работе





**Рис. 6.** (а) Схематичное изображение процесса динамической поляризации ядер, при котором часть неравновесной поляризации спинов электронов релаксирует в ядерную подсистему. (б) Типичный вид спинового резонанса вблизи единичного фактора заполнения в широкой [001] AlAs/AlGaAs квантовой яме до (верхняя кривая) и после (нижняя кривая) динамической поляризации ядер. Данные смещены для наглядности вдоль вертикальной оси. (в) Затухание сдвига Оверхаузера с течением времени вблизи различных факторов заполнения электронной системы в том же образце. Аппроксимация экспериментальных данных (символы) линейной зависимостью (прямые линии) позволили определить время релаксации ядерных спинов. Полученное время указано вблизи каждого набора данных. (г) Зависимость времени спин-решёточной релаксации ядер от фактора заполнения электронной системы. Данные приведены для того же образца.

[96], рассмотрим их подробнее. Типичное изменение сдвига Оверхаузера спинового резонанса с течением времени без дополнительной накачки ядерных спинов показано на рис. 6в. Данные представлены для широкой [001] AlAs-квантовой ямы при температуре 1,5 К. Затухание сдвига Оверхаузера экспоненциально по времени. По наклону временной зависимости логарифма сдвига возможно измерить характерное время спиновой релаксации ядер. Зависимость обратного времени спин-решёточной релаксации  $1/\tau$  от фактора заполнения системы приведена на рис. 6г для того же образца. Хорошо заметно, что  $1/\tau$  во многом определяется фактором заполнения. Аналогичные результаты были получены ранее и на GaAs/AlGaAs гетероструктурах [95] — время  $1/\tau$  демонстрировало магнитоквантовые осцилляции по фактору заполнения. Таким образом, можно заключить, что доминирующий канал релаксации ядерного спина основывается на обмене спинами с электронной системой, а  $1/\tau$  определяется её спиновым состоянием. В работе [97] показано, что формирование состояний дробного квантового эффекта Холла также замедляет релаксацию ядерных спинов, но при этом не оказывает никакого влияния на ширину электронного спинового резонанса, т.е. на время спин-спиновой релаксации в электронной системе.

Связь электронных и ядерных спинов позволяет детектировать ядерный магнитный резонанс по транспортным свойствам двумерного электронного канала [91, 98, 99]. Для этого, как правило, образец помещается в дополнительную катушку, ось которой ориентирована в плоскости двумерной системы, а пропускаемый по катушке переменный ток создаёт переменное магнитное поле, осциллирующее с частотой тока и направленное перпендикулярно внешнему магнитному полю. Вблизи ядерного магнитного резонанса ненулевая спиновая поляризация (её можно создать, например, посредством процесса динамической поляризации ядер) разрушается, что детектируется по изменению формы спинового резонанса. При этом можно зафиксировать частоту излучения и изменять магнитное поле или зафиксировать поле и разворачивать частоту. Такая методика является достаточно точной и позволяет, например, разрешать квадрупольное расщепление линии ядерного магнитного резонанса [96].

Существует ещё один метод электрического детектирования ядерного магнитного резонанса, который, как правило, применяется при очень низких температурах. При температурах  $\sim 10 \text{ мК}$  спиновое расщепление ядер в типичных магнитных полях становится сравнимо с характерной тепловой энергией  $kT$ . Тогда тепловые флук-

туации не подавляют средний ядерный спин полностью, и  $\langle I_z \rangle$  становится отличным от нуля, а в энергетическом расщеплении электронных спиновых состояний появляется вклад, пропорциональный  $\langle I_z \rangle$ . При низких температурах вблизи нечётных факторов заполнения электронной системы сопротивление двумерного канала экспоненциально зависит от спиновой щели и даже небольшие её вариации, связанные с изменением  $\langle I_z \rangle$ , приводят к вполне заметным изменениям транспортных свойств образца [100, 101]. Вблизи ядерного магнитного резонанса радиочастотное электромагнитное поле резонансно разрушает  $\langle I_z \rangle$ , что и позволяет электрически детектировать ядерный магнитный резонанс [102, 103]. Такая методика, например, позволила по сдвигу Найта ядерного резонанса подробно изучить спиновые свойства электронной системы вблизи различных состояний дробного квантового эффекта Холла [89, 104].

### 5. Электронный спиновый резонанс в системах со спин-орбитальным взаимодействием

В данном разделе рассмотрим влияние спин-орбитального взаимодействия на физику спинового резонанса в двумерных электронных системах. Спин-орбитальное взаимодействие в электронной зоне обеспечивает связь между спиновой степенью свободы электронов и их орбитальным движением в плоскости системы. Ненулевое спин-орбитальное расщепление электронных состояний возможно только при отсутствии центра инверсии в системе, а значит, в полупроводниковых гетероструктурах оно может возникать из-за отсутствия центра инверсии в объёмных материалах, из которых составлена структура, или из-за асимметрии самой структуры. Локальная асимметрия связей на гетерограницах также обуславливает появление спин-орбитального взаимодействия.

Рассмотрим сначала влияние спин-орбитального взаимодействия на расщепление электронных состояний по спину в сильных квантуемых магнитных полях. В данном случае энергетический спектр будет представлять собой набор уровней Ландау, каждый из которых расщеплён по спину. Спин-орбитальное взаимодействие при этом, как правило, можно рассматривать как небольшую поправку и использовать формализм теории возмущений. Ограничимся случаем линейного по волновому вектору спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза, имеющего вид  $\beta(k_x\sigma_x - k_y\sigma_y)$ . Удобно переписать это выражение через  $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$  и  $\sigma_{\pm} = (1/2)(\sigma_x \pm i\sigma_y)$ , поскольку в симметричной калибровке  $k_+ = \sqrt{2}a^+/l_b$  и  $k_- = \sqrt{2}a^-/l_b$ , где операторы  $a^+$  и  $a^-$  — операторы перехода электрона между соседними уровнями Ландау без переворота спина. Здесь, как и ранее,  $l_b$  — магнитная длина. Тогда полный гамильтониан электрона будет иметь вид:

$$H = \hbar\omega_c \left( a^+ a + \frac{1}{2} \right) + g\mu_B B\sigma_z + \frac{\beta\sqrt{2}}{l_b} (a^+ \sigma_+ + a \sigma_-). \quad (8)$$

Здесь величина  $\omega_c$  представляет собой циклотронную частоту, а  $\hbar\omega_c$  — расстояние между соседними уровнями Ландау с одинаковой проекцией спина. Фактически спин-орбитальное взаимодействие обеспечивает возможность перехода между уровнями Ландау с переворотом спина

электрона. Аналогично можно переписать и линейное по волновому вектору взаимодействие Рашбы  $\alpha(k_y\sigma_x - k_x\sigma_y)$ . Тогда, используя теорию возмущения второго порядка, можно найти поправку к фактору Ланде, задающему спиновое расщепление уровня Ландау с номером  $N$ :

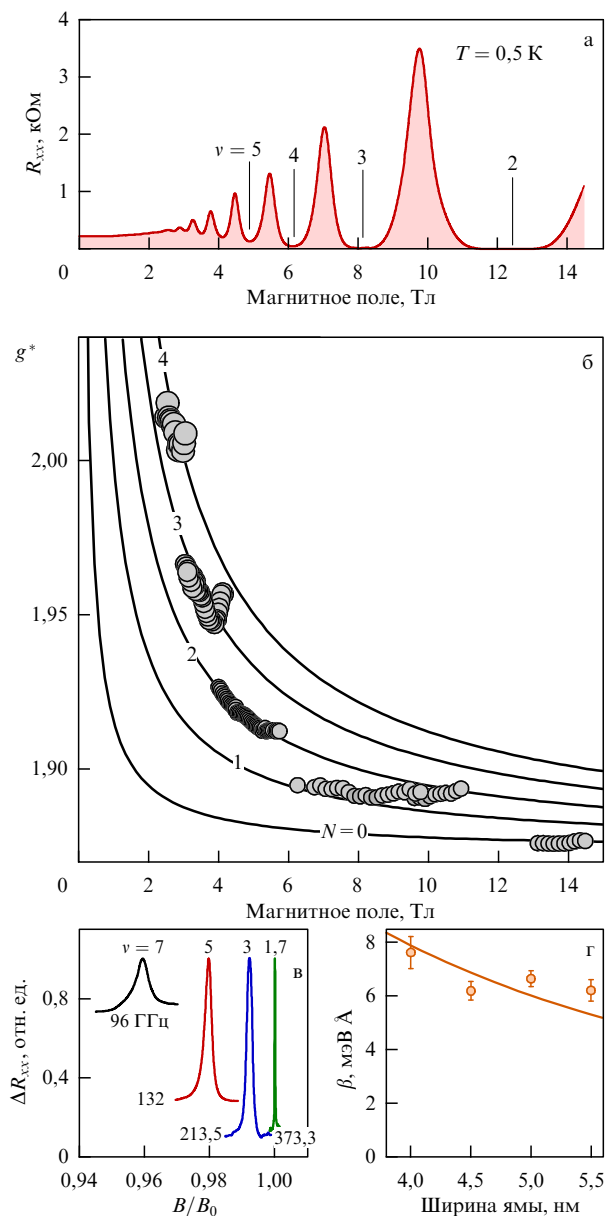
$$g - g_0 = C(\beta^2 - \alpha^2) \frac{2N + 1}{B}. \quad (9)$$

Здесь параметр  $C$  представляет собой комбинацию мировых констант и материальных параметров системы — эффективной массы и фактора Ланде. При этом значение  $C$  прямо пропорционально эффективной массе электрона, а соответствующая поправка к  $g$ -фактору будет наиболее существенна в двумерных системах с большой эффективной массой носителей заряда. Подчеркнём также, что использовавшееся при выведении формулы (9) приближение подразумевает малость спин-орбитальной поправки и поэтому применимо лишь в области больших магнитных полей.

Методика электронного спинового резонанса позволяет с высокой точностью измерять фактор Ланде и, как следствие, вычленять указанную в формуле (9) поправку. Рассмотрим, как работает данный подход, на примере узких AlAs-квантовых ям, выращенных в направлении [001]. Основные экспериментальные результаты этих исследований представлены в работах [105–107]. Обсудим их более детально. На рисунке 7б продемонстрирована экспериментально полученная зависимость  $g$ -фактора от магнитного поля в 5-нм AlAs-квантовой яме, выращенной в кристаллографическом направлении [001]. Характерное магнитосопротивление двумерной электронной системы, заключённой в данную структуру, приведено на рис. 7а. При уменьшении магнитного поля электронный  $g$ -фактор вблизи нечётных факторов заполнения непрерывно увеличивается и демонстрирует выраженные скачки вокруг каждого чётного фактора заполнения. При этом само значение фактора Ланде непосредственно в нечётном факторе заполнения  $\nu = 2N + 1$  (здесь, как и ранее,  $N$  задаёт номер уровня Ландау) демонстрирует явную зависимость от  $\nu$ . Такое поведение в корне отличается от типично наблюдаемого в GaAs/AlGaAs гетероструктурах. Действительно, маленькая эффективная масса электрона в GaAs, по всей видимости, обуславливает малость поправки к  $g$ -фактору в выражении (9).

Следуя работе [106], продемонстрируем, что методика спинового резонанса позволяет определять спин-орбитальную поправку к  $g$ -фактору с высокой точностью. Для этого на рис. 7в приведены типичные линии ЭПР, измеренные вблизи  $\nu = 1, 3, 5$  и  $7$ , с соответствующими номерами уровня Ландау  $N = 0, 1, 2$  и  $3$ . Для удобства магнитное поле нормировано на величину  $B_0 = \hbar F/g_0\mu_B$  — свою для каждого пика ЭПР. Поле  $B_0$  представляет собой положение спинового резонанса в отсутствие спин-орбитальной перенормировки  $g$ -фактора. Тогда разница в положениях таким образом построенных резонансных пиков отражает напрямую поправку к фактору Ланде в соответствии с выражением (9). Наблюдаемая разница превышает ширину резонансных линий, что и позволяет с высокой точностью измерить указанную поправку.

В окрестности нечётных факторов заполнения экспериментальная зависимость фактора Ланде от магнитного поля очень хорошо аппроксимируется выражением (9)



**Рис. 7.** (а) Продольное сопротивление двумерного электронного канала, сформированного в 5-нм [001] AlAs квантовой яме при температуре 0,5 К. (б) Зависимость фактора Ланде от магнитного поля вблизи различных нечётных факторов заполнения  $\nu = 2N + 1$ . Символы — экспериментальные данные, полученные в 5-нм [001] AlAs квантовой яме, сплошные линии — теоретическая аппроксимация с использованием единственного параметра —  $\beta$ . Значения  $N$  указаны вблизи каждой кривой. (в) Типичные пики ЭПР, измеренные вблизи разных факторов заполнения  $\nu = 1, 7, 3, 5, 7$ . Частоты электромагнитного излучения  $F$  указаны вблизи каждой кривой. Поле нормировано на величину  $B_0 = hF/g_0\mu_B$  (свою для каждого пика). (г) Зависимость константы  $\beta$  спин-орбитального взаимодействия от ширины квантовой ямы. Сплошная линия — аппроксимация данных с учётом теоретически рассчитанного значения  $\langle k_z^2 \rangle$ .

с единственным подгоночным параметром — коэффициентом  $\beta^2$ . Значение  $g_0$  взято из области больших магнитных полей, где спин-орбитальной поправкой можно пренебречь. При этом вклад от  $\alpha^2$ , т.е. от спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы, предполагался пренебрежимо малым. Для того чтобы подтвердить данное утверждение, в работе [105] были проведены измерения в односторонне легированных образцах с разной концент-

рацией электронов в двумерной системе. Действительно, коэффициент  $\alpha$  пропорционален электрическому полю  $E$  вдоль направления роста в окрестности двумерной системы. В отсутствие внешнего электрического поля ненулевое  $E$  создаётся  $\delta$ -слоем ионизированных доноров, отделённых от ямы слоем барьера. Поскольку структура в целом не заряжена, то величина  $E$  пропорциональна двумерной плотности электронов  $n$ , следовательно,  $\alpha \sim n$ . Такая ситуация вполне типична для квантовых ям [108]. Тогда вклад в  $g$ -фактор, связанный с взаимодействием Рашбы, пропорционален  $n^2$  и противоположен по знаку вкладу от взаимодействия Дрессельхауза. Экспериментально же зависимости  $g$ -фактора сопадали для разных значений  $n$ , что и обуславливает малость взаимодействия Рашбы в узких AlAs-квантовых ямах. На рисунке 7г показана зависимость коэффициента  $\beta$  от ширины AlAs-квантовой ямы, в работе [106] аппроксимация с учётом теоретически рассчитанного значения  $\langle k_z^2 \rangle$  такой зависимости позволила получить значение  $\gamma \approx 3,5$  эВ  $\text{\AA}^3$  в объёмном AlAs.

Как хорошо видно из рис. 7б, вблизи чётных факторов заполнения наблюдается два пика спинового резонанса, что явно противоречит ожидаемой нулевой спиновой поляризации вблизи чётных факторов заполнения. Оставим обсуждение возможности наблюдения спинового резонанса вблизи чётных  $\nu$  до следующего раздела данного обзора.

Описанный выше подход был распространён и на другие материальные системы. В работе [109] константа спин-орбитального взаимодействия Рашбы была измерена в серии GaN/AlGaN гетеропереходов с разной плотностью электронов. Объёмный GaN имеет структуру вюрцита, наличие оси симметрии высокого порядка в которой диктует доминирование спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы. При этом электронная плотность в образцах менялась разными способами: за счёт оптической накачки, верхним полупрозрачным для микроволнового излучения затвором, а также за счёт изменения концентрации Al в барьерных слоях. Анализ зависимости константы от плотности электронов позволил установить коэффициенты как при линейном, так и при кубическом по волновому вектору членах спин-орбитального взаимодействия. Аналогичные измерения были проделаны для серии образцов ZnO/MgZnO гетеропереходов с разной концентрацией Mg в барьерном слое в работе [110].

Представляет интерес сравнить получающиеся спин-орбитальные константы с результатами других методик, типично используемых для исследования спин-орбитального взаимодействия. Методики, основанные на анализе биений осцилляций Шубникова–де Гааза в области малых магнитных полей, как правило, дают завышенный результат в сравнении с методикой ЭПР спектроскопии [111], что, вероятно, объясняется чрезвычайной чувствительностью методики к неоднородностям в двумерной системе [112]. С другой стороны, константы, измеренные по эффекту слабой антилокализации, демонстрируют хорошее согласие с результатами ЭПР методики. Данный факт был показан в работе [109] на примере GaN/AlGaN гетеропереходов. В узких AlAs-квантовых ямах сравнение этих двух методик также выявило хорошее согласие таких экспериментальных подходов [107] при учёте перенормировки эффективной массы электронов из-за электрон-электронного взаимо-

действия. Отметим также, что в GaN/AlGaN гетеропереходах электронная плотность значительно больше, чем в AlAs-квантовых ямах, что обуславливает существенно меньший вклад от электрон-электронного взаимодействия в транспортные свойства двумерной системы и, как следствие, хорошее согласие результатов двух методик даже без учёта перенормировок.

В материальных системах с линейным по волновому вектору энергетическим спектром спин-орбитальное взаимодействие расщепляет линию спинового резонанса на две с одинаковым наклоном по магнитному полю [113]. Анализ взаимного положения этих линий позволил определить энергию объёмного спин-орбитального расщепления.

Обсудим ещё один важный аспект. Сильное спин-орбитальное взаимодействие нарушает теорему Лармора, а значит, в спиновом расщеплении, измеряемом при помощи ЭПР спектроскопии, может появляться многочастичный вклад [114, 115]. Однако во всех экспериментах, обсуждаемых в рамках данного раздела, подобных эффектов не было, что, вероятно, обуславливается недостаточной силой спин-орбитального взаимодействия.

## 6. Спиновый резонанс в двумерных электронных системах с сильным электрон-электронным взаимодействием

В предыдущих разделах мы обсуждали физику системы электронных спинов в одночастичном приближении, т.е. рассматривали систему как совокупность невзаимодействующих друг с другом частиц. Такой подход является вполне оправданным во многих случаях. Однако при определённых условиях обменное взаимодействие, возникающее из обычного кулоновского отталкивания заряженных фермионов — электронов — в совокупности с принципом запрета Паули, в значительной мере определяет спиновые свойства двумерной системы и вносит коррективы в физику электронного спинового резонанса. Обсуждению этих эффектов и будет посвящён данный раздел нашего обзора.

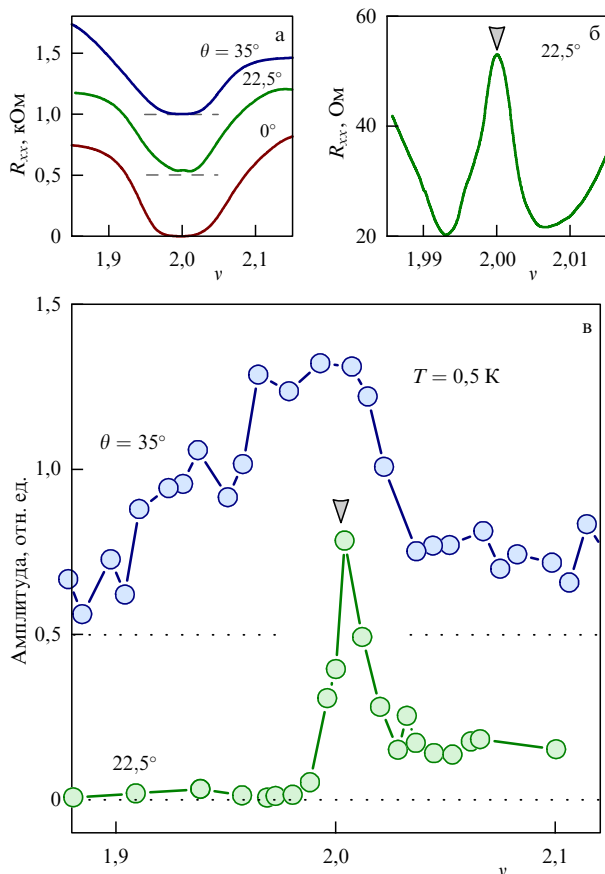
Многочастичные эффекты проявляются особенно сильно в условиях, когда энергия кинетического движения заряженных частиц много меньше, чем характерная энергия взаимодействия между ними. При этом для описания вклада от многочастичного взаимодействия удобно использовать безразмерный параметр  $r_s$  — отношение между характерной энергией кулоновского отталкивания и энергией Ферми. Поскольку энергия взаимодействия между электронами обратно пропорциональна среднему расстоянию между частицами, т.е.  $\sim n^{1/2}$ , а энергия Ферми пропорциональна комбинации  $n/m^*$ , то параметр  $r_s$  будет расти при уменьшении электронной концентрации и увеличении эффективной массы электрона. Например, если отношение характерной кулоновской энергии к энергии Ферми достигает величины  $\sim 40$ , то происходит спонтанная спиновая поляризация двумерной электронной системы [4, 12, 13]. При этом характерное значение  $n$  составляет всего лишь  $10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Такие низкие электронные плотности, а вместе с ними и энергии Ферми влекут за собой исключительно жёсткие требования к чистоте электронной системы, поскольку при сверхнизких плотностях электронов должны сохраняться как приличные транс-

портные характеристики, так и исключительная однородность системы.

Сильное внешнее магнитное поле приводит к трансформации непрерывного спектра движения электронов в дискретный — набор уровней Ландау. Фактически магнитное поле "замораживает" движение электронов в плоскости двумерной системы. При этом даже в образцах со вполне средними характеристиками можно наблюдать квантовые многочастичные эффекты, например: дробный квантовый эффект Холла [116, 117], в том числе и состояния с чётными знаменателями [118], вигнеровскую кристаллизацию при факторах заполнения, меньших единичного [119], а также ферромагнитный фазовый переход вблизи номинально немагнитных чётных факторов заполнения [120, 121]. Для оценки силы электрон-электронного взаимодействия в магнитном поле разумно заменить энергию Ферми на расстояние между уровнями Ландау, которое также обратно пропорционально эффективной массе электронов. Строго говоря, квантование Ландау справедливо лишь в пределе, когда энергия кулоновского отталкивания мала, при этом она может быть учтена как малая поправка.

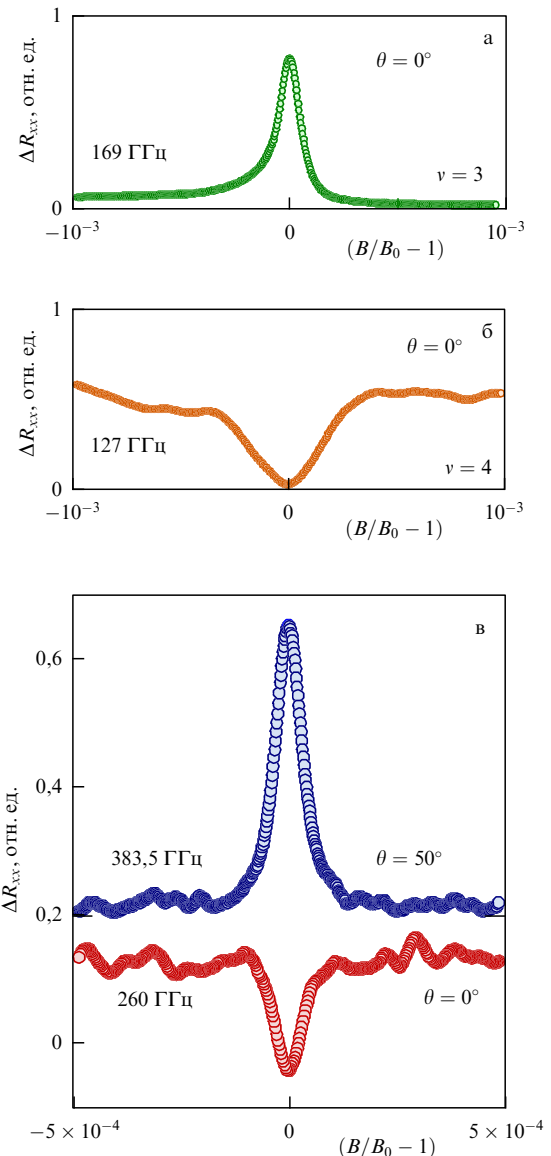
Рассмотрим явление ферромагнитного фазового перехода около чётных факторов заполнения подробнее, при этом сделаем акцент на поведении электронного спинового резонанса вблизи такого перехода. В качестве экспериментальных образцов, как правило, используются полупроводниковые гетероструктуры с относительно большой эффективной массой  $\sim 0,3-0,5 m_0$ , такие как ZnO/MgZnO гетеропереходы и AlAs-квантовые ямы. Такие массы обеспечивают доминирование кулоновской энергии над расщеплением между уровнями Ландау при типичных магнитных полях. В работе [121] анализ формы линии фотолуминесценции двумерной электронной системы в ZnO/MgZnO гетеропереходах позволил построить фазовую диаграмму ферромагнитного перехода вблизи  $\nu = 2$  в координатах плотность электронов — угол наклона магнитного поля. Отметим, что увеличение угла наклона магнитного поля приводит к росту спинового расщепления при фиксированном факторе заполнения электронной системы, поскольку фактор заполнения определяется исключительно перпендикулярной компонентой магнитного поля, а зеемановское расщепление — полным полем. Чем больше электронная плотность и, как следствие, меньше относительный вклад от обменного взаимодействия, — тем больший угол наклона поля необходим для перехода электронной системы в спинполяризованное состояние. В работах [120, 122] показано, что такой переход сопровождается появлением ярко выраженного пика в продольном сопротивлении образца, что, по всей видимости, связано с разбиением системы на домены с разной спиновой поляризацией. Доменные стенки при этом могут рассеивать электроны проводимости и приводить к увеличению сопротивления системы. Такой пик является очень удобным индикатором фазового перехода.

Рассмотрим теперь эволюцию спинового резонанса вблизи ферромагнитного перехода, измеренную в работе [123]. На рисунке 8а показано продольное сопротивление двумерной электронной системы с плотностью  $n = 2,1 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> при трёх различных углах наклона магнитного поля  $\theta = 0^\circ, 22,5^\circ$  и  $35^\circ$  вблизи фактора заполнения 2. При промежуточном угле в сопротивлении наблюдается острый пик, показанный в большем масштабе на рис. 8б.



**Рис. 8.** (а) Продольное сопротивление двумерного электронного канала, сформированного в ZnO/MgZnO гетеропереходе, при температуре 0,5 К для трёх разных углов наклона магнитного поля  $\theta = 0^\circ$ ,  $22,5^\circ$  и  $35^\circ$ . Двумерная плотность электронов в образце составляла  $2,1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . (б) Сопротивление образца при  $\theta = 22,5^\circ$  в увеличенном масштабе. Пик в сопротивлении отмечен маркером. (в) Амплитуда спинового резонанса, измеренная в том же образце, в зависимости от фактора заполнения для разных углов наклона магнитного поля. Маркер отмечает положение пика в сопротивлении, связанного с ферромагнитным фазовым переходом при  $\theta = 22,5^\circ$ .

На рисунке 8в показана типичная эволюция амплитуды спинового резонанса вблизи чётного фактора заполнения. При нулевом угле наклона — в парамагнитном состоянии — спиновый резонанс не наблюдается, при  $\theta = 35^\circ$  — в ферромагнитном состоянии — ЭПР наблюдается во всём диапазоне полей в окрестности  $\nu = 2$ . При  $\theta = 22,5^\circ$  амплитуда резонанса при некотором  $\nu$  резко уменьшается на несколько порядков, причём положение этого падения совпадает с положением пика в сопротивлении (отмечено маркером на рисунке). Такое поведение явно указывает на то, что вблизи пика в сопротивлении действительно происходит ферромагнитный фазовый переход, сопровождающийся макроскопическим изменением спиновой поляризации системы. Более того, в той же работе продемонстрировано, что форма пика ЭПР значительно модифицируется вблизи ферромагнитного перехода — спиновый резонанс разбивается на несколько пиков. Последнее, по всей видимости, связано с появлением доменов с разной спиновой поляризацией. При этом возможность рассеяния на доменах фактически приводит к нарушению теоремы Лармора и гораздо более мягким условиям на закон сохранения квазимпульса спиновой волны.



**Рис. 9.** (а, б) Типичные пики спинового резонанса, наблюдавшиеся в ZnO/MgZnO гетеропереходе с концентрацией электронов  $n = 4,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  вблизи факторов заполнения 3 и 4 соответственно. Частота электромагнитного излучения указана на каждом из двух рисунков. Магнитное поле нормировано на резонансное значение. Температура эксперимента 0,5 К. (в) Типичный пик спинового резонанса, измеренный вблизи фактора заполнения 2 в парамагнитной фазе при  $\theta = 0^\circ$  и в ферромагнитной фазе  $50^\circ$ . Магнитное поле нормировано на резонансное значение. Температура эксперимента 0,5 К.

Отметим, что поведение электронного спинового резонанса в номинально парамагнитной фазе также не тривиально. Логично ожидать, что в состоянии с нулевым спиновым моментом явление электронного спинового резонанса не наблюдается. Именно такое поведение и было обнаружено вблизи ферромагнитного перехода в парамагнитной фазе. Однако если попытаться измерить спиновый резонанс в образцах с большей электронной плотностью и при нулевом угле наклона — т.е. "далее" от перехода в номинально немагнитной фазе — окажется, что ЭПР вполне детектируется, как было показано в работах [124, 125]. Более того, спиновый резонанс вблизи чётного фактора заполнения имеет важное отличие — амплитуду противоположного знака в сравнении с ре-

зонансом вблизи нечётных факторов заполнения. Данный факт проиллюстрирован на рис. 9а, б, где показаны типичные пики ЭПР вблизи фактора заполнения 3 и 4 соответственно, которые были измерены в образце с двумерной плотностью  $n = 4,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Указанное различие носит фундаментальный характер. Действительно, вблизи нечётных факторов заполнения знак изменения сопротивления вблизи ЭПР отвечает разогреву электронной системы в полном соответствии с механизмом, который обсуждался в одном из предыдущих разделов. Однако вблизи чётных спиновый резонанс соответствует уменьшению сопротивления системы, т.е. её "охлаждению". Этот аспект был перепроверен в работе [125] при непосредственном измерении сопротивления образца (т.е. без использования методики двойного синхронного детектирования). В той же работе показано, что при переходе системы вблизи чётного фактора заполнения в ферромагнитное состояние аномальное поведение спинового резонанса также сменяется обычным "разогретьным". Полученные данные позволили выдвинуть гипотезу, которая описывает все основные наблюдаемые аспекты спинового резонанса вблизи чётных факторов заполнения. Предложенное объяснение основывается на том, что при ненулевой температуре образца и в не слишком больших магнитных полях в системе вблизи чётных факторов заполнения всегда присутствует конечное число возбуждений, которые можно представить себе как переход электрона на верхний уровень Ландау с переворотом спина. Поскольку при этом изменяется как номер уровня Ландау, так и проекция спина, то многочастичный вклад в энергию таких мод не запрещён. Более того, как показано в работах [5, 126, 127], их спектр смягчается из-за электрон-электронного взаимодействия. Поскольку возбуждение таких мод подразумевает переворот спина, то система имеет ненулевую спиновую поляризацию и становится возможен электронный спиновый резонанс. Под действием микроволнового излучения, вероятно, происходит перераспределение спиновых возбуждений. Указанное перераспределение подразумевает уменьшение количества возбуждений с большим радиусом, участвующих в диссипационных процессах переноса заряда, и сопротивление системы уменьшается. При переходе в ферромагнитное состояние спектр возбуждений меняется — нижайшим становится спиновый экситон, при этом аномальный механизм ЭПР перестаёт работать. В непосредственной близости от перехода зародыши доменов эффективно рассеивают спин, значительно уменьшают время жизни спиновых возбуждений и, как следствие, делают невозможным наблюдение электронного спинового резонанса.

## 7. Заключение

Исследование спина электронов в различных полупроводниковых гетероструктурах составляет важную часть современной физики конденсированного состояния. Наличие этой внутренней степени свободы значительно обогащает фундаментальную физику таких систем — приводит к появлению как уникальных основных состояний с нетривиальным устройством, так и новых возбуждений. С прикладной точки зрения спиновый момент может использоваться в дополнение к заряду электрона для хранения и обработки информации, в том числе и в парадигме квантовых вычислений.

Сама концепция спиновой степени свободы была сформулирована более ста лет назад. Бурное развитие физики спина с тех пор подарило огромное разнообразие всё более совершенных методик, позволяющих исследовать самые тонкие физические явления. Одним из ключевых экспериментальных подходов к изучению спина стала методика электронного парамагнитного резонанса, сыгравшая ключевую роль в формировании физических представлений в самых разных научных областях. В том числе методика ЭПР оказалась крайне эффективна при изучении спиновых свойств двумерных электронных систем.

Методика электронного спинового резонанса постоянно совершенствуется — увеличивается чувствительность метода, расширяется рабочий диапазон частот электромагнитного излучения, магнитных полей и температур. Происходит адаптация методик к новым и самым разнообразным структурам. Так, резонансное поглощение микроволнового излучения, частота которого совпадает со спиновым расщеплением, активно используется для управления спиновыми состояниями единичных электронов в квантовых точках — по сути, спиновых кубитах [128]. Недавно была продемонстрирована возможность детектирования электронного спинового резонанса в одно- и многослойных графеновых структурах [70, 72, 113, 129, 130]. Результаты ЭПР спектроскопии [130], полученные на образцах с разориентированными относительно друг друга слоями, позволят лучше понять природу возникающих в таких структурах многочастичных эффектов, в том числе и сверхпроводимости. Таким образом, методика ЭПР остаётся актуальной и востребованной в физике низкоразмерных полупроводниковых структур и по сей день.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 20-72-10097 (продление).

## Список литературы

1. Koralek J D et al. *Nature* **458** 610 (2009)
2. Walser M et al. *Nature Phys.* **8** 757 (2012)
3. Stoner E C *Proc. R. Soc. London A* **165** 372 (1938) <https://doi.org/10.1098/rspa.1938.0066>
4. Drummond N D, Needs R J *Phys. Rev. Lett.* **102** 126402 (2009)
5. Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **72** 073304 (2005)
6. Fert A, Reyren N, Cros V *Nat. Rev. Mater.* **2** 17031 (2017)
7. Barrett S E et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 5112 (1995)
8. Bader S D, Parkin S S P *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1** 71 (2010)
9. Van Vleck J H *The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities* (Oxford: The Clarendon Press, 1932)
10. Stuart R, Marshall W *Phys. Rev.* **120** 353 (1960)
11. Ando T, Uemura Y J. *Phys. Soc. Jpn.* **37** 1044 (1974)
12. Falson J et al. *Nat. Mater.* **21** 311 (2022)
13. Shayegan M *Nat. Rev. Phys.* **4** 212 (2022)
14. Roth L M, Lax B, Zwerdling S *Phys. Rev.* **114** 90 (1959)
15. Ивченко Е Л, Киселев А А *Физика и техника полупроводников* **26** 1471 (1992); Ivchenko E L, Kiselev A A *Sov. Phys. Semicond.* **26** 827 (1992)
16. Калевич В К, Коренев В Л *Письма в ЖЭТФ* **57** 557 (1993); Kalevich V K, Korenev V L *JETP Lett.* **57** 571 (1993)
17. Dresselhaus G *Phys. Rev.* **100** 580 (1955)
18. Бычков Ю А, Рашба Э И *Письма в ЖЭТФ* **39** 66 (1984); Bychkov Yu A, Rashba E I *JETP Lett.* **39** 78 (1984)
19. Datta S, Das B *Appl. Phys. Lett.* **56** 665 (1990)
20. Wu M W, Jiang J H, Weng M Q *Phys. Rep.* **493** 61 (2010)
21. Ивченко Е Л *УФН* **182** 869 (2012); Ivchenko E L *Phys. Usp.* **55** 808 (2012)

22. Fu L, Kane C L *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407 (2008)
23. Fu L, Kane C L *Phys. Rev. B* **79** 161408 (2009)
24. Urbaszek B et al. *Rev. Mod. Phys.* **85** 79 (2013)
25. Bechtold A et al. "Relaxation of electron and hole spin qubits in III–V quantum dots", in *Photonic Quantum Technologies: Science and Applications* (Ed. M Benyoucef) (New York: John Wiley Sons, 2023) p. 377, <https://doi.org/10.1002/9783527837427.ch16>
26. Gerlach W, Stern O *Z. Phys.* **8** 110 (1922)
27. Завойский Е К "Парамагнитная абсорбция в перпендикулярных и параллельных полях для солей, растворов и металлов", Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: ФИАН СССР, 1944)
28. Nestle N et al. *Phys. Rev. B* **56** R4359 (1997)
29. Weisbuch C, Hermann C *Phys. Rev. B* **15** 816 (1977)
30. Stein D, Klitzing K V, Weimann G *Phys. Rev. Lett.* **51** 130 (1983)
31. Poole C P (Jr.) *Electron Spin Resonance: a Comprehensive Treatise on Experimental Techniques* (Mineola, NY: Dover Publ., 1996)
32. Shchepetilnikov A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 052102 (2018)
33. Vasiliadou E et al. *Phys. Rev. B* **48** 17145 (1993)
34. Wei H P et al. *Phys. Rev. B* **32** 7016 (1985)
35. Engel L W et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2638 (1993)
36. Хисамеева А Р, Щепетильников А В, Нефёдов Ю А, Кукушкин И В *Изв. РАН. Сер. физическая* **85** 170 (2021); Khisameeva A R, Shchepetilnikov A V, Nefyodov Yu A, Kukushkin I V *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **85** 123 (2021)
37. Щепетильников А В, Хисамеева А Р, Нефёдов Ю А, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **110** 597 (2019); Shchepetilnikov A V, Khisameeva A R, Nefyodov Yu A, Kukushkin I V *JETP Lett.* **110** 599 (2019)
38. Durkan C, Welland M E *Appl. Phys. Lett.* **80** 458 (2002)
39. Blick R H et al. *Phys. Rev. B* **57** R12685 (1998)
40. Meisels R et al. *Phys. Rev. B* **61** 5637 (2000)
41. Rashba E I, Sheka V I, in *Landau Level Spectroscopy* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 27, Eds G Landwehr, E I Rashba) (Amsterdam: Elsevier, 1991) p. 131, <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-88535-7.50011-X>
42. Gopalan S et al. *Phys. Rev. B* **34** 5466 (1986)
43. Duckheim M, Loss D *Nature Phys.* **2** 195 (2006)
44. Schulte M et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 137601 (2005)
45. Stier A V et al. *Phys. Rev. B* **107** 045301 (2023)
46. Chen Y-F et al. *Phys. Rev. B* **32** 890 (1985)
47. Бычков Ю А, Иорданский С В, Элиашберг Г М *Письма в ЖЭТФ* **33** 152 (1981); Bychkov Yu A, Iordanskii S V, Eliashberg G M *JETP Lett.* **33** 143 (1981)
48. Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
49. Щепетильников А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **108** 516 (2018); Shchepetilnikov A V et al. *JETP Lett.* **108** 481 (2018)
50. Pinczuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 3623 (1992)
51. Kukushkin I V et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 4526 (2004)
52. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 126807 (2006)
53. Nicholas R J et al. *Phys. Rev. B* **37** 1294 (1988)
54. Goldberg B B, Heiman D, Pinczuk A *Phys. Rev. Lett.* **63** 1102 (1989)
55. Dolgopolo V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 729 (1997)
56. Dickmann S, Ziman T *Phys. Rev. B* **85** 045318 (2012)
57. Zhuravlev A S et al. *Phys. Rev. B* **89** 161301 (2014)
58. Olshanetsky E et al. *Phys. Rev. B* **67** 165325 (2003)
59. Prati E et al. *IEEE Trans. Nanotechnol.* **4** 100 (2005)
60. Zhuravlev A S et al. *Phys. Rev. B* **77** 155404 (2008)
61. Khodaparast G A et al. *Physica E* **20** 386 (2004); in *Proc. of the 11th Intern. Conf. on Narrow Gap Semiconductors, NGS-11, 16–20 June 2003, Buffalo, NY, USA*
62. Нефёдов Ю А, Фортунатов А А, Щепетильников А В, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **91** 385 (2010); Nefyodov Yu A, Fortunatov A A, Shchepetilnikov A V, Kukushkin I V *JETP Lett.* **91** 357 (2010)
63. Dohers M, Klitzing K V, Weimann G *Phys. Rev. B* **38** 5453 (1988)
64. Lommer G, Malcher F, Rössler U *Phys. Rev. B* **32** 6965 (1985)
65. Sapega V F et al. *Phys. Rev. B* **50** 2510 (1994)
66. Eldridge P S et al. *Phys. Rev. B* **83** 041301 (2011)
67. Shchepetilnikov A V, Nefyodov Yu A, Kukushkin I V, Dietsche W J. *Phys. Conf. Ser.* **456** 012035 (2013)
68. Девизорова Ж А, Щепетильников А В, Нефёдов Ю А, Волков В А, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **100** 111 (2014); Devizorova Zh A, Shchepetilnikov A V, Nefyodov Yu A, Volkov V A, Kukushkin I V *JETP Lett.* **100** 102 (2014)
69. Jiang H W, Yablonovitch E *Phys. Rev. B* **64** 041307 (2001)
70. Lyon T J et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 066802 (2017)
71. Anlauf T et al. *Phys. Rev. Materials* **5** 034006 (2021)
72. Sharma C H et al. *AIP Adv.* **12** 035111 (2022)
73. Ivchenko E L, Kiselev A A, Willander M *Solid State Commun.* **102** 375 (1997)
74. Kiselev A A, Ivchenko E L, Rössler U *Phys. Rev. B* **58** 16353 (1998)
75. Pfeffer P, Zawadzki W *Phys. Rev. B* **74** 233303 (2006)
76. Nefyodov Yu A, Shchepetilnikov A V, Kukushkin I V, Dietsche W, Schmult S *Phys. Rev. B* **83** 041307 (2011)
77. Nefyodov Yu A, Shchepetilnikov A V, Kukushkin I V, Dietsche W, Schmult S *Phys. Rev. B* **84** 233302 (2011)
78. Malinowski A, Harley R T *Phys. Rev. B* **62** 2051 (2000)
79. Hallstein S et al., in *High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors, Proc. of the 12th Intern. Conf., Würzburg, Germany, 29 July–2 August 1996* (Eds G Landwehr, W Ossau) (Singapore: World Scientific, 1997) p. 593
80. Yugova I A et al. *Phys. Rev. B* **75** 245302 (2007)
81. Hannak R M et al. *Solid State Commun.* **93** 313 (1995)
82. Le Jeune P et al. *Semicond. Sci. Technol.* **12** 380 (1997)
83. Алексеев П С *Письма в ЖЭТФ* **98** 92 (2013); Alekseev P S *JETP Lett.* **98** 84 (2013)
84. Ivchenko E L, Kaminski A Yu, Rössler U *Phys. Rev. B* **54** 5852 (1996)
85. Alekseev P S, Nestoklon M O *Phys. Rev. B* **95** 125303 (2017)
86. Alekseev P S, Nestoklon M O *Phys. Rev. B* **103** 195306 (2021)
87. Shchepetilnikov A V et al. *Phys. Rev. B* **92** 161301 (2015)
88. Tycko R et al. *Science* **268** 1460 (1995)
89. Tiemann L et al. *Science* **335** 828 (2012)
90. Overhauser A W *Phys. Rev.* **92** 411 (1953)
91. Dohers M et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 1650 (1988)
92. Abragam A, Goldman M *Rep. Prog. Phys.* **41** 395 (1978)
93. Berkovits V L et al. *Phys. Rev. B* **18** 1767 (1978)
94. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. B* **61** 5447 (2000)
95. Berg A et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 2563 (1990)
96. Shchepetilnikov A V et al. *Phys. Rev. B* **94** 241302 (2016)
97. Shchepetilnikov A V et al. *Phys. Rev. B* **96** 161301 (2017)
98. Hillman C, Jiang H W *Phys. Rev. B* **64** 201308 (2001)
99. Olshanetsky E et al. *Physica B* **373** 182 (2006)
100. Vitkalov S A et al. *J. Phys. Condens. Matter* **11** L407 (1999)
101. Vitkalov S A et al. *Письма в ЖЭТФ* **69** 58 (1999); *JETP Lett.* **69** 64 (1999)
102. Desrat W et al. *Physica E* **12** 149 (2002); in *Proc. of the Fourteenth Intern. Conf. on the Electronic Properties of Two-Dimensional Systems, EP2DS-14, 30 July–3 August 2001, Praha, Czech Republic*
103. Desrat W et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 256807 (2002)
104. Stern M et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 066810 (2012)
105. Shchepetilnikov A V et al. *Phys. Rev. B* **98** 241302 (2018)
106. Shchepetilnikov A V et al. *Physica E* **124** 114278 (2020)
107. Щепетильников А В, Хисамеева А Р, Дремин А А, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **115** 595 (2022); Shchepetilnikov A V,

- Khisameeva A R, Dremin A A, Kukushkin I V *JETP Lett.* **115** 548 (2022)
108. Ларионов А В, Журавлев А С *Письма в ЖЭТФ* **97** 156 (2013); Larionov A V, Zhuravlev A S *JETP Lett.* **97** 137 (2013)
109. Shchepetilnikov A V et al. *Phys. Rev. Applied* **18** 024037 (2022)
110. Хисамеева А Р, Щепетильников А В, Дремин А А, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **117** 689 (2023); Khisameeva A R, Shchepetilnikov A V, Dremin A A, Kukushkin I V *JETP Lett.* **117** 681 (2023)
111. Tsubaki K et al. *Appl. Phys. Lett.* **80** 3126 (2002)
112. Brosig S et al. *Phys. Rev. B* **60** R13989 (1999)
113. Sichau J et al. *Phys. Rev. Lett.* **122** 046403 (2019)
114. Krishtopenko S S *Semicond. Sci. Technol.* **29** 085005 (2014)
115. Krishtopenko S S, Gavrilenko V I, Goiran M *Phys. Rev. B* **87** 155113 (2013)
116. De Poortere E P et al. *Appl. Phys. Lett.* **80** 1583 (2002)
117. Tsukazaki A et al. *Nature Mater.* **9** 889 (2010)
118. Falson J et al. *Nature Phys.* **11** 347 (2015)
119. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3594 (1994)
120. Kozuka Y et al. *Phys. Rev. B* **85** 075302 (2012)
121. Van'kov A B, Kaysin B D, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **96** 235401 (2017)
122. De Poortere E P, Tutuc E, Shayegan M *Phys. Rev. Lett.* **91** 216802 (2003)
123. Щепетильников А В, Хисамеева А Р, Нефедов Ю А, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **113** 689 (2021); Shchepetilnikov A V, Khisameeva A R, Nefyodov Yu A, Kukushkin I V *JETP Lett.* **113** 657 (2021)
124. Shchepetilnikov A V, Khisameeva A R, Nefyodov Yu A, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **104** 075437 (2021)
125. Shchepetilnikov A V, Khisameeva A R, Nikolaev G A, Lopatina S A, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **107** 195415 (2023)
126. Dickmann S, Kukushkin I V *Phys. Rev. B* **71** 241310 (2005)
127. Dickmann S, Kaysin B D *Phys. Rev. B* **101** 235317 (2020)
128. Burkard G et al. *Rev. Mod. Phys.* **95** 025003 (2023)
129. Prada M et al. *Phys. Rev. B* **104** 075401 (2021)
130. Lin J-X et al. *Science* **375** 437 (2022)

## Electron spin resonance in two-dimensional electron systems

A.V. Shchepetilnikov<sup>(\*)</sup>, I.V. Kukushkin<sup>(\*\*)</sup>

*Osipyan Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences,  
ul. Akademika Osip'yana 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation  
E-mail: <sup>(\*)</sup> shchepetilnikov@issp.ac.ru, <sup>(\*\*)</sup> kukush@issp.ac.ru*

The main experimental studies of the spin properties of two-dimensional electron systems by means of electrically detectable electron spin resonance are discussed. The key aspects of spin resonance are considered, including the detection mechanism, the anisotropy of spin splitting, and the influence of hyperfine and spin-orbit interactions on the physics of spin resonance. Particular attention is paid to systems with strong electron-electron interactions formed in various AlAs/AlGaAs and ZnO/MgZnO semiconductor heterostructures. It is in such material systems that a whole series of unique physical phenomena related to spin have been observed. The prospects of electron spin resonance in two-dimensional systems are discussed.

**Keywords:** semiconductor heterostructures, two-dimensional systems, spin physics, electron spin resonance, transport properties

PACS number: **76.30.-v**

Bibliography — 130 references

*Received 10 November 2023, revised 22 December 2023*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **195** (1) 34–49 (2025)

*Physics – Uspekhi* **68** (1) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.12.039626>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.12.039626>