

03,05,12

Поглощение микроволнового излучения и осцилляции магнитосопротивления в композитных квантовых ямах InAs/GaSb с инвертированным зонным спектром в квантующем магнитном поле (Обзор)

© М.П. Михайлова, Э.В. Иванов[✉], П.В. Семенихин, Р.В. Парфеньев

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

[✉] E-mail: Ed@mail.ioffe.ru

Поступил в Редакцию 24 октября 2023 г.

В окончательной редакции 22 декабря 2023 г.

Принят к публикации 11 февраля 2024 г.

Обсуждаются магнитотранспортные свойства наногетероструктур на основе композитных квантовых ям InAs/GaSb с полуметаллическим зонным спектром, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках *n*-GaSb и *n*-InAs с различной концентрацией носителей. Экспериментальные результаты получены с помощью бесконтактной методики электронного парамагнитного резонанса при исследовании температурных и угловых зависимостей поглощения микроволнового излучения и осцилляций магнитосопротивления в широком интервале температур (2.7–270 К) и магнитных полей (до 1.4 Т). Продемонстрирована возможность применения спектроскопии электронного парамагнитного резонанса для изучения спин-зависимых явлений в магнитном поле в двумерных гетероструктурах с инвертированным зонным спектром. В частности, обсуждаются магнитофононные осцилляции магнитосопротивления, обусловленные резонансным рассеянием 2D-электронов на интерфейсных акустических фонах в квантующем магнитном поле, которые были обнаружены и исследованы в гетероструктурах с квантовыми ямами InAs/GaSb, выращенных на подложке *n*⁰-InAs.

Ключевые слова: композитная квантовая яма InAs/GaSb, инвертированный зонный спектр, электронный парамагнитный резонанс, поглощение микроволнового излучения, акустические фононы, осцилляции Шубникова–де Гааза, магнитофононные осцилляции магнитосопротивления.

DOI: 10.61011/FTT.2024.03.57471.240

1. Введение

Гетероструктуры на основе квантовых ям InAs/GaSb привлекают внимание научного сообщества в связи с изучением их свойств, изменяющихся при перестройке зонной структуры в электрическом и магнитном поле, наблюдением гибридизации зон, а также исследованием перехода от полуметаллического состояния системы (инвертированный порядок зон) к топологическому изолятору [1–6]. Возникновение щели гибридизации рассматривалось в работах [7–10]. Впервые на перспективность гетероструктур с композитными квантовыми ямами (ККЯ) InAs/GaSb для таких исследований и создания новых приборов нанoeлектроники и спинтроники указывалось в теоретической работе [11]. Экспериментальные результаты изучения квантового спинового эффекта Холла при расположении уровня Ферми в пределах щели гибридизации электронно-дырочных состояний [1,2,12], а также краевого транспорта [2], магнитотранспортных и спин-зависимых явлений описаны в работах [9,11,13–16]. В [17] отмечается возможность создания гибридных структур со сверхпроводящими слоями.

Соединения InAs, GaSb, AlSb принадлежат к классу полупроводников с близкими значениями параметра кристаллической решетки (6.1 Å) [13], что позволяет выращивать на их основе изопериодные структуры. Уникальным свойством системы InAs/GaSb является то, что зона проводимости InAs располагается ниже валентной зоны GaSb на величину $\Delta = 150$ meV [11,13], а подзоны электронов и дырок расположены в различных слоях ККЯ. Это позволяет наблюдать смешивание состояний зоны проводимости InAs с состояниями валентной зоны GaSb и гибридизацию этих состояний при воздействии электрического [9,11,13–15] и магнитного [1,2,9,12,14–16,18] полей. Важным преимуществом системы InAs-GaSb является также малая величина эффективной массы электронов в InAs и большое значение *g*-фактора в GaSb. Транспортные и топологические свойства, а также эффект Холла были исследованы в этих системах при низких температурах на структурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МБЕ) [1,2].

В данной работе ККЯ AlSb/InAs/GaSb/AlSb были впервые выращены методом эпитаксии из металлоорганических соединений (MOVPE) на трех типах изопериодных подложек: *n*-GaSb, *n*-InAs и *n*⁰-InAs. Технология получе-

ния композитных квантовых ям InAs/GaSb с разъединенным гетеропереходом II типа методом MOVPE была разработана в лаборатории инфракрасной оптоэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН совместно с лабораторией Института физики Академии наук Чехии [19]. Ранее эта технология была успешно применена при выращивании глубоких квантовых ям Al(As)Sb/InAs_{1-x}Sb_x/Al(As)Sb, в которых впервые наблюдалась интенсивная суперлинейная электролюминесценция и возрастание оптической мощности за счет эффекта ударной ионизации в диапазоне температур 77–300 К [20]. Большой цикл исследований вертикального транспорта и процессов резонансного туннелирования при низких температурах в сильных магнитных полях в гетероструктурах с двухбарьерными ККЯ InAs/GaSb/AlSb был выполнен в работах [21–24]. Однако магнитотранспортные свойства данного типа структур ранее не изучались методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) при поглощении микроволнового излучения.

Нами были исследованы магнитотранспортные свойства структур на основе ККЯ AlSb/InAs/GaSb/AlSb с инвертированным зонным спектром, выращенных на разных типах подложек, методом ЭПР. Показана возможность применения спектроскопии ЭПР как инструмента исследования двумерных структур с целью изучения новых спин-зависимых физических явлений, связанных с возможностью изменения зонной структуры при воздействии микроволнового излучения и магнитных полей. Используемая нами методика ЭПР не требует формирования электрических контактов и позволяет регистрировать магнитосопротивление в широком температурном диапазоне (2.7–300 К) в квантующих магнитных полях до 1.4 Т. В результате были получены и исследованы полевые зависимости частоты и амплитуды осцилляций, а также температурные и угловые зависимости поглощения микроволнового излучения в магнитном поле.

2. Методика измерений на основе спектроскопии электронного парамагнитного резонанса

Эффектом ЭПР называют резонансное поглощение электромагнитного излучения парамагнитными центрами в постоянном магнитном поле. Данное явление обусловлено переходами между энергетическими подуровнями неспаренных электронов при зеемановском расщеплении уровней.

Метод ЭПР-спектроскопии широко применяется для изучения свободных и связанных электронов в двумерных и объемных (3D) полупроводниках, парамагнитных центрах в разбавленных полупроводниках, для исследования электронной структуры атомов, магнитного упорядочения и сверхпроводимости [25–27]. Поглощение микроволнового излучения в умеренных магнитных полях также позволяет получить информацию о

примесях взаимодействующих и не взаимодействующих ионов [28,29]. Важная особенность техники ЭПР заключается в возможности исследования, как электронных оболочек примесных атомов, так и кинетики электронного газа в объемных и низкоразмерных материалах [30]. Отдельное экспериментальное направление основано на использовании ЭПР-спектроскопии для изучения спин-орбитального взаимодействия и механизмов спиновой релаксации [25].

Поглощение микроволнового излучения в магнитном поле может происходить не только в результате взаимодействия с неспаренными электронами, но также и вследствие изменения сопротивления образца (магниторезистивный эффект, эффект Шубникова–де Гааза). По этой причине метод ЭПР зарекомендовал себя как многофункциональный и чувствительный инструмент исследования магниторезистивных эффектов [30,31]. При этом задача измерения концентрации спинов решается путем сравнения изучаемого и эталонного образцов.

В ЭПР-спектрометре исследуемый образец в тонкостенном криостате помещается в пучность микроволнового магнитного поля объемного резонатора. Благодаря такому расположению проводящий образец не искажает микроволновое поле, и резонатор сохраняет высокую добротность. Электромагнитное излучение СВЧ-диапазона генерируется клистроном и через волновод направляется на образец, где частично поглощается, а регистрация непоглощенного излучения осуществляется детектором. Развертка магнитного поля происходит при постоянной частоте микроволнового излучения. Мощность излучения, отраженного резонатором, определяется соотношением импедансов волновода и полости резонатора. В классической схеме ЭПР-измерений падение мощности вследствие поглощения в образце имеет резонансный максимум, когда при воздействии электромагнитной волны происходит переход между энергетическими уровнями с переворотом спина. В результате спиновый переход забирает энергию магнитной компоненты стоячей волны в резонаторе и передает ее решетке. В современных ЭПР-установках сигнал детектора модулируется слабым магнитным полем высокой частоты. Благодаря этому регистрируется не поглощенная в образце мощность микроволнового излучения P , а ее производная по магнитному полю dP/dH , что позволяет повысить чувствительность методики, а также отделить магнитопоглощение от той части, которая не зависит от магнитного поля.

Как уже было сказано, наряду с ЭПР в полупроводниках и гетероструктурах наблюдается также нерезонансное изменение микроволнового поглощения в магнитном поле [31–34], причем бесконтактная методика ЭПР-спектроскопии позволяет исследовать оба типа указанных эффектов [31]. Основным явлением, отвечающим за изменение микроволнового поглощения в полупроводнике, является классический магниторезистивный эффект, когда удельное сопротивление невырожденного полупроводника увеличивается пропорционально квадрату

приложенного магнитного поля. При магнитотранспортных измерениях потери мощности обусловлены тем, что энергия электромагнитной волны расходуется на ускорение электронов проводимости в магнитном поле. Зависимость поглощенной мощности микроволнового излучения от напряженности магнитного поля имеет резонансный характер. Эта особенность лежит в основе исследования магниторезистивного эффекта ЭПР-методом.

В большинстве случаев транспортные параметры системы можно определить из измерений Холла и осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) на образцах с контактами при постоянном токе. В случае, когда такая возможность отсутствует, можно провести измерения с помощью бесконтактной методики микроволнового детектирования осцилляций ШдГ на установке ЭПР. При этом магнитотранспортные параметры, измеренные с помощью техники ЭПР, хорошо согласуются с данными, полученными с применением других методик [30,31,35]. В то же время использование в эксперименте микроволнового поля приводит к некоторым особенностям по сравнению с измерениями на постоянном токе. Одна из них связана с существованием скин-эффекта, в результате которого микроволновое поле проникает только в приповерхностную область исследуемого образца на глубину скин-слоя, и изменение магнитопроводимости определяется сопротивлением этой области. Для наших образцов толщина скин-слоя составляет несколько микрометров. Другая особенность использования ЭПР спектроскопии для подобных измерений состоит в том, что точность измерения абсолютных значений магнитосопротивления не слишком высока ($\sim 20\%$) [36].

Изучение магнитотранспортных свойств полупроводников и полуметаллов методом ЭПР основано на исследовании эффекта ШдГ, который заключается в осциллирующем поведении проводимости в зависимости от магнитного поля при пересечении уровня Ферми с уровнями Ландау в случае выполнения условий квантования носителей тока [37]. При постоянном значении частоты микроволнового излучения осуществляется развертка магнитного поля, что приводит к осциллирующему поведению магнитосопротивления (проводимости), которое может быть зарегистрировано как изменение в поглощении микроволнового излучения. Переменное электромагнитное излучение СВЧ-диапазона генерирует диссипативные токи в приповерхностном слое образца. При этом постоянное магнитное поле позволяет выделить вклад двумерных носителей в проводимость через спектры осцилляций ШдГ, поскольку сигнал ЭПР-детектора прямо пропорционален первой производной сопротивления по магнитному полю.

В случае двумерных гетероструктур анализ угловых зависимостей спектров осцилляций ШдГ в магнитном поле дает возможность разделить вклады носителей заряда в квантовой яме и в подложке, а изучение температурных зависимостей поглощения микроволно-

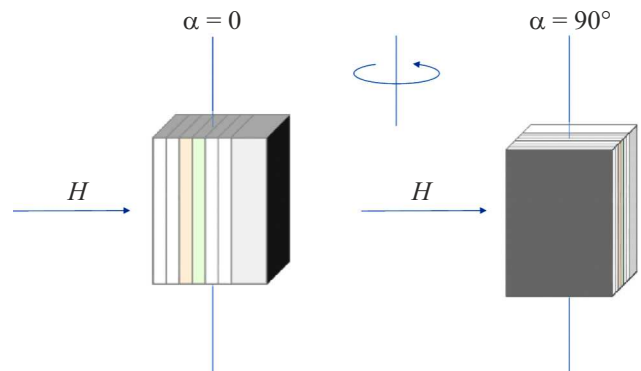


Рис. 1. Схема регистрации угловых зависимостей поглощения микроволнового излучения и осцилляций магнитосопротивления двумерных гетероструктур методом ЭПР-спектроскопии (α — угол между вектором \mathbf{H} и направлением роста структуры).

вого излучения позволяет определить соответствующие значения концентрации носителей заряда [38,39].

В наших экспериментах использовался ЭПР-спектрометр E-112 (фирма ,VARIAN“) с проточным гелиевым криостатом „Oxford Instruments ESR-910“, который поддерживал температуру образца с высокой точностью в широком диапазоне значений (2–270 К). Соленоиды постоянного магнита обеспечивали развертку магнитного поля с напряженностью до 14 кОе (1.4 Т). Источником микроволнового излучения служил клистрон, работающий на частоте 9.35 GHz, что соответствует энергии кванта $\hbar\omega \approx 0.04$ meV. Мощность генерируемого излучения составляла ~ 1 mW. Эксперименты были выполнены на установке, позволяющей в дополнении к классической методике изучения спинового упорядочения и взаимодействия парамагнитных центров в объемных образцах [31,34] исследовать изменение магнитосопротивления в двумерных структурах [30]. Для получения угловых зависимостей магнитосопротивления, соответствующих различной ориентации вектора \mathbf{H} относительно эпитаксиальных слоев гетероструктуры, осуществлялось вращение исследуемого образца в магнитном поле, как показано на рис. 1.

3. Технология изготовления гетероструктур

ККЯ AlSb/InAs/GaSb/AlSb выращивались методом MOVPE на установке AIXTRON 200 в горизонтальном кварцевом реакторе с невращающимся графитовым держателем и радиочастотным типом нагрева [19]. Технологическая установка включала в себя систему мониторинга температуры, а также систему Laytec EPIRAS 200TT, которая позволяла контролировать процесс роста *in situ* методом спектроскопии анизотропного отражения (RAS) [40–43].

В качестве источников компонент выращиваемых соединений были использованы триэтилгаллий TEGa, три(тертиарибутил)алюминий TtBAI, триметилиндий TMIIn, триэтилсурьма TESb или триметилсурьма TMSb и тертиарибутилларсин TBAAs. Гетероструктуры выращивались в атмосфере водорода при температуре 560°C и давлении 150 hPa. Перед эпитаксиальным ростом производилось удаление оксидной пленки с поверхности подложек с помощью водного раствора HCl с последующей промывкой в воде и изопропиловом спирте. Готовые к эпитаксии подложки загружались в реактор и подвергались тепловой деоксидации при температуре 560°C.

Структуры для исследований (QW2505A, QW2505B и QW2550C, представленные на рис. 2) были выращены на трех типах подложек с низкой концентрацией носителей заряда: *n*-GaSb: Te (100) ($n = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), *n*-InAs: Mn (100) ($n = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) и нелегированном *n*-InAs (100) ($n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) соответственно. Легированные подложки *n*-InAs примесью Mn использовались для изменения концентрации электронов. Магнитный характер примеси не оказывал влияния на результаты, полученные нами в эксперименте с помощью бесконтактной методики ЭПР.

После травления и деоксидации на подложку осаждался буферный слой для сглаживания неровностей поверхности перед наращиванием активной области. В составе гетероструктур QW2505A и QW2505B был сформирован буферный слой GaSb толщиной 100 nm. В случае гетероструктуры QW2550C роль буфера выполнял слой 30 nm InAs. ККЯ InAs/GaSb включала в себя две одиночные квантовые ямы: InAs шириной $d = 12.5 \text{ nm}$ и GaSb $d = 8 \text{ nm}$, и была ограничена с обеих сторон барьерами AlSb (каждый по 30 nm). Квантовые ямы, барьерные и буферные слои преднамеренно не легировались. Тонкий покрывающий слой GaSb (3–6 nm) использовался для защиты верхнего барьера AlSb от окисления. Параметры ККЯ AlSb/InAs/GaSb/AlSb (материалы, значения толщины слоев и барьеров, а также их последовательность) были одинаковы для всех структур.

Совершенство выращенных гетероструктур проверялось с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ). На основании полученных результатов проводился отбор структур для дальнейших экспериментов. Разброс ширины квантовых ям AlSb/InAs/GaSb в наногетероструктурах, исследованных затем методом ЭПР, можно оценить величиной порядка нескольких ангстрем. Образцы для измерений имели форму параллелепипеда с размерами $6 \times 3 \times 0.35 \text{ mm}$.

На гетерогранице InAs/GaSb обе группы атомов III и V заменяемы, и значит, интерфейс может быть выращен как типа InSb, так и AlAs. Тип интерфейса оказывает существенное влияние на зонную структуру квантовых ям, поскольку значения ширины запрещенной зоны указанных материалов весьма различны (при $T = 300 \text{ K}$ $E_g = 0.18$ и 2.16 eV для InSb и AlAs соответственно). Как было показано в работе [44], в полупроводниковых гетероструктурах III–V перекрытие зон существенно

зависит от типа и качества монослоя на интерфейсе. В нашем случае интерфейс типа InSb является единственным возможным вариантом с точки зрения создания ККЯ InAs/GaSb с инвертированным зонным спектром. Кроме того, данный интерфейс обеспечивает более высокие значения подвижности носителей заряда [45,46]. Следует отметить, что на гетерограницах между барьерами AlSb и ККЯ InAs/GaSb также могут быть сформированы интерфейсы типа InSb или AlAs. По результатам экспериментов реализация интерфейсов типа InSb на указанных границах оказалась более предпочтительной, поскольку это позволяет уменьшить механические напряжения, возникающие в гетероструктуре [19]. Интерфейсы с высоким содержанием Sb были получены благодаря использованию специальной последовательности осаждения металлоорганических соединений в процессе выращивания [47].

Значения толщины слоев в ККЯ InAs/GaSb выбирались из условия получения полуметаллической (инвертированной) зонной структуры [13]. Ранее в работах [1,11,18,48] был выполнен расчет зонных диаграмм соответствующих гетероструктур. Показано, что в узкой яме InAs шириной $d < 8.5 \text{ nm}$ основной уровень квантовых состояний электронов E_{e1} находится выше основного уровня тяжелых дырок E_{h1} , расположенного в GaSb, что соответствует классическому режиму полупроводниковой структуры. В случае более широких квантовых ям InAs структура приобретает инвертированный порядок энергетических зон, т. е. величина $(E_{e1} - E_{h1})$ становится отрицательной. Предполагается, что носители пространственно разделены, но в результате кулоновского взаимодействия электроны перетекают из валентной зоны InAs, образуя изгиб зон на границе гетероперехода (см. ниже, рис. 5).

4. Экспериментальные результаты

4.1. Структура AlSb/InAs/GaSb/AlSb на подложке *n*-GaSb

Для гетероструктуры QW2505A (рис. 2) с ККЯ InAs/GaSb, выращенной на подложке *n*-GaSb: Te (100) с концентрацией носителей $n = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, были исследованы спектры поглощения микроволнового излучения в зависимости от направления магнитного поля с помощью методики ЭПР. В спектрах наблюдались хорошо различимые осцилляции ШдГ в диапазоне полей от 0.4 Т до 1.4 Т, исчезающие при температуре выше 20 К [49,50]. Спиновое расщепление уровней Ландау при этом обнаружено не было. Этот результат требует дополнительного изучения, поскольку в случае двумерных структур спиновые эффекты в осцилляциях Шубникова–де Гааза при определенных условиях могут проявляться даже в умеренных магнитных полях по сравнению с объемными материалами [51].

Анализ температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ, показанной на рис. 3, позволил опре-

QW2505A	QW2505B	QW2550C
GaSb – 3 nm	GaSb – 3 nm	GaSb – 6 nm
AlSb – 30 nm	AlSb – 30 nm	AlSb – 30 nm
GaSb – 8 nm	GaSb – 8 nm	GaSb – 8 nm
InAs – 12.5 nm	InAs – 12.5 nm	InAs – 12.5 nm
AlSb – 30 nm	AlSb – 30 nm	AlSb – 30 nm
GaSb – 100 nm	GaSb – 100 nm	InAs – 30 nm
n -GaSb:Te ($n = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	n -InAs:Mn ($n = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	n -InAs ($n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

Рис. 2. Схематические диаграммы гетероструктур с композитными квантовыми ямами InAs/GaSb с полуметаллическим зонным спектром, выращенных методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках GaSb и InAs.

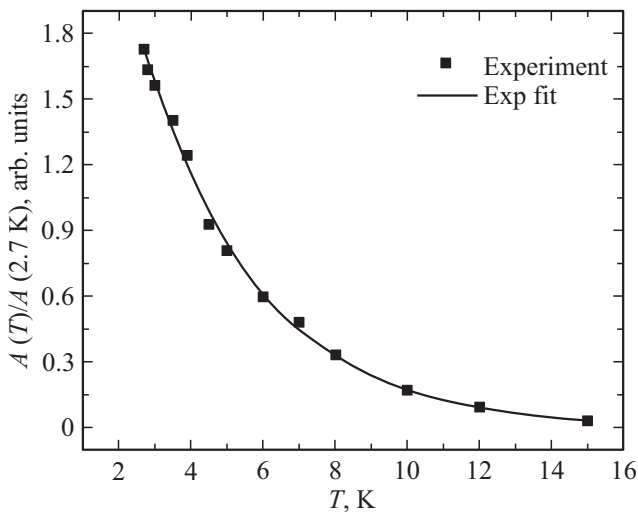


Рис. 3. Температурная зависимость амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза в магнитном поле 1.4 Т для гетероструктуры QW2505A с композитной квантовой ямой InAs/GaSb, выращенной на подложке n -GaSb: Te.

делить значение эффективной массы носителей заряда. С помощью формулы, предложенной в работе [52], было получено значение эффективной массы $m^* = 0.027m_0$, где m_0 — масса электрона. Величина подвижности $2D$ -носителей в квантовой яме InAs, определенная из соответствующих экспериментальных данных, составляла $\mu_e = 70900 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.

Вращение гетероструктуры в магнитном поле выявило необычную угловую зависимость амплитуды осцилляций ШдГ, отличную от ожидаемой функции $H \cos \alpha$, которая характерна для газа двумерных носителей [30]. Исследуемый образец поворачивался вокруг оси [001]. Соответственно, значения угла $\alpha = 0$ и 90° (см. рис. 1) отвечают ориентации, когда вектор \mathbf{H} параллелен направлениям [100] и [010].

Зарегистрированная в эксперименте угловая зависимость, представленная на рис. 4, является специфическим признаком объемной инверсионной асимметрии (BIA) и обусловлена поглощением микроволнового излучения носителями заряда в подложке n -GaSb [53,54]. Наличие эффекта BIA свойственно полупроводникам III–V со структурой цинковой обманки без центра инверсии [45,46].

Следствием инверсионной асимметрии в объемных полупроводниках и гетероструктурах является спиновое расщепление зоны проводимости [55]. В работе [39] данное явление, обусловленное эффектом BIA, было исследовано теоретически и экспериментально в материале n -GaSb: Te. Для образцов с концентрацией носителей $n > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и энергией Ферми $E_F = 0.096 \text{ eV}$ получено значение максимального спинового расщепления на поверхности Ферми ($C_2 E_F$) = 0.005 eV, где $C_2 = 0.05$ — параметр спинового расщепления, введенный авторами цитируемой статьи. В нашем случае концентрация носителей в подложке n -GaSb равна $n = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, а энергия Ферми $E_F = 125 \text{ meV}$. Таким образом, используя результаты работы [39], максимальное спиновое расщепление зоны проводимости в подложке n -GaSb, связанное с объемной инверсионной асимметрией, можно определить как $\Delta_{\text{BIA}} \sim C_2 E_F \approx 0.006 \text{ eV}$.

Следует отметить, что параметр Дрессельхауза для антимида галлия равен $\gamma_D \approx 187 \text{ eV} \cdot \text{\AA}^3$ [56,57]. Отсюда с помощью выражения

$$k_F = (2m^* E_F)^{1/2} / \hbar, \quad (1)$$

где k_F — величина волнового вектора Ферми, $m^* = 0.041m_0$ [58], получаем следующую оценку: $k_F \approx 3.7 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$, $\Delta_{\text{BIA}} \sim \gamma_D k_F^3 \approx 0.009 \text{ eV}$. Последний результат достаточно хорошо согласуется с найденным выше значением Δ_{BIA} для подложки n -GaSb.

В полупроводниковых гетероструктурах причиной спинового расщепления зоны проводимости наряду с

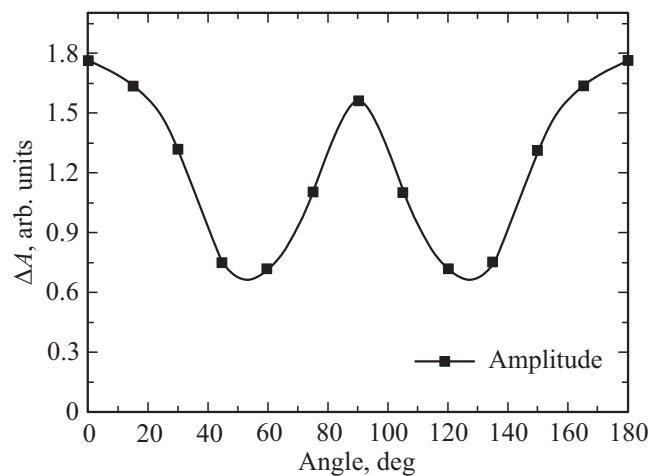


Рис. 4. Угловая зависимость амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза для гетероструктуры QW2505A в магнитном поле 1.4 Т при температуре $T = 2.7 \text{ K}$.

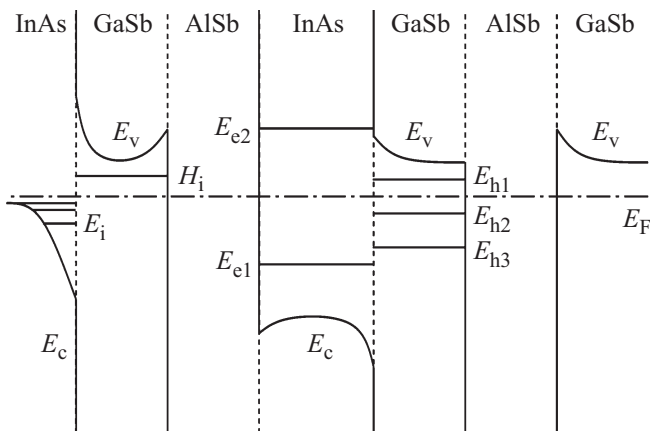


Рис. 5. Энергетическая зонная диаграмма гетероструктуры QW2505B с композитной квантовой ямой InAs/GaSb, выращенной на подложке n -InAs: Mn ($n = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).

эффектом ВИА также является структурная инверсионная асимметрия (SIA) [53,55,59]. В общем случае спиновое расщепление анизотропно и представляет собой результат сложного взаимодействия составляющих $\Delta_{\text{ВИА}} = 2k\beta_{\text{D}}$ и $\Delta_{\text{SIA}} = 2k\alpha_{\text{R}}$, где β_{D} — линейный по k параметр Дрессельхауза, α_{R} — параметр Рашбы [55,60].

Влияние эффектов ВИА и SIA на явления спинового расщепления зоны проводимости для гетероструктур с ККЯ 50 nm-AlSb/12 nm-InAs/10 nm-GaSb/50 nm-AlSb было исследовано экспериментально в работе [61]. Из анализа осцилляции ШдГ получены, в частности, следующие значения параметров Рашбы и Дрессельхауза: $\alpha_{\text{R}} \approx (0.77-2.0) \cdot 10^{-11} \text{ eV}\cdot\text{m}$ (в зависимости от напряжения на затворе V_{g} , которое изменялось в диапазоне от 0.2 V до -1 V) и $\beta_{\text{D}} \approx 0.2 \cdot 10^{-11} \text{ eV}\cdot\text{m}$ (не зависимо от величины V_{g}).

4.2. Структура AlSb/InAs/GaSb/AlSb на подложке n -InAs: Mn

Также было исследовано поглощение микроволнового излучения и осцилляции ШдГ в структуре QW2505B (см. рис. 2) с ККЯ InAs/GaSb, выращенной на подложке n -InAs: Mn (100) с концентрацией носителей $n = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Измерения проводились в интервале температур 2.7–20 K. Энергетическая зонная диаграмма данной структуры, представленная на рис. 5, была рассчитана на основе трехзонной модели Кейна с учетом непараболичности зон [24].

Для квантовой ямы InAs шириной 12.5 nm, содержащей электроны с эффективной массой $m_{\text{e}} = 0.023m_0$, энергия двух первых квантовых уровней, отсчитываемая от середины запрещенной зоны InAs, принимает значения $E_{\text{e1}} = 46$ и $E_{\text{e2}} = 156 \text{ meV}$. Следовательно, второй энергетический уровень располагается выше потолка валентной зоны GaSb и поэтому не попадает в область перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зо-

ны GaSb на интерфейсе (эта область имеет ширину $\Delta = 150 \text{ meV}$).

Нужно отметить, что величина параметра Δ может изменяться в зависимости от температуры [62]. Ширина запрещенной зоны объемного полупроводника III–V с ростом температуры уменьшается в соответствии с зависимостью Варши [58]. Значение деформационного потенциала позволяет вычислить сдвиг уровней энергий по отношению к фиксированному значению потенциала за счет изменения объема кристалла. Согласно этим оценкам, увеличение ширины области перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb при повышении температуры от 4 до 300 K составляет $\sim 25 \text{ meV}$.

Как показал дальнейший расчет, квантовая яма GaSb шириной 8 nm содержит четыре уровня тяжелых дырок с эффективной массой $m_{\text{hh}} = 0.4m_0$: $E_{\text{h1}} = 12 \text{ meV}$, $E_{\text{h2}} = 46 \text{ meV}$, $E_{\text{h3}} = 103 \text{ meV}$ и $E_{\text{h4}} = 181 \text{ meV}$. Последний уровень выходит за границу области перекрытия валентной зоны GaSb и зоны проводимости InAs. В результате эффективное перекрытие основных электронных и дырочных подуровней составляет $\Delta_0 = (\Delta - E_{\text{e1}} - E_{\text{h1}}) = 92 \text{ meV}$, а расположение зон определяется соотношением электронейтральности $n_{2\text{D}} = p_{2\text{D}}$, где $n_{2\text{D}}$ и $p_{2\text{D}}$ — двумерные концентрации электронов и дырок в квантовых ямах InAs и GaSb соответственно.

Положение уровня Ферми E_{F} по отношению к уровням E_{e1} и E_{h1} , а также концентрацию носителей в квантовой яме можно найти с помощью выражения [63,64]:

$$(E_{\text{F}} - E_{\text{e1}})m_{\text{e}} = (\Delta - E_{\text{F}} - E_{\text{h1}})m_{\text{hh}}. \quad (2)$$

При этом предполагается, что наличие высокого потенциального барьера AlSb позволяет пренебречь перетеканием электронов из подложки в квантовую яму InAs. Таким образом, полуметаллическое состояние ККЯ InAs/GaSb описывается положением уровня Ферми по отношению к энергетическим уровням двумерных электронов и дырок: $E_{\text{F}} - E_{\text{e1}} = 86 \text{ meV}$ и $E_{\text{h1}} - E_{\text{F}} = 6 \text{ meV}$. Отсюда находится значение концентрации дырок в квантовой яме GaSb $p_{2\text{D}} = 1.07 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Для исследованной гетероструктуры спектры поглощения микроволнового излучения от магнитного поля при низких температурах ($T < 10 \text{ K}$) продемонстрировали наличие осцилляций ШдГ [49]. Угловые зависимости амплитуд этих осцилляций в магнитном поле (рис. 6) содержали два набора частот, соответствующих 2D-электронам в нанослое InAs и объемным носителям в подложке.

Поскольку поверхность Ферми в арсениде индия является изотропной, нами был предложен способ анализа таких осцилляций, позволяющий выделить вклад двумерных носителей в квантовой яме InAs. Сначала из основного набора экспериментальных результатов вычитались осцилляции, соответствующие углу $\alpha = 90^\circ$, т.е. осцилляции от электронов проводимости в подложке n -InAs: Mn. Затем полученные зависимости обра-

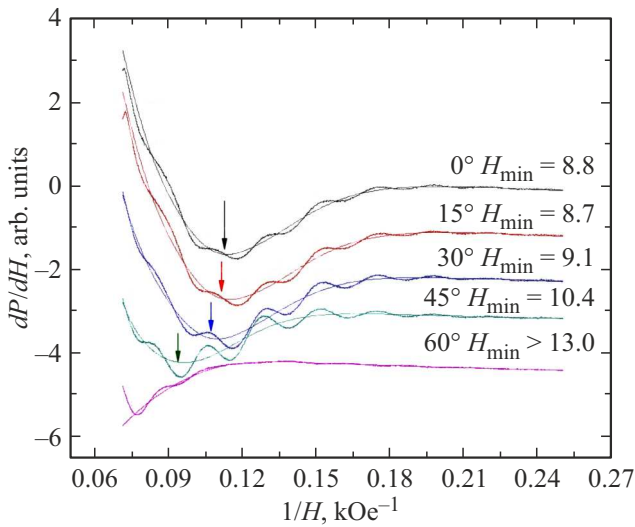


Рис. 6. Угловые зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза от обратного магнитного поля для гетероструктуры QW2505B при температуре $T = 2.7$ К (осциллирующие кривые) и результаты их обработки методом сплайновой интерполяции (кривые без осцилляций). Для сплаженных зависимостей стрелками отмечены положения минимумов, а также указаны соответствующие значения напряженности магнитного поля H_{\min} в кОе.

батывались методом сплайновой интерполяции (метод Савитцкого–Голая) для различных значений углов [50].

Как видно из рис. 6, на котором представлены как исходные, так и сплаженные кривые, при увеличении угла α минимум спектра смещается в сторону больших значений напряженности магнитного поля в соответствии с зависимостью $H \cos \alpha$, которая характерна для 2D-носителей. Значение периода осцилляций было использовано для расчета концентрации электронов в квантовой яме InAs. В результате была получена величина $n_{2D} = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

4.3. Структура InSb/InAs/GaSb/AlSb на нелегированной подложке n-InAs

Методом ЭПР-спектроскопии в широком диапазоне температур от 2.7 до 270 К была исследована гетероструктура QW2550C (рис. 2) с ККЯ InAs/GaSb, выращенная на подложке n-InAs (100) с концентрацией носителей, близкой к собственной ($n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

Расчет зонной энергетической диаграммы для данной структуры (рис. 7) показывает, что в область перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb попадает один энергетический уровень электронов и три уровня тяжелых дырок: $E_{c1} = 46 \text{ meV}$ и $E_{h1} = 12 \text{ meV}$, $E_{h2} = 46 \text{ meV}$, $E_{h3} = 103 \text{ meV}$. Особенностью гетероструктуры, выращенной на нелегированной подложке InAs, является избыточная концентрация дырок в двумерном слое GaSb, образовавшаяся вследствие их диффузии из подложки. В результате нарушается

электростатическое равновесие между электронами и дырками в ККЯ, находящимися в области перекрытия, и концентрация электронов на уровне E_{c1} уменьшается.

На рис. 8 представлены спектры первой производной поглощения микроволнового излучения в магнитном поле dP/dH для двух значений температуры в зависимости от ориентации магнитного поля относительно направления роста двумерных слоев гетероструктуры. При $T = 2.7$ К и значении угла $\alpha = 90^\circ$ наблюдались только осцилляции ШдГ от 3D-электронов в подложке, амплитуда которых экспоненциально убывала с ростом температуры. Величина периода указанных осцилляций позволила определить концентрацию носителей заряда в подложке $n_{3D} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Эффективная масса электронов на уровне Ферми, найденная из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ при $\alpha = 90^\circ$, составляла $m^* = 0.026m_0$ [65].

Как видно из рис. 8, с повышением температуры осцилляции ШдГ от объемных электронов быстро убывают по амплитуде. Угловая зависимость поглощения микроволнового излучения однозначно указывает на 2D-характер обнаруженных особенностей спектров dP/dH и позволяет связать их с двумерными носителями заряда в квантовой яме. Возможность учета и разделения вкладов в магнитосопротивление от двумерных и объемных носителей при бесконтактных измерениях производной dP/dH была продемонстрирована нами в работе [50]. Однако в данном случае анализ осцилляций ШдГ от двумерных носителей в квантовой яме при $T = 2.7$ К, из которого можно было бы получить данные о положении уровня Ферми и эффективной массе носителей, затруднен по причине сильного перекрытия двух наборов частот осцилляций ШдГ от 2D- и 3D-носителей. Компьютерная обработка результатов позволила качественно подтвердить существование осцилляций ШдГ от двумерных электронов в квантовой яме, амплитуда

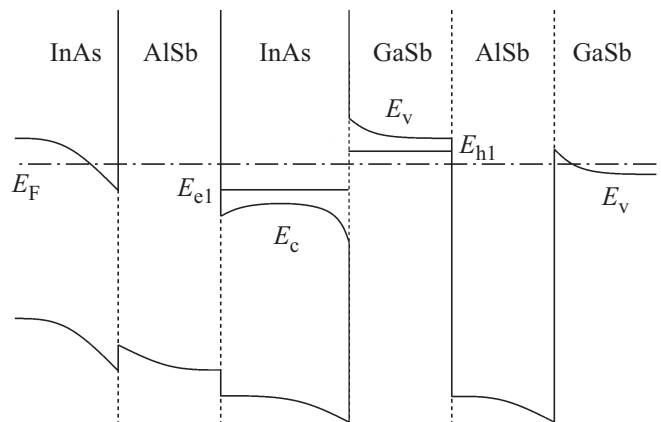


Рис. 7. Энергетическая зонная диаграмма гетероструктуры QW2550C с композитной квантовой ямой InAs/GaSb, выращенной на нелегированной подложке n-InAs ($n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Ширина области перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb на интерфейсе равна 150 meV.

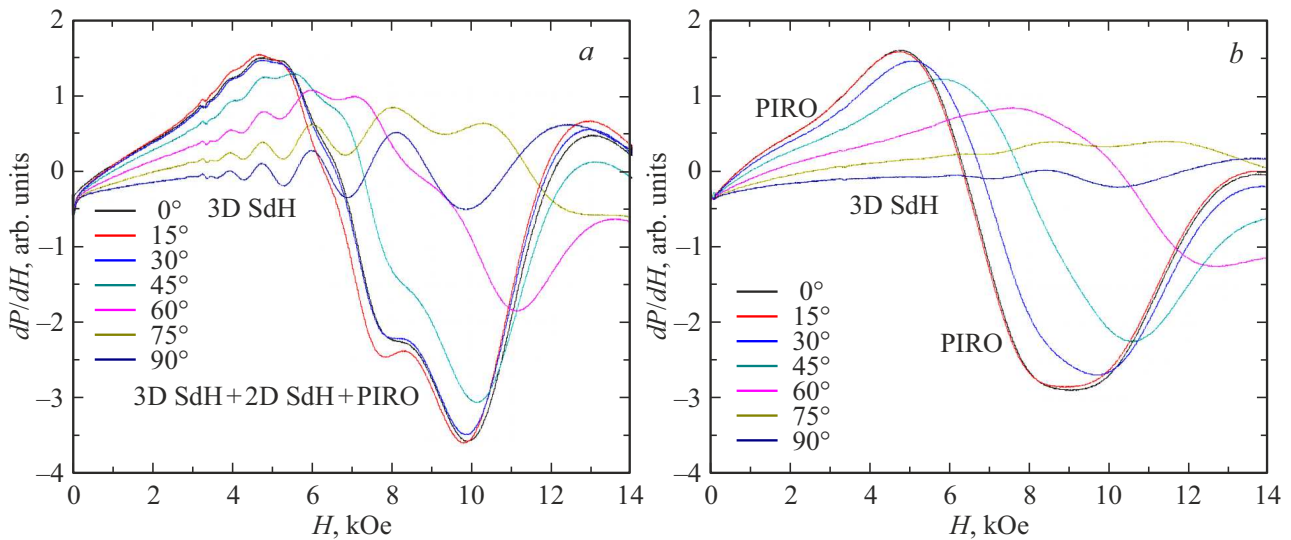


Рис. 8. Угловые зависимости поглощения микроволнового излучения в магнитном поле для гетероструктуры QW2550C, измеренные при температуре 2.7 К (а) и 10 К (б). Отмечены осцилляции Шубникова–де Гааза в подложке (3D SdH), магнитофонные осцилляции (PIRO), а также комбинированные осцилляции Шубникова–де Гааза от объемных и двумерных носителей, наложенные на магнитофонные осцилляции (3D SdH + 2D SdH + PIRO).

которых падает с температурой быстрее, чем в случае осцилляций от объемных носителей в подложке.

Значение периода 2D-осцилляций ШдГ, полученное в результате анализа экспериментальных данных, было использовано для расчета двумерной концентрации электронов в нанослое InAs $n_{2D} = 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Это позволило определить положение уровня Ферми по отношению к основным энергетическим уровням электронов и дырок в ККЯ: $E_F - E_{c1} = 3.3 \text{ meV}$, $E_{h1} - E_F = 89 \text{ meV}$. Далее, исходя из этих значений, была найдена концентрация дырок в нанослое GaSb $p_{2D} = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

При низких температурах в вырожденном двумерном электронном газе вследствие модуляции плотности состояний на уровне Ферми под воздействием магнитного поля наблюдаются не только осцилляции ШдГ в магнитосопротивлении, но также и магнитофонные осцилляции [66], обусловленные резонансным рассеянием электронов на оптических [67] и на акустических фононах [68–70].

Магнитофонные осцилляции в полупроводниках изучаются достаточно давно [67,71], причем было обнаружено несколько типов таких осцилляций, различающихся своей природой [60]. Особый интерес представляют осцилляции магнитосопротивления, вызванные резонансным рассеянием электронов, находящихся на уровнях Ландау, на акустических фононах — phonon induced resistance oscillations (PIRO). Этот эффект наиболее ярко проявляется в 2D-структурах с высокой подвижностью носителей заряда в умеренных магнитных полях [68,70]. Роль интерфейсных и объемных акустических фононов в появлении осцилляций магнитосопротивления обсуждалась ранее в обзоре [66]. В наших экспериментах в температурном диапазоне 2.7–270 К были обнаружены

осцилляции магнитосопротивления, которые могут быть объяснены резонансным рассеянием двумерных электронов на акустических фононах — PIRO [65].

Модель взаимодействия вырожденного двумерного электронного газа с фононами, обладающими круговой частотой ω_S , волновым вектором q и скоростью $v_S = \omega_S/q$, рассмотрена в работах [68–70]. Было показано, что электрон с волновым вектором Ферми k_F при движении в квантующем магнитном поле совершает не прямые переходы между уровнями Ландау за счет неупругого взаимодействия с фононом, который характеризуется волновым вектором $q = 2k_F$. Положение максимумов магнитофонных осцилляций магнитосопротивления двумерного электронного газа определяется выражением

$$2k_F v_S = j \omega_C, \quad (3)$$

где $\omega_C = eH/(cm^*)$ — циклотронная частота, $j = 1, 2, 3, \dots$ — целое число.

Следует отметить, что объемные фононы не принимают участия во взаимодействии с 2D-электронами, поскольку их частота зависит от компоненты волнового вектора q_z (где z — направление роста гетероструктуры), а правила отбора определяют только те компоненты волнового вектора, которые лежат в плоскости квантовой ямы. В нашем случае двумерные электроны испытывают рассеяние на интерфейсных фононах, распространяющихся вдоль гетерограницы InAs/GaSb.

Точное определение величины волнового вектора Ферми из спектров двумерных осцилляций ШдГ затруднено в силу их сложного перекрытия с трехмерными осцилляциями ШдГ, а также с магнитофонными осцилляциями. Тем не менее, пользуясь выделенными 2D-осцилляциями ШдГ, можно дать оценку величины

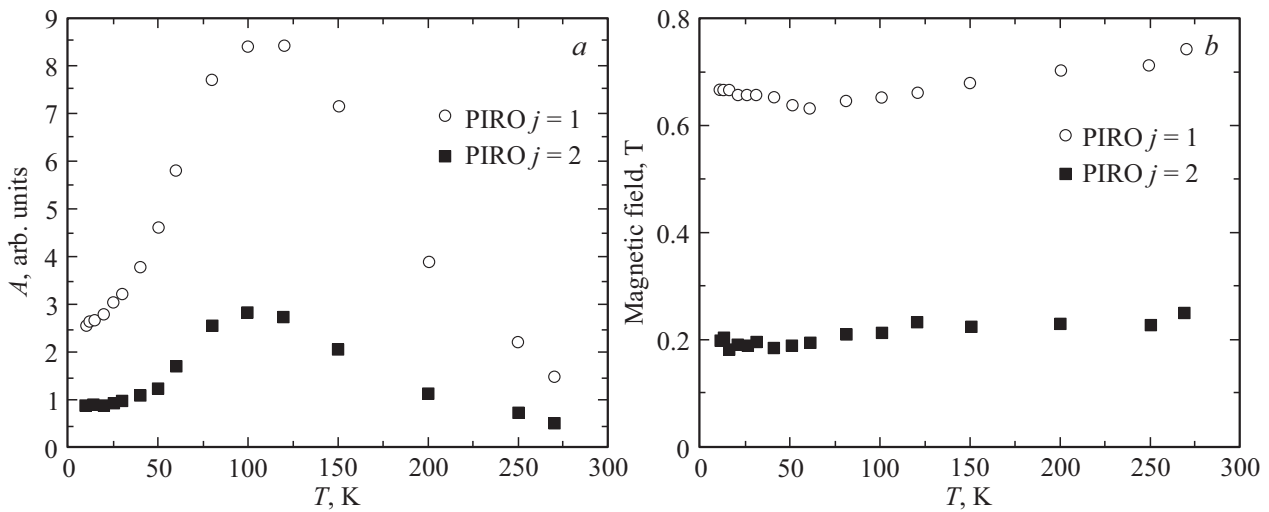


Рис. 9. Температурные зависимости амплитуды (а) и положения максимума (б) для двух пиков магнитофонных осцилляций PIRO $j = 1$ и 2 , зарегистрированные для гетероструктуры QW2550C.

k_F с помощью формулы (1). Из условия электронейтральности при $n_{2D} \approx 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ определяем значение $E_F \approx 10 \text{ meV}$, что соответствует экспериментальным данным для нелегированных ККЯ InAs/GaSb с инвертированным зонным спектром [48,72]. Тогда, используя найденную ранее величину эффективной массы $m^* = 0.026m_0$, получаем $k_F \sim 10^8 \text{ m}^{-1}$.

На рис. 9 показаны температурные зависимости магнитофонных осцилляций для двух пиков PIRO. Амплитуда указанных осцилляций (рис. 9, а) имеет максимум вблизи температуры $T_{\text{max}} \approx 120 \text{ K}$. При этом для каждого пика PIRO относительный прирост амплитуды, наблюдавшийся по мере увеличения температуры в диапазоне 2.7–120 K, составляет ~ 2.5 раза. Дальнейшее повышение температуры (при $T > T_{\text{max}}$) приводит к убыванию амплитуды осцилляций PIRO пропорционально $T^{-3/2}$. Как видно из рис. 9, б, положение резонансных пиков магнитосопротивления изменяется с температурой, но пики сдвигаются несимметрично, что свидетельствует об изменении периода осцилляций после прохождения максимума. Данная особенность связана с температурным изменением подвижности двумерных носителей заряда.

Экспериментальные зависимости, представленные на рис. 9, а, хорошо согласуются с моделью термически активированного фонного рассеяния. При низкой температуре количество фононов невелико, но они обладают энергией, которая позволяет $2D$ -электронам переходить на более высокие уровни Ландау. С повышением температуры количество термически активированных фононов увеличивается, что приводит к росту амплитуды осцилляций. Как и в случае осцилляций ШдГ при этом требуется, чтобы величина подвижности $2D$ -электронов удовлетворяла условию $(\mu_e H) > 1$, которое позволяет электрону сделать несколько оборотов по циклотронной орбите.

В то же время увеличение температуры сопровождается размытием уровней Ландау за счет рассеяния, а также размытием уровня Ферми двумерных электронов (размытие $2k_F$). В результате по достижении значения T_{max} последующий рост температуры приводит к падению амплитуды осцилляций. При этом вследствие различия зависимостей $E_g(T)$ для материалов, образующих ККЯ [58], с повышением температуры изменяется ширина области перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb, что приводит, в свою очередь, к изменению положения уровня Ферми. Кроме того, нужно учитывать, что заполнение уровней размерного квантования в ККЯ также зависит от температуры. Этими явлениями и объясняется температурный сдвиг пиков PIRO (рис. 9, б), наблюдавшийся в наших экспериментах.

5. Заключение

Таким образом, методом спектроскопии электронного парамагнитного резонанса были проведены исследования магнитотранспортных свойств двумерных гетероструктур на основе композитных квантовых ям InAs/GaSb с разьединенным гетеропереходом II типа и полуметаллической зонной структурой в интервале температур 2.7–270 K в квантующем магнитном поле до 1.4 T.

Исследованные структуры были выращены методом эпитаксии из металлоорганических соединений на трех типах изопериодных подложек с различной концентрацией носителей: n -GaSb: Te ($n = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), n -InAs: Mn ($n = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) и n^0 -InAs ($n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Композитные квантовые ямы InAs/GaSb с инвертированным зонным спектром характеризовались высокой подвижностью $2D$ -электронов $\mu_e \approx 7 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

Бесконтактная методика спектроскопии электронного парамагнитного резонанса была использована для изуче-

ния осцилляций магнитосопротивления и Шубникова–де Гааза. Исследованы полевые зависимости частоты и амплитуды осцилляций, а также температурные и угловые зависимости поглощения микроволнового излучения в магнитном поле.

Для гетероструктуры с композитной квантовой ямой, выращенной на подложке n -GaSb: Те, была обнаружена необычная угловая зависимость амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза, отличающаяся от функции $H \cos \alpha$. Данной эффект является следствием объемной инверсионной асимметрии — ВИА и обусловлен поглощением микроволнового излучения объемными носителями в подложке n -GaSb.

В гетероструктурах AlSb/InAs/GaSb/AlSb, выращенных на подложке n -InAs: Mn, в спектрах поглощения микроволнового излучения от магнитного поля были зарегистрированы осцилляции Шубникова–де Гааза, для которых характерна угловая зависимость амплитуды с двумя наборами частот, соответствующих 2D-электронам в квантовой яме InAs и 3D-носителям в подложке. Впервые предложен способ анализа таких осцилляций, позволяющий выделить вклад двумерных носителей в общую проводимость с целью определения их роли в квантовой кинетике в магнитном поле.

В двумерных структурах с композитной квантовой ямой InAs/GaSb, выращенных на легированных подложках n -InAs, были обнаружены магнитофонные осцилляции магнитосопротивления двумерного электронного газа в температурном диапазоне 2.7–270 К. Показано, что указанные осцилляции обусловлены резонансным рассеянием двумерных электронов на интерфейсных акустических фонах, распространяющихся вдоль гетерограницы InAs/GaSb — phonon induced resistance oscillations (PIRO). Амплитуда магнитофонных осцилляций магнитосопротивления достигает максимальных значений при температуре ~ 120 К, а положение пиков PIRO зависит от локализации уровня Ферми в области перекрытия зон InAs и GaSb на интерфейсе композитной квантовой ямы с учетом заполнения уровней размерного квантования.

Полученные результаты показывают, что спектроскопия электронного парамагнитного резонанса может быть использована в качестве эффективного инструмента исследования свойств двумерных гетероструктур, что позволяет получать важную информацию о резонансных и спин-зависимых явлениях при поглощении микроволнового излучения в квантовых магнитных полях в широком интервале температур.

Благодарности

Авторы благодарят А.И. Вейнгера и И.В. Кочмана за большой вклад в экспериментальные исследования двумерных гетероструктур методом ЭПР-спектроскопии, а также за плодотворное обсуждение результатов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C. Liu, T.L. Hughes, X.-L. Qi, K. Wang, S.-C. Zhang. Phys. Rev. Lett. **100**, 23, 236601 (2008).
- [2] L. Du, I. Knez, G. Sullivan, R.-R. Du. Phys. Rev. Lett. **114**, 9, 096802 (2015).
- [3] X.-L. Qi, S.-C. Zhang. Phys. Today **63**, 1, 33 (2010).
- [4] J.E. Moore. Nature **464**, 7286, 194 (2010).
- [5] J.E. Moore, L. Balents. Phys. Rev. B **75**, 12, 121306(R) (2007).
- [6] M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys. **82**, 4, 3045 (2010).
- [7] L.L. Chang, L. Esaki. Surf. Science **98**, 1–3, 70 (1980).
- [8] M. Altarelli. Phys. Rev. B **28**, 2, 842 (1983).
- [9] M.J. Yang, C.H. Yang, B.R. Bennett, B.V. Shanabrook. Phys. Rev. Lett. **78**, 24, 4613 (1997).
- [10] M. Lakrimi, S. Khym, R.J. Nicholas, D.M. Symons, F.M. Peeters, N.J. Mason, P.J. Walker. Phys. Rev. Lett. **79**, 16, 3034 (1997).
- [11] Y. Naveh, B. Laikhtman. Appl. Phys. Lett. **66**, 15, 1980 (1995).
- [12] I. Knez, R.R. Du, G. Sullivan. Phys. Rev. B **81**, 20, 201301(R) (2010).
- [13] H. Kroemer. Physica E **20**, 196 (2004).
- [14] A. Zakharova, S.T. Yen, K.A. Chao. Phys. Rev. B **64**, 23, 235332 (2001).
- [15] A. Zakharova, S.T. Yen, K.A. Chao. Phys. Rev. B **66**, 8, 085312 (2002).
- [16] F. Nichele, A.N. Pal, P. Pietsch, T. Ihn, K. Ensslin, C. Charpentier, W. Wegscheider. Phys. Rev. Lett. **112**, 3, 036802 (2014).
- [17] X. Shi, W. Yu, Z. Jiang, B.A. Bernevig, W. Pan, S.D. Hawkins, J.F. Klem. J. Appl. Phys. **118**, 13, 133905 (2015).
- [18] I. Knez, C.T. Rettner, S.-H. Yang, S.S.P. Parkin, L. Du, R.-R. Du, G. Sullivan. Phys. Rev. Lett. **112**, 2, 026602 (2014).
- [19] A. Hospodková, E. Hulicius, J. Pangrác, F. Dominec, M.P. Mikhailova, A.I. Veinger, I.V. Kochman. J. Cryst. Growth **464**, 206 (2017).
- [20] M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, K.V. Kalinina, N.D. Stoyanov, G.G. Zegrya, Yu.P. Yakovlev, E. Hulicius, A. Hospodková, J. Pangrác, M. Zíkova. J. Appl. Phys. **112**, 2, 023108 (2012).
- [21] M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. Semicond. Sci. Technol. **9**, 7, 1279 (1994).
- [22] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. Semicond. Sci. Technol. **19**, 10, R109 (2004).
- [23] R.V. Parfeniev, K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, N.S. Averkiev, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovskii, D. Kaczorowski. J. Magn. Magn. Mater. **321**, 7, 712 (2009).
- [24] Н.С. Аверкиев, В.А. Березовец, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, В.И. Нижанковский, Р.В. Парфеньев, К.С. Романов. ФТТ **46**, 11, 2083 (2004).
- [25] Z. Wilamowski, A. Wolos, H. Rzybylinska. Curr. Top. Biophys. **33**, 257 (2010).
- [26] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голошапов, П.В. Семенихин. ЖТФ **83**, 12, 103 (2013).
- [27] Дж. Людвиг, Г. Вудбери. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. Мир, М. (1964). 148 с.

- [28] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.Л. Макарова, Т.В. Тиснек, С.И. Голошапов, П.В. Семенихин. *ЖЭТФ* **143**, 5, 918 (2013).
- [29] A. Zabrodskii, A. Veinger, P. Semenikhin. *Phys. Status Solidi B* **257**, 1, 1900249 (2020).
- [30] H. Linke, P. Omling, P. Ramvall, B.K. Meyer, M. Drechsler, C. Wetzel, R. Rudeloff, F. Scholz. *J. Appl. Phys.* **73**, 11, 7533 (1993).
- [31] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Г. Бискупски. *ФТП* **32**, 5, 557 (1998).
- [32] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek. *Phys. Status Solidi B* **218**, 1, 189 (2000).
- [33] V.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. *Phys. Status Solidi C* **5**, 3, 835 (2008).
- [34] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голошапов. *ФТП* **45**, 10, 1314 (2011).
- [35] P. Omling, B. Meyer, P. Emanuelsson. *Appl. Phys. Lett.* **58**, 9, 931 (1991).
- [36] Ч. Пул. *Техника ЭПР-спектроскопии*. Мир, М. (1970). 560 с.
- [37] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах*. Мир, М. (1986). 680 с.
- [38] H.J. von Bardeleben, Y.Q. Jia, M.O. Manasreh, C.E. Stuz. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1, 90 (1993).
- [39] D.G. Seiler, W.M. Becker, L.M. Roth. *Phys. Rev. B* **1**, 2, 764 (1970).
- [40] P. Weightman, D.S. Martin, R.J. Cole, T. Farrell. *Rep. Prog. Phys.* **68**, 6, 1251 (2005).
- [41] W. Richter, J.-T. Zettler. *Appl. Surf. Science* **100–101**, 465 (1996).
- [42] K. Möller, L. Töben, Z. Kollonitsch, Ch. Giesen, M. Heuken, F. Willig, T. Hannappel. *Appl. Surf. Sci.* **242**, 3–4, 392 (2005).
- [43] O.J. Pitts, S.P. Watkins, C.X. Wang. *J. Cryst. Growth* **248**, 249 (2003).
- [44] M.S. Daly, D. Symons, M. Lakrimi, R. Nicholas, N. Mason, P. Walker. *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 5, 823 (1996).
- [45] D.G. Seiler, A.E. Stephens. In: *Landau Level Spectroscopy, Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, V. 27.2 / Ed. G. Landwehr, E.I. Rashba. Elsevier, North-Holland (1991). P. 1031.
- [46] M. Dobrowolska, Y. Chen, J.K. Furdyna, S. Rodriguez. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2, 134 (1983).
- [47] D. Kindl, J. Toušková, E. Hulicius, J. Pangrác, T. Šimeček, V. Jurka, P. Hubík, J.J. Mareš, J. Křištofik. *J. Appl. Phys.* **95**, 4, 1811 (2004).
- [48] I. Knez, R.-R. Du, G. Sullivan. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 13, 136603 (2011).
- [49] M.P. Mikhailova, A.I. Veinger, I.V. Kochman, P.V. Semenikhin, K.V. Kalinina, R.V. Parfeniev, V.A. Berezovets, A. Hospodková, J. Pangrác, E. Hulicius. *Proc. SPIE* **9755**, 97552R (2016).
- [50] M.P. Mikhailova, A.I. Veinger, I.V. Kochman, P.V. Semenikhin, K.V. Kalinina, R.V. Parfeniev, V.A. Berezovets, M.O. Safonchik, A. Hospodková, J. Pangrác, M. Zikova, E. Hulicius. *J. Nanophotonics* **10**, 4, 046013 (2016).
- [51] С.А. Тарасенко. *ФТТ* **44**, 9, 1690 (2002).
- [52] В.А. Кульбачинский, Л.Н. Овешников, Р.А. Лунин, Н.А. Юзеева, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, П.П. Мальцев. *ФТП* **49**, 2, 204 (2015).
- [53] E.A. de Andrada e Silva. *Phys. Rev. B* **46**, 3, 1921 (1992).
- [54] N.S. Averkiev, L.E. Golub. *Phys. Rev. B* **60**, 23, 15582 (1999).
- [55] R. Winkler. *Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems*. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2003). P. 69.
- [56] Г.Е. Пикус, В.А. Марущак, А.Н. Титков. *ФТП* **22**, 2, 185 (1988).
- [57] M. Cardona, N.E. Christensen, G. Fasol. *Phys. Rev. B* **38**, 3, 1806 (1988).
- [58] *Handbook Series on Semiconductor Parameters* / Ed. M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur. World Scientific, London (1996). V. 1. 232 p.
- [59] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 2, 323 (2004).
- [60] В.Е. Дегтярев, С.В. Хазанова, А.А. Конаков. *ФТП* **51**, 11, 1462 (2017).
- [61] C.S. Knox, L.H. Li, M.C. Rosamond, E.H. Linfield, C.H. Marrows. *Phys. Rev. B* **98**, 15, 155323 (2018).
- [62] D.M. Symons, M. Lakrimi, M. van der Burgt, T.A. Vaughan, R.J. Nicholas, N.J. Mason, P.J. Walker. *Phys. Rev. B* **51**, 3, 1729 (1995).
- [63] E.E. Mendez, L. Esaki, W.I. Wang. *Phys. Rev. B* **33**, 4, 2893 (1986).
- [64] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. *Phys. Rev. B* **26**, 4, 1974 (1982).
- [65] И.В. Кочман, М.П. Михайлова, А.И. Вейнгер, Р.В. Парфеньев. *ФТП* **55**, 4, 313 (2021).
- [66] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, M.A. Zudov. *Rev. Mod. Phys.* **84**, 4, 1709 (2012).
- [67] D.C. Tsui, Th. Englert, A.Y. Cho, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.* **44**, 5, 341 (1980).
- [68] P. Kumaravadivel, M.T. Greenaway, D. Perello, A. Berdyugin, J. Birkbeck, J. Wengraf, S. Liu, J.H. Edgar, A.K. Geim, L. Eaves, R.K. Kumar. *Nature Commun.* **10**, 3334 (2019).
- [69] M.A. Zudov, I.V. Ponomarev, A.L. Efros, R.-R. Du, J.A. Simmons, J.L. Reno. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 16, 3614 (2001).
- [70] A.T. Hatke, M.A. Zudov, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 8, 086808 (2009).
- [71] Yu.A. Firsov, V.L. Gurevich, R.V. Parfen'ev, S.S. Shalyt. *Phys. Rev. Lett.* **12**, 24, 660 (1964).
- [72] М.П. Михайлова, В.А. Березовец, Р.В. Парфеньев, Л.В. Данилов, М.О. Сафончик, А. Hospodkova, J. Pangrac, E. Hulicius. *ФТП* **51**, 10, 1393 (2017).

Редактор К.В. Емцев