

На правах рукописи



РЫЛЬКОВ Владимир Васильевич

**ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ
В Si СТРУКТУРАХ С МАЛОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ
ПРИ ЭФФЕКТЕ ПОЛЯ В ПРИМЕСНОЙ ЗОНЕ И
МОНОПОЛЯРНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ**

01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2015

Работа выполнена в Национальном исследовательском центре
«Курчатовский институт», г. Москва

Официальные оппоненты: **Сигов Александр Сергеевич,**

доктор физико-математических наук, профессор,
академик РАН, Президент Московского
государственного технического университета
радиотехники, электроники и автоматики

Сибельдин Николай Николаевич,

доктор физико-математических наук, член-
корреспондент РАН, главный научный
сотрудник лаборатории физики неоднородных
систем ФГБУН Физического института им.
П.Н.Лебедева РАН

Моисеев Константин Дмитриевич,

доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник лаборатории инфракрасной
оптоэлектроники ФГБУН Физико-технического
института им. А.Ф.Иоффе РАН

Ведущая организация:

Открытое акционерное общество «Научно-производственное объединение
«Орион», Государственный научный центр РФ, г. Москва

Защита состоится 04 сентября 2015 г. в 10-00, на заседании
диссертационного совета Д 002.231.01 на базе ФГБУН Института радиотехники
и электроники имени В. А. Котельникова РАН по адресу 125009, г. Москва, ул.
Моховая 11, корп.7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте
<http://www.cplire.ru/rus/dissertations.html> ФГБУН Института радиотехники и
электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Автореферат разослан « _____ » _____ 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, доцент



Кузнецова
Ирен Евгеньевна

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Проводимость широкого класса неупорядоченных систем при определенных условиях определяется прыжковым переносом носителей заряда [1,2]. К числу таких систем, важных в практическом отношении, относятся полупроводники с высоким уровнем легирования [3], в которых прыжковый механизм переноса носителей является доминирующим при низких температурах, когда легирующая примесь выморожена и зонная проводимость отсутствует. Традиционный метод кинетического уравнения, используемый при рассмотрении зонной проводимости, не применим для описания прыжкового транспорта, поскольку электропроводность в этом случае носит квантовый характер и определяется туннельными переходами электронов между локализованными состояниями. По существу, именно исследования прыжковой проводимости в начале 70-х годов, с одной стороны, стимулировали развитие нового подхода в количественном описании проводимости неупорядоченных систем, в основе которого лежат методы и модели теории протекания [3]. С другой стороны, эти исследования способствовали прогрессу в технологии получения «чистых» легированных полупроводников (в первую очередь Si и Ge) с тщательно контролируемым примесным составом, используемых, в частности, для создания детекторов ИК диапазона для приема оптических сигналов в космосе, т.е. в условиях, когда уровень потока фонового и сигнального излучения не велик и составляет $\sim 10^7 \div 10^{12}$ фотон/см²·с [4]. Примечательно, что именно Si и Ge с высоким уровнем легирования в настоящее время активно используются для разработки высокочувствительных датчиков среднего и дальнего ИК диапазонов в матричном исполнении на основе структур с блокированной прыжковой проводимостью (ВВ-структур) [5,6] с числом элементов, достигающим для Si 1024x1024 [7]; причем существенную роль в фотоотклике таких детекторов играет прыжковая проводимость и эффект поля в примесной зоне [5-8].

К моменту начала настоящей работы достаточно подробно были изучены особенности прыжковой проводимости в темновых условиях по основным состояниям примесей (нижней примесной зоне Хаббарда) в объемных полупроводниках, беспорядок в которых контролируется уровнем легирования и степенью компенсации легирующей примеси. В меньшей степени были исследованы низкотемпературные транспортные свойства легированных полупроводников при примесном фотовозбуждении, т.е. в условиях, когда могут

разрушаться корреляции пространственного распределения зарядов в примесной зоне и изменяться ее энергетическая структура. В частности, это относится к легированному Si с малой степенью компенсации ($K = 10^{-3} - 10^{-5}$), который в настоящее время наиболее привлекателен для создания высокочувствительных детекторов ИК диапазона в матричном исполнении [6]. Фотопроводимость кремния с уровнем легирования $\geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при малой степени компенсации обладает рядом принципиальных особенностей, связанных с наличием у нейтральных примесных атомов H^- -подобных состояний (D^- , A^+ -состояний нейтральных доноров и акцепторов, соответственно), формирующих верхнюю примесную зону Хаббарда (D^- , A^+ -зону) [9]. Захват фотоносителей в примесную $\text{D}^-(\text{A}^+)$ -зону и движение по ней (например, прыжковое, в зависимости от степени делокализации D^- , A^+ -состояний) может приводить к образованию комплексов типа D^-D^+ (или A^+A^- для p -типа полупроводника) и изменять степень беспорядка в системе [9]. Существенно также, что эти явления практически целиком могут определять рекомбинационные характеристики материала и времена релаксации примесной фотопроводимости (ПФП), т.е. основные параметры, обеспечивающие работу ИК детекторов на основе легированных слабокомпенсированных полупроводников. Однако, к моменту начала работы основные исследования кинетики ПФП осуществлялись посредством измерения стационарного времени жизни носителей заряда, либо по частотной зависимости ПФП, причем большинство исследований было проведено на заметно компенсированных материалах, а также при наличии интенсивной фоновой подсветки. При таких измерениях $\text{D}^-(\text{A}^+)$ -зона либо вообще не проявляется, либо в процессе измерений происходит перезарядка примесей за счет увеличения концентрации примесных комплексов D^-D^+ (A^+A^-), что может существенно изменять фотоэлектрические свойства кристалла и кинетику релаксации ПФП. Другими словами, на момент начала настоящей работы данные по исследованию особенностей релаксации ПФП в легированном Si с малой компенсацией при малых интенсивностях фонового и сигнального возбуждений практически отсутствовали.

Следует отметить, что прыжковая проводимость по основным состояниям примесей длительное время рассматривалась как негативное явление, препятствующее достижению предельной чувствительности примесного фотопроводника. Однако, в конце 80-х годов появились сообщения об успешном использовании Si и Ge с высоким уровнем легирования (для Si до 10^{18} см^{-3}) и «сильно развитой» примесной зоной для создания высокочувствительных структур в ИК области спектра [5]. Прыжковая проводимость в таких структурах (BIB –

структурах [5,6]) подавляется введением тонкого блокирующего слоя из нелегированного Si (или Ge), что сопровождается проявлением эффекта поля в примесной зоне, впервые рассмотренного теоретически в [10]. В этих условиях в легированной (активной) области структур при определенной полярности напряжения смещения блокирующего слоя (отрицательной для p-Si) возникает область пространственного заряда (ОПЗ), в которой отсутствуют центры рекомбинации для фотоносителей. Большой уровень легирования активного слоя обеспечивает высокую квантовую эффективность структур при малых их размерах, что дает возможность создания в матричном исполнении низкофоновых датчиков ИК излучения среднего и дальнего (до 220 мкм на основе Ge) диапазонов [6,7].

Основное внимание при исследовании ВІВ – структур, использующих эффект поля в примесной зоне, уделялось «приборным» аспектам. При этом практически не исследовалась фотопроводимость данных структур в экстремальных условиях. В частности, отсутствовали сведения о механизмах их фотопроводимости: 1) в слабых электрических полях в отсутствии разогрева электронов проводимости; 2) в сильных квантующих магнитных полях, а также 3) при низких температурах в режиме ограничения фотоотклика структур прыжковой проводимостью. Примечательно, что в этих условиях, как было установлено в данной работе, проявляется эффект Френкеля-Пула в примесной зоне, или наблюдается необычный монополярный фотовольтаический эффект, обусловленный быстрым остыванием фотоносителей в активной области объектов и особенностями их энергетической структуры. Относительно слабое влияние магнитного поля на фотоотклик Si:B ВІВ структур, выявленное в ходе работы над диссертацией, стимулировало эксперименты по изучению возможности их использования для магнитооптических исследований в сильных (до 60 Тл) импульсных полях, в частности, квантовых каскадных лазеров (ККЛ) [11]. В результате был обнаружен эффект гигантской модуляции интенсивности излучения ККЛ магнитным полем, обусловленный формированием «фононного горла» в электронной системе на основе 0D сильно вырожденных состояний в условиях квантования Ландау.

На момент начала работы не были также исследованы особенности латеральной темновой прыжковой проводимости в условиях эффекта поля, приводящего к сильному изменению соотношения пустых и занятых состояний в примесной зоне, а, следовательно, энергетической структуры примесной зоны и ее транспортных свойств. Между тем, эффект поля в примесной зоне может играть существенную роль при низких температурах в работе Si МОП транзисторов со

встроенным каналом проводимости, используемых в качестве входных каскадов в устройствах криоэлектроники [4,6]. В данной работе при исследовании транзисторных МОП структур на основе слоев легированного слабокомпенсированного Si впервые был обнаружен квази-2D канал прыжковой проводимости, который формируется в области пересечения уровня Ферми с примесной зоной в переходной области, разделяющей ионизованные и нейтральные акцепторы. При этом изгиб зон полупроводника, необходимый для формирования квази-2D канала проводимости, зависит от уровня легирования и, как было показано, определяется уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала (ФП) ионизованными акцепторами в условиях его нелинейного экранирования носителями квази-2D канала. Заметим, что в [10] рассмотрен случай обратной полярности напряжения на полевом электроде, когда примесные центры у поверхности полупроводника нейтрализуются и квази-2D канал прыжковой проводимости не возникает.

При эффекте поля в примесной зоне также кардинально изменяется и топология перколяционных путей протекания носителей заряда, приводя к сильным мезоскопическим флуктуациям сопротивления локальных областей (эффект некогерентной мезоскопии [12]). При этом характерный масштаб усреднения сопротивления (электрической неоднородности), определяемый радиусом корреляции перколяционного кластера L_c , фактически определяет и минимальные размеры МОП транзистора. Однако, основные эксперименты по исследованию эффектов некогерентной мезоскопии были выполнены в режиме прыжковой проводимости на структурах малой длины ($L < L_c$). Проводимость таких структур определяется перколяционными путями с аномально низким сопротивлением, которые не образуют бесконечного кластера и потому при $L \gg L_c$ не влияют на электропроводность структуры.

В данной работе при исследовании эффекта поля в примесной зоне Si:B МОП структур обнаружены мезоскопические флуктуации недиагональной (холловской) компоненты тензора сопротивления R_{xy} , которые наблюдались в объектах с размерами $L \gg L_c$. Флуктуации R_{xy} по природе своей отличаются от флуктуаций продольного сопротивления R_{xx} [12] тем, что определяются перестройкой бесконечного кластера, и потому их анализ дает возможность экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы – радиуса корреляции L_c .

Оказалось также, что мезоскопические флуктуации поперечного сопротивления R_{xy} имеют общий характер и могут существенным образом проявляться не только

при исследовании перколяционных систем в условиях эффекта поля, но и в других случаях, когда в результате внешнего воздействия происходит перестройка путей протекания. В данной связи особый интерес представляют системы с отрицательным гигантским магнетосопротивлением (ГМС), в частности, магнитные металл-диэлектрические наноконпозиты и полупроводники, легированные магнитными примесями, перспективные для создания устройств спинтроники [13]. Наиболее сильно эффект ГМС наблюдается в этих объектах при прыжковом характере их проводимости. При этом, как правило, не учитывается возможность перестройки перколяционного кластера под действием магнитного поля. Между тем, один из существенных факторов, препятствующий наблюдению эффекта Холла в данных системах, связан с перестройкой кластера и мезоскопическими флуктуациями R_{xy} , сопровождающими ее. Изучение этих флуктуаций в данной работе позволило получить важную информацию не только о масштабах магнито-электрических неоднородностей, но и об эффекте Холла, который демонстрирует необычное поведение в режиме перколяционной проводимости.

Целями работы являются:

- выяснение механизмов, определяющих особенности кинетики примесной фотопроводимости и рекомбинации носителей заряда в легированном слабокомпенсированном кремнии в условиях их прилипания (захвата) на нейтральные центры, в том числе в греющих электрических полях;
- установление физических факторов, определяющих поперечный электронный транспорт в слоистых структурах с заблокированной прыжковой проводимостью (ВІВ структурах) на основе легированного слабокомпенсированного кремния при эффекте поля в примесной зоне в условиях монополярного фотовозбуждения, а также в темноте;
- выяснение возможности и оптимальных условий использования Si ВІВ структур с заблокированной прыжковой проводимостью для магнитооптических исследований в сильных импульсных (до 60 Тл) магнитных полях на примерах изучения квантовых каскадных лазеров и циклотронного резонанса;
- установление механизмов продольного прыжкового транспорта носителей в транзисторных МОП структурах на основе слоев легированного слабокомпенсированного кремния в темновых условиях при эффекте поля в примесной зоне, включая область сильных продольных электрических полей;

- выяснение природы и условий проявления мезоскопических эффектов в поперечном (холловском) сопротивлении в объектах с перколяционной (прыжковой) проводимостью, в том числе в системах с гигантским отрицательным магнетосопротивлением; изучение возможности использования этих эффектов для оценки масштабов магнито-электрических неоднородностей.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Установлено, что в Si:B с малой компенсацией ($K \leq 10^{-3}$) и концентрацией бора $N_A \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ время релаксации примесной фотопроводимости τ_{rl} при температурах вымораживания примеси ($\leq 18 \text{ K}$) значительно (>10 раз при $\approx 7 \text{ K}$) превосходит время жизни дырок τ из-за их прилипания к нейтральным центрам бора. При $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$, где a_i – боровский радиус A^+ -состояния атомов В) существенно взаимодействие между этими центрами, в результате чего их характерная энергетическая глубина увеличивается. Установлено, что в греющих электрических полях коэффициент прилипания $\theta = \tau_{rl}/\tau$ незначительно увеличивается с ростом энергии дырок до $\bar{\varepsilon}_k \approx \varepsilon_i = 2 \text{ мэВ}$ (энергия связи дырки в изолированном A^+ -центре), а при $\bar{\varepsilon}_k \geq 2\varepsilon_i$ падает вследствие уменьшения коэффициента захвата дырок на нейтральные центры: $\alpha_c^0 \propto (\bar{\varepsilon}_k)^{-0.45}$. Результаты эксперимента подтверждаются вариационными расчетами, учитывающими конечный размер потенциала нейтрального центра и коротковолновый характер электрон-фононного взаимодействия в полупроводниках типа Ge и Si.
2. Обнаружено, что в условиях взаимодействия центров прилипания ($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$) и при температурах ниже некоторой критической ($T \leq T^* \approx 7 \text{ K}$) не прямой захват дырок из A^+ -зоны на отрицательно заряженные акцепторы (A^- -центры) существенно изменяет кинетику релаксации ПФП: в релаксации начинает наблюдаться, помимо медленной составляющей, еще и быстрая компонента, амплитуда которой растет с уменьшением температуры, что связано с усилением роли непрямого канала рекомбинации дырок через A^+ -зону.
3. Установлено, что при относительно высоких температурах ($\approx 18 \text{ K}$), когда не прямой канал рекомбинации зонного типа несущественен, коэффициент захвата дырок на A^- -центры α^- линейно возрастает с увеличением уровня легирования. Предложена модель, в рамках которой рост α^- объясняется неупругим захватом дырок нейтральными акцепторами, расположенными вблизи притягивающего A^- -центра; такой захват способствует остыванию дырок и обуславливает

дополнительный канал их рекомбинации, не связанный с перемещением дырок в A^+ - зоне. Найденное в рамках модели значение коэффициента захвата дырок $\alpha_e^0 \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ незначительно (в ≈ 2 раза) превышает их коэффициент захвата для нейтральных центров бора, пространственно расположенных вдали от A^- -центров.

4. Развита метод термостимулированной проводимости (ТСП) для спектроскопии в легированном Si с малой компенсацией ($K \leq 10^{-3}$) более мелких, чем основная, сопутствующих примесей (СП) при их содержании $N_s < N_{comp}$ - концентрации компенсирующих центров. Метод ТСП продемонстрирован на примере выявления СП бора ($\varepsilon_a = 44.4$ мэВ) в Si:Ga ($\varepsilon_a = 72$ мэВ) с компенсацией $K \sim 10^{-3}$ и изучения эффекта Френкеля-Пула для СП бора в этом материале. Показано, что энергия активации СП бора уменьшается в электрическом поле заметно слабее (на 16%), чем следует из обычно используемой одномерной модели.

5. Обнаружено, что вольт-амперные характеристики ВІВ-структур на основе Si:B и Si:As с высоким уровнем легирования активного слоя ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) демонстрируют при низких температурах (≤ 6 К) особенности, связанные с влиянием электрического поля на прыжковый перенос. Модель, основанная на представлениях об эффекте Френкеля-Пула в примесной зоне, позволяет в пределах $\approx 5\%$ описать ВАХ ВІВ структур в широком диапазоне экспериментальных условий и определить величину прыжковой проводимости в слабом поле в омическом режиме.

6. В Si:B ВІВ-структурах с высоким уровнем легирования активного слоя ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) обнаружен новый механизм приповерхностной фототермополевой ионизации примесей, имеющий линейчатый характер и позволяющий идентифицировать природу примеси в переходной i -Si/ p -Si области ВІВ-структур.

7. Установлено, что падение фотоотклика Si:B ВІВ-структур ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в магнитном поле, направленном параллельно фототоку, не превышает 2 раз в полях до 30 Тл при пониженных напряжениях смещения (≤ 0.4 В), когда коэффициент умножения дырок $M_g \approx 1$.

8. Обнаружен необычный монополярный фотовольтаический эффект, проявляющийся в Si:B ВІВ-структурах ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с малой толщиной (3 мкм) блокирующего слоя. Фотоэдс возникает при энергиях квантов превышающих энергию ионизации атомов В, причем величина фотоэдс не зависит от интенсивности фотовозбуждения (при $\Phi > 10^{13}$ фотон/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$) и в пределе низких температур близка к энергии активации прыжковой проводимости ε_3 активного слоя. Развита модель, в рамках которой фотовольтаический эффект объясняется

баллистическим пролетом фотодырками блокирующего слоя, их быстрым остыванием в активном слое, а также наличием потенциального барьера $\approx \varepsilon_3$ между активным и блокирующим слоями. Полученная с использованием модели величина $\varepsilon_3 \approx 9.6$ мэВ согласуется с теоретической оценкой $\varepsilon_3 \approx 12$ мэВ.

9. Продемонстрирована возможность использования ВІВ-структур для магнитооптических исследований твердотельных объектов в сильных импульсных магнитных полях (до 60 Тл). Обнаружен эффект гигантской модуляции интенсивности излучения ($\sim 10^3$ раз) квантовых каскадных лазеров магнитным полем, который обусловлен межподзонами магнитофононными резонансами (антирезонансами) и является следствием формирования «фононного горла» в электронной системе на основе 0D сильно вырожденных состояний в условиях квантования Ландау.

10. Изучены транспортные свойства МОП структур на основе слоев легированного слабокомпенсированного Si:B ($N_A = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в условиях эффекта поля. Установлено, что энергия активации квази-2D канала прыжковой проводимости, формируемого в области пересечения уровня Ферми с примесной зоной, зависит от уровня легирования и определяется уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала (ФП) ионизованными акцепторами в условиях нелинейного экранирования ФП носителями квази-2D канала.

11. Флуктуационная природа уширения примесной зоны подтверждена результатами исследований зависимости проводимости квази-2D канала σ от продольного электрического поля E . Эта зависимость, как было установлено, имеет пороговый характер и, начиная с некоторого поля, подчиняется закону: $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$, в соответствии с представлениями о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом.

12. При исследованиях эффекта поля в примесной зоне Si:B МОП структур в холловской геометрии обнаружены мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} , имеющие квазипериодический характер при изменении напряжения на полевом электроде. Показано, что флуктуации R_{xy} определяются перестройкой проводящих цепочек, образующих бесконечный кластер, что дает возможность экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы – радиуса корреляции кластера L_c .

13. Показано, что мезоскопические флуктуации в R_{xy} имеют общий характер и наблюдаются в перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего

воздействия происходит изменение путей протекания носителей заряда. В частности, флуктуации R_{xy} обнаружены в Si:B МОП структурах при относительно высоких температурах (~ 77 К) в режиме транспорта свободных дырок во флуктуационном потенциале ионизованных примесей p -слоя. Полученные из анализа флуктуаций R_{xy} оценки радиуса корреляции L_c в зависимости от потенциала полевого электрода V_g совпадают с теоретическими оценками, полученными в рамках представлений о нелинейном экранировании ФП дырками и перколяционном характере их транспорта в широком диапазоне изменения L_c (от ~ 10 нм до ~ 1 мкм).

14. Мезоскопические эффекты в поперечном сопротивлении обнаружены в магнитных перколяционных системах, обладающих гигантским отрицательным магнетосопротивлением [в гранулированных пленках $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ с $x = 0.5-0.6$, полупроводниковых слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$), в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ структурах типа квантовых ям с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1$ ML)]. Изучение этих флуктуаций позволило получить важную информацию не только о масштабах магнито-электрических неоднородностей, но и выявить необычный характер поведения эффекта Холла: 1) минимум в концентрационной зависимости тангенса холловского угла, наблюдаемый в $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ нанокompозитах на диэлектрической стороне перколяционного перехода; 2) аномальный эффект Холла в слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$), который в парамагнитной области температур оказывается выше, чем в ферромагнитной (ФМ); 3) гигантский рост холловской концентрации дырок (до $\approx 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$) в окрестности ФМ перехода в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктурах с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1$ ML).

Практическая значимость работы определяется тем, что полученные в ней результаты могут быть использованы при разработке матричных высокочувствительных датчиков среднего и дальнего ИК диапазонов на основе структур с заблокированной прыжковой проводимостью (ВІВ-структур), а также Si МОП транзисторов со встроенным каналом проводимости, используемых в качестве входных каскадов в устройствах криоэлектроники.

Обнаруженный необычный фотовольтаический эффект демонстрирует новый подход к регистрации ИК излучения с помощью ВІВ-структур, при котором не возникает проблемы уменьшения темновых токов и шумов, обусловленных ими, и оказываются благоприятными условия для достижения предельной

обнаружительной способности ВІВ –детектора, ограниченной естественными флуктуациями потока фотонов.

Кроме того, обнаруженный в работе новый механизм приповерхностной фототермополевой ионизации примесей в сочетании с развитым методом термостимулированной проводимости открывают новые возможности прецизионного контроля и диагностики ВІВ-структур.

Полученные в работе результаты были использованы для разработки компактного спектрометра на основе квантового каскадного лазера, который обладает достаточной мощностью излучения и стабильностью для осуществления исследований циклотронного резонанса (ЦР) в сильных (до 60 Тл) импульсных магнитных полях (точность измерений циклотронного поглощения по положению максимума ЦР лучше 1%, а по абсолютной его величине не хуже 10%).

Практически важный результат заключается также в обнаружении мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} , полученных при исследовании квази-2D канала прыжковой проводимости Si:B МОП структур в условиях эффекта поля. Изучение этих флуктуаций позволило развить новый метод оценки характерного масштаба магнито-электрических неоднородностей перколяционной системы, когда этот масштаб определяется радиусом корреляции кластера и не может быть найден непосредственно из электронно-микроскопических исследований.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В легированном слабокомпенсированном Si:B ($N_A \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $K \leq 10^{-3}$) время релаксации примесной фотопроводимости $\tau_{r/l}$ при температурах вымораживания примеси более чем в 10 раз (при $\approx 7\text{K}$) превосходит время жизни дырок τ из-за их прилипания к нейтральным акцепторам, между которыми оказывается существенным взаимодействие при $N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$ (a_i – боровский радиус A^+ -состояния), сопровождаемое увеличением их энергетической глубины. В греющих электрических полях коэффициент прилипания $\tau_{r/l}/\tau$ падает с увеличением энергии дырок вследствие уменьшения их коэффициента захвата на нейтральные центры; при $\bar{\varepsilon}_k \geq 2\varepsilon_i$ по закону: $\alpha_c^0 \propto (\bar{\varepsilon}_k)^{-0.45}$ ($\varepsilon_i = 2 \text{ мэВ}$ - энергия связи дырки в изолированном A^+ -центре атома В).

2. В слабокомпенсированном Si:B в условиях взаимодействия центров прилипания ($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$) при температурах ниже критической $T \leq T^* \approx 7 \text{ K}$ наблюдается быстрая составляющая релаксации ПФП, которая растет с уменьшением T и определяется

непрямым каналом рекомбинации дырок из A^+ - зоны на отрицательно заряженные акцепторы (A^- - центры). При высоких температурах (~ 18 К) коэффициент захвата дырок α^- на A^- - центры линейно возрастает с увеличением N_A . Рост α^- связан с неупругим прилипанием дырок к нейтральным акцепторам, расположенным вблизи A^- - центра, что способствует их остыванию и обуславливает дополнительный канал рекомбинации, не связанный с перемещением дырок по A^+ - зоне.

3. При прямых смещениях вольт-амперные характеристики Si:B ВІВ-структур с высоким уровнем легирования активного слоя ($\approx 10^{18}$ см $^{-3}$) в условиях ИК подсветки демонстрируют при низких температурах ($T < 6$ К) пороговый характер, связанный с ограничением фототока прыжковым транспортом и проявлением в примесной зоне эффекта типа Френкеля-Пула. При обратных смещениях спектр ПФП Si:B ВІВ-структур имеет линейчатый характер, обусловленный новым механизмом приповерхностной фототермополевой ионизации примесей, позволяющим идентифицировать природу примеси в переходной i -Si/ p -Si области.

4. Si:B ВІВ-структуры при малой толщине (≤ 3 мкм) блокирующего слоя обнаруживают необычный монополярный фотовольтаический эффект, который возникает при энергиях квантов, превышающих энергию ионизации бора. Фотоэдс не зависит от интенсивности фотовозбуждения и в пределе низких температур стремится к энергии активации прыжковой проводимости ε_3 активного слоя. Этот эффект обусловлен баллистическим пролетом дырок, фотоэмитированных из контакта, через блокирующий слой, их быстрым остыванием в активном слое, а также наличием потенциального барьера $\approx \varepsilon_3$ между активным и блокирующим слоями.

5. ВІВ-структуры могут быть использованы в магнитооптических исследованиях твердотельных объектов в сильных импульсных магнитных полях до 60 Тл. Излучение квантовых каскадных лазеров в сильном поле обнаруживает гигантскую модуляцию интенсивности ($\sim 10^3$ раз), обусловленную межподзонами магнитофононными резонансами и антирезонансами вследствие формирования «фононного горла» в электронной системе на основе 0D сильно вырожденных состояний в условиях квантования Ландау.

6. МОП структуры на основе тонких слоев (0.5 мкм) легированного слабокомпенсированного Si:B ($N_A = 10^{17} - 10^{18}$ см $^{-3}$) демонстрируют при низких температурах (≤ 20 К) эффект поля в примесной зоне, в условиях которого формируется квази-2D канал прыжковой проводимости. Энергия активации квази-

2D канала определяется уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала ионизованными акцепторами в условиях нелинейного его экранирования носителями квази-2D канала. При этом зависимость проводимости квази-2D канала σ от продольного электрического поля E имеет пороговый характер и, начиная с некоторого поля $E_i^{1/2}/T \approx 2(\text{В/см})^{1/2} \cdot \text{К}^{-1}$, подчиняется закону: $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$, в соответствие с представлениями о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом.

7. При эффекте поля в примесной зоне Si:B МОП структур ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в холловской геометрии наблюдаются мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} , имеющие квазипериодический характер при изменении напряжения на полевом электроде. Флуктуации R_{xy} определяются перестройкой бесконечного кластера и наблюдаются в перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего воздействия происходит изменение путей протекания, в частности, в перколяционных системах, обладающих эффектом отрицательного гигантского магнетосопротивления (в магнитных нанокompозитах и системах на основе III-Mn-V полупроводников). Изучение флуктуаций R_{xy} позволяет оценить важный параметра перколяционной системы – радиус корреляции кластера.

8. Эффекта Холла в магнитных двухкомпонентных системах вблизи порога протекания демонстрирует необычное поведение: 1) минимум в концентрационной зависимости тангенса холловского угла, наблюдаемый в $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ нанокompозитах на диэлектрической стороне перколяционного перехода; 2) превышение аномального эффекта Холла (АЭХ) в парамагнитной области температур над ферромагнитным АЭХ, обнаруженное в слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$); 3) гигантский рост (до $\approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) холловской концентрации дырок в окрестности ферромагнитного перехода в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктурах с высоким содержанием Mn ($N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ ML}$).

Достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждается воспроизводимостью данных на большом числе объектов исследования. О надежности результатов исследований свидетельствуют также: 1) использование автоматизированных прецизионных методик при получении экспериментальных результатов; 2) качественное и количественное согласие экспериментальных данных с теоретическими представлениями, вытекающими из оригинальных и

общепринятых физических моделей; 3) согласие полученных результатов с данными независимых работ в областях перекрытия условий экспериментов.

Личный вклад автора. Автором диссертации разработана автоматизированная установка на основе импульсного инжекционного ИК лазера ($\lambda = 3-40$ мкм), позволяющая исследовать быстрые ($\sim 1-100$ нс) релаксационные процессы в примесных фотопроводниках с применением цифрового накопления сигнала в условиях слабого фонового и сигнального возбуждений. В 1985 и 1987 гг. авторские разработки демонстрировались на ВДНХ СССР и отмечены серебряной медалью ВДНХ.

Все основные экспериментальные результаты были получены автором или при его непосредственном участии и руководстве. Это касается также постановки научных задач, обработки и интерпретации полученных экспериментальных данных.

Эксперименты по исследованию магнитолевой зависимости фотоотклика Si:B ВІВ структур и изучению возможности их использования для магнитооптических исследований (квантовых каскадных лазеров и циклотронного резонанса) в сильных импульсных (до 60 Тл) магнитных полях были выполнены в Национальной лаборатории сильных импульсных магнитных полей (LNCMI, Toulouse, France) совместно с Dr. O. Drachenko и Prof. J. Leotin.

Апробация результатов работы

Результаты докладывались на I и II Всесоюзных конференциях “Фотоэлектрические явления в полупроводниках” (Ташкент, 1989; Ашхабад, 1991), на I Международной конференции “Physics of Low-Dimensional Structure” (Черноголовка, 1993), на Международной конференции “Localization 96” (Jaszowiec, Poland, 1996), на Международной конференции “on Infrared and Millimeter Waves” (21st, Berlin, Germany, 1996; 23rd, Essex UK, 1998), на Международных конференциях “on Low Temperature Physics” (LT21, Чехословакия, Прага, 1996; LT22, Хельсинки, Финляндия, 1999), на Всесоюзном совещании “Нанофотоника” (Нижний Новгород, 1999; 2000), на Международной конференции “on Advanced Magneto-resistive Materials” (CAMRM) (Екатеринбург, 2001), на Международном совещании “Far-IR, Sub-MM & MM Detector Technology Workshop” (Monterey, California, 2002), на Международном совещании “Nanostructures: Physics and Technologies” (Санкт-Петербург, 1996; 2002; 2010; 2013), на 15 Международной конференции “on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics” (Oxford, UK, 2002), на 33 Всероссийском совещании по Физике низких температур (Екатеринбург, 2003), на Международной

конференции “on Hopping and related phenomena” (7th, Rackeve, Hungary, 1997; 10th, Trieste, Italy, 2003), на 12 Международной конференции “on Narrow Gap Semiconductors” (Toulouse, France, 2005), на XX Международной конференции «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (Москва, 2006), на Международной конференции “on Infrared and Millimeter Waves & Terahertz Electronics” (IRMMW-THz) (30th, Williamsburg, USA, 2005; 32nd, Cardiff, UK, 2007), на Международном семинаре “French- Russian THz Seminar” (France, Toulouse, 2007), на VIII Российской конференции по Физике полупроводников (Екатеринбург, 2007), на Международном симпозиуме "Нанофизика и наноэлектроника" (Нижний Новгород, 2010; 2012; 2013).

Основные результаты опубликованы в 46 научных трудах, в том числе в 43 статьях в рецензируемых отечественных (25) и зарубежных (14) журналах, в сборниках трудов международных конференций (4), а также в 3 патентах и авторских свидетельствах. Перечень публикаций приведен в конце диссертации. В этот список не включены тезисы докладов, опубликованные в сборниках тезисов конференций, перечень которых приведен выше в разделе «Апробация результатов работы». В списке отсутствуют также статьи, которые, по мнению автора, выходят за рамки темы диссертации или не являются основными (всего авторский список насчитывает 95 статей в рецензируемых журналах).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, 5 Глав и Заключения. Работа изложена на 320 страницах, содержит 90 рисунков, 4 таблицы и список литературы, включающий 310 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются основные цели работы, изложены ее научная новизна и практическая ценность, описана структура диссертационной работы и приводятся основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 посвящена исследованию кинетики релаксации примесной фотопроводимости (ПФП) легированного слабокомпенсированного Si. Исследования релаксации ПФП выполнены в наносекундном диапазоне времен на примере Si:B, являющегося одним из наиболее технологически отработанных легированных полупроводников с рекордно малыми степенями компенсации ($K \sim$

10^{-5}). В исследованных образцах концентрация бора составляла $N_A = (0.5-7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а степень компенсации варьировалась в диапазоне $K = (0.3-2) \cdot 10^{-4}$.

В § 1.1 рассмотрены физические факторы, определяющие ПФП легированных полупроводников с малой компенсацией $K = 10^{-3} - 10^{-5}$, которые выяснены в основном на примерах Ge и Si [9,14]. ПФП в этом случае обладает рядом принципиальных особенностей, связанных с наличием у нейтральных примесных атомов H-подобных состояний (D^- , A^+ -состояний у нейтральных доноров и акцепторов, соответственно), формирующих верхнюю примесную зону Хаббарда (D^- , A^+ -зону) [9]. Вследствие образования H-подобных центров время жизни носителей заряда τ в легированном слабокомпенсированном полупроводнике в условиях фоновой подсветки может аномально уменьшаться с температурой при температурах меньших критической величины T^* и зависеть от интенсивности фона, причем с ростом электрического поля эти аномалии усиливаются. Было также установлено, что эффекты делокализации H-подобных состояний начинают проявляться в спектрах ПФП при уровне легирования $N^* a_B^3 \approx 3 \cdot 10^{-4}$ [15] (a_B – боровский радиус основного состояния; для Si:B $a_B \approx 23 \text{ \AA}$ и $N^* \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Т.е., уже при достаточно малых концентрациях N примесная D^- (A^+) – зона, образованная ионными состояниями нейтральных примесей, имеет особенность - наряду с локализованными состояниями (H , $H-H^+$) в ней возникает полоса из протяженных делокализованных состояний (верхняя зона Хаббарда). Наличие такой зоны может обуславливать дополнительный канал непрямой рекомбинации носителей заряда, включающий их захват на нейтральные примеси и движение по ним с последующим переходом на притягивающие центры, который определяет величину τ при $T < T^*$. В заключении §1.1 сформулированы существенные научные и практически значимые задачи в исследованиях кинетики ПФП легированных слабокомпенсированных полупроводников, которые не были решены на момент начала данной работы.

В §1.2 описана автоматизированная установка на базе измерительной криогенной ячейки, содержащей полупроводниковый лазер, для изучения быстрых релаксационных процессов в примесных фотопроводниках. Использовались лазеры на основе твердых растворов соединений A^4B^6 , разработанные в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН [16]. Эти миниатюрные приборы могут работать в импульсном режиме при температуре до 200 К и обеспечивают мощность излучения $0,5 \div 1$ мВт при питании импульсами тока до ≈ 10 А. Длина волны λ излучения таких

лазеров зависит от состава твердого раствора и изменяется в пределах $3 \div 40$ мкм. Временное разрешение установки лучше 3 нс.

В §1.3 представлено феноменологическое описание кинетики ПФП для анализа экспериментальных кривых релаксации, учитывающее: захват дырок на нейтральные и отрицательно заряженные акцепторы и термический выброс дырок с нейтральных акцепторов, а также захват дырок из A^+ -зоны на A^- -центры. Распределение ионных состояний нейтральных центров по энергии, вследствие возможной их делокализации, учтено введением понятия эффективной энергии ε и эффективной концентрации уровней прилипания N_{eff} . Показано, что полученные выражения для постоянных времен спада ПФП («быстрого» - τ_{rr} и «медленного» - τ_{rl}) упрощаются, если учесть, что при малой степени компенсации $K < 10^{-3}$ скорость захвата дырок на нейтральные акцепторы $\alpha_c^0 N_{eff}$ существенно превышает скорость их захвата на заряженные $\alpha^- N_D$, а коэффициент захват дырок из A^+ -зоны на A^- -центры $\alpha_n < \alpha^-$. При этом

$$\begin{aligned} \tau_{rr} &= (\alpha_c^0 N_{eff} + \alpha_e^0 p_1)^{-1}, \\ \tau_{rl} &= \tau \left(1 + \frac{\alpha_c^0 N_{eff}}{\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\tau \equiv p_0 / G = [\alpha^- N_D + \alpha_c^0 N_{eff} \alpha_n N_D / (\alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D)]^{-1} - \quad (2)$$

стационарное время жизни фотодырок, α_c^0 , α^- - коэффициенты захвата дырок на нейтральные и отрицательно заряженные акцепторы, соответственно, N_D - концентрация компенсирующих доноров, α_e^0 - коэффициент термической эмиссии дырок с нейтральных центров (соответствует коэффициенту захвата дырок на нейтральные акцепторы в слабом поле в отсутствие эффектов разогрева). Отсюда явствует, что при $\alpha_e^0 p_1 \gg \alpha_n N_D$ нейтральные центры будут проявляться как быстрые уровни прилипания и кинетика спада ПФП фактически описывается экспоненциальным законом с постоянной времени τ_{rl} . Если скорость теплового выброса дырок с уровней прилипания $\alpha_e^0 p_1$ меньше или порядка скорости не прямой рекомбинации $\alpha_n N_D$, возникает иная ситуация: отношение $P_r / P_l \approx \alpha_n N_D / \alpha_e^0 p_1 \geq 1$ и на кривой релаксации ПФП должна проявиться область быстрого спада ($\tau_{rr} / \tau_{rl} \ll 1$), амплитуда которого будет возрастать с уменьшением температуры. При этом на температурной зависимости $\tau_{rl}(T) \approx \alpha_c^0 N_{eff} / (\alpha^- N_D \alpha_e^0 p_1 + \alpha_n N_D \alpha_c^0 N_{eff})$ возникнет

область насыщения, которая с понижением температуры перейдет в зависимость $\tau_{rl}(T)$, определяемую поведением α_n от T : $\tau_{rl}(T) \approx 1/[\alpha_n(T)N_D]$. В §1.4 представлены результаты исследований концентрационной зависимости эффективной глубины примесной A^+ -зоны ε . Величина ε определялась по температурным зависимостям времени релаксации ПФП $\tau_{rl}(T)$ и стационарного фототока $J_s(T)$. Измерения проводились в слабых электрических полях в области относительно высоких температур, где зависимости $J_s(T) \propto \tau(T)$ имели степенной характер (т.е. в области, где можно не учитывать не прямой канал рекомбинации дырок). При этом соотношение (1) для τ_{rl} упрощается:

$$\tau_{rl} = \tau(T) \{1 + [\alpha_c^0 N_{eff} / \alpha_e^0 N_v(T)] \exp(\varepsilon / k_B T)\}. \quad (3)$$

В отсутствие эффектов разогрева $\alpha_c^0 = \alpha_e^0$ и (3) переходит в известное выражение для времени релаксации монополярной фотопроводимости при наличии быстрых уровней прилипания.

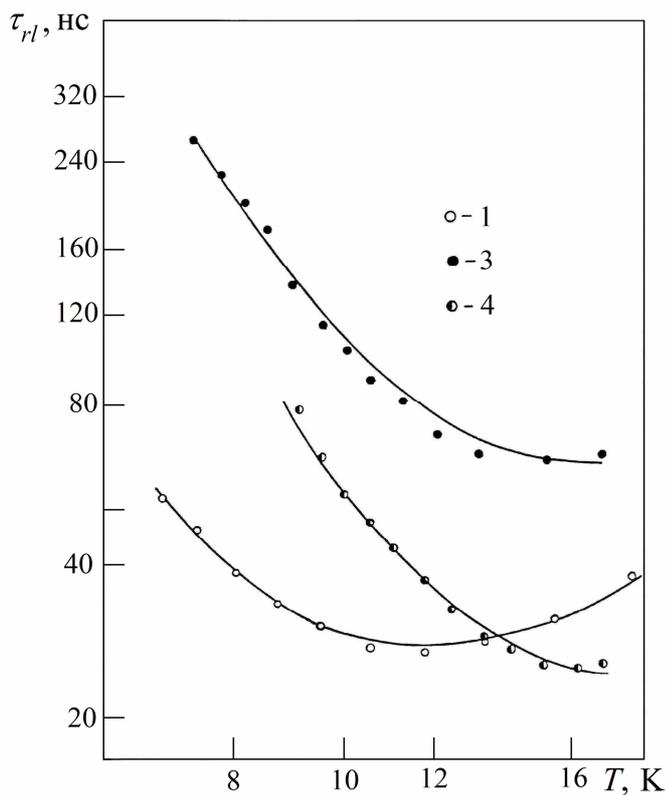


Рис. 1. Температурные зависимости времени релаксации ПФП τ_{rl} для Si:B образцов 1, 3 и 4 с различным уровнем легирования N_A (10^{16} см^{-3}): 1 - 1.0; 3 - 4.5; 4 - 7.1. Концентрация компенсирующих доноров в образцах N_D (10^{12} см^{-3}): 1 - 2.3; 3 - 1.05; 4 - 2.2. Сплошные линии – подгонка с использованием формулы (3).

На рис. 1 представлены температурные зависимости $\tau_{rl}(T)$. Рост $\tau_{rl}(T)$ с понижением температуры непосредственно указывает на влияние уровней прилипания (нейтральных акцепторов A^0) на кинетику релаксации ПФП (см. (3)). Анализ полученных данных показал, что при $N_A \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ глубина уровней прилипания $\varepsilon = 2 \text{ мЭВ}$ совпадает с энергией связи дырки в изолированном A^+ -центре атома бора ($\varepsilon_i = 2 \text{ мЭВ}$ [9]). Между тем для образцов с $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ величина $\varepsilon > \varepsilon_i$, причем разность $(\varepsilon - \varepsilon_i)$ возрастает с увеличением N_A . Показано, что при этих концентрациях нейтральные центры уже нельзя считать изолированными. Вероятнее всего при $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

($N_A^{-1/3} \leq 3 \cdot a_i$, где $a_i = 105 \text{ \AA}$ – радиус A^+ -состояния атомов В) определяющим становится прилипание дырок на пары ближайших нейтральных акцепторов с образованием A_2^+ -комплексов. Основанием к этому является совпадение полученных значений ε с характерными значениями $\varepsilon_{A_2^+}$ сродства дырок к A_2^+ -комплексам, рассчитанным с использованием модели δ -потенциала для атомов комплекса.

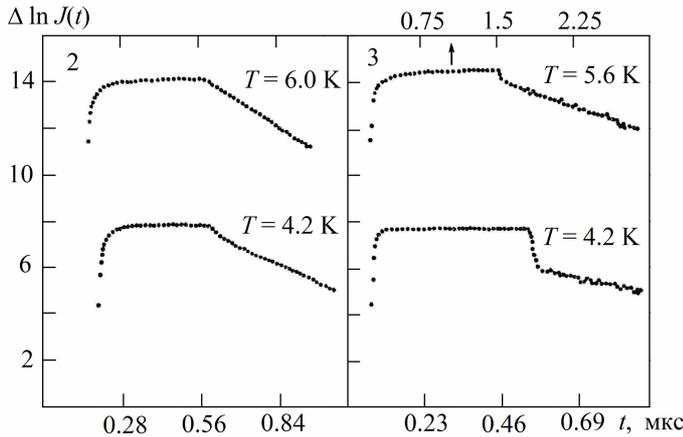


Рис. 2. Кривые релаксации ПФП $J(t)$ при различных температурах для образцов 2 и 3 (см. текст). Номера образцов указаны в левом верхнем углу рисунка.

релаксации ПФП, а также к нарушению зависимости $\tau_{rl}(T)$, вытекающей из (3). Показано, что данные факты действительно имеют место. На рис. 2 для образцов 2 ($N_A, N_D = 1.25 \cdot 10^{16}$ и $2.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) и 3 ($N_A, N_D = 4.5 \cdot 10^{16}$ и $1.05 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) представлены кривые релаксации ПФП $J(t)$ при различных температурах. Видно, что при температурах $T \leq 6 \text{ K}$ в образцах с $N_A \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ наблюдается область быстрого спада фототока. В этих условиях с понижением температуры происходит насыщение и последующий спад медленной составляющей релаксации ПФП τ_{rl} , которая целиком начинает определяться коэффициентом непрямого захвата дырок из примесной A^+ -зоны на A^- -центры: $\tau_{rl}(T) \approx 1/[\alpha_n(T)N_D]$. Данное обстоятельство позволяет непосредственно определять α_n по измеренным в области низких температур значениям τ_{rl} : для образца 3 при $T = 4.2 \text{ K}$ значения $\alpha_n \approx 3.2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$. Таким образом, исследования кинетики ПФП впервые позволили получить не только прямые доказательства существования непрямого канала рекомбинации дырок, но и определить количественные характеристики данного процесса, в частности, коэффициент непрямого захвата дырок из примесной A^+ -зоны на

В §1.5 исследована рекомбинация дырок через A^+ -состояния, а также дырочная проводимость по примесной A^+ -зоне. Роль процессов непрямого захвата дырок усиливается с понижением температуры, причем тем сильнее, чем больше характерная глубина уровней прилипания ε (см. §1.3). Это должно приводить к появлению области быстрого спада на кривых

притягивающие A^- -центры. Представленный в данном разделе анализ отношения амплитуд быстрой и медленной составляющих кинетики спада ПФП, а также температурной зависимости $\tau_{rl}(T)$ позволил определить отношение подвижности дырок в A^+ - и валентной зонах: $\mu_{im}/\mu = (1.5-3) \cdot 10^{-4}$, совпадающее с данными независимых измерений фото-холл-эффекта $\mu_{im}/\mu = (2-3) \cdot 10^{-4}$ для образцов с близким уровнем легирования. Выполненный в §1.5 анализ позволил также найти коэффициент захвата дырок на A^0 -центры $\alpha_e^0 = (1.0-1.5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, удовлетворительно согласующийся с имеющимися данными.

В §1.6 приведены результаты исследования влияния уровня легирования на захват дырок притягивающими A^- -центрами бора в области относительно высоких температур ($\approx 18 \text{ К}$) в условиях, когда канал непрямой рекомбинации зонного типа должен отсутствовать. Установлено, что зависимость концентрационная зависимость $\alpha^-(N_A)$ аппроксимируется линейной функцией $\alpha^- = \alpha_0^- + N_A \beta^0$ с параметрами $\alpha_0^- = 3.9 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\beta^0 = 8.3 \cdot 10^{-22} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$. Предложена модель, в рамках которой рост α^- объясняется неупругим прилипанием дырок нейтральными акцепторами, расположенными вблизи притягивающего A^- -центра, способствующим остыванию дырок и обуславливающим дополнительный канал рекомбинации фотодырок, не связанный с их перемещением в A^+ -зоне. Найденный в рамках этой модели по величине $\beta^0 = 8.3 \cdot 10^{-22} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ коэффициент захвата дырок на A^0 -центры $\alpha_e^0 = 3.2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ незначительно превышает величину α_e^0 для нейтральных центров бора, расположенных вдали от A^- -центров (см. § 1.5).

В §1.7 представлены впервые полученные результаты исследований поведения коэффициента захвата дырок на нейтральные центры в греющих электрических полях. С этой целью анализировалась полевая зависимость коэффициента прилипания дырок $\theta = \tau_{rl}/\tau$ к нейтральным акцепторам в области относительно высоких температур, где θ описывается выражением (3). Обнаружено, что θ уменьшается с ростом поля E , вследствие разогрева дырок и уменьшения коэффициента их захвата на A^0 -центры α_c^0 . Полевая зависимость $\alpha_c^0(E)$ для образца с $N_A = 5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, найденная с использованием (3), показана на рис. 3. Величина $\alpha_c^0(E)$ заметно уменьшается в полях $\geq 20 \text{ В/см}$. Оценки средней энергии дырок $\bar{\varepsilon}_k$, полученные на основе [17], показывают, что спад $\alpha_c^0(E)$ наблюдается

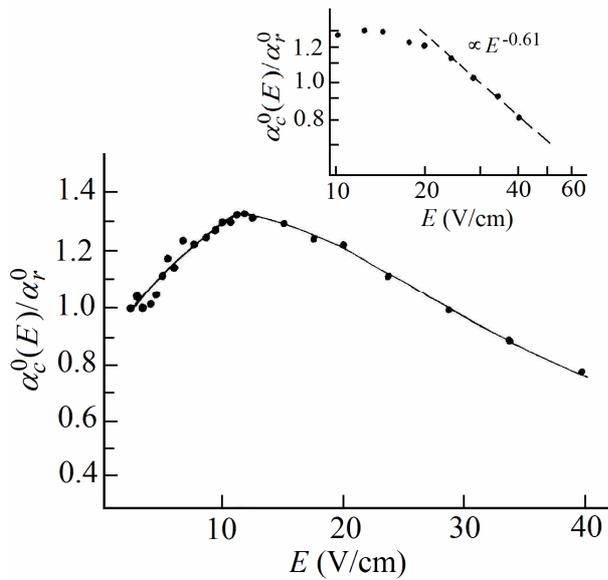


Рис. 3. Полевая зависимость коэффициента захвата дырок α_c^0 на нейтральные атомы В, нормированная на коэффициент захвата в равновесных условиях α_r^0 . $N_A = 5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $K = 9.1 \cdot 10^{-4}$; $T = 6 \text{ К}$. На вставке – зависимость $\alpha_c^0(E)/\alpha_r^0$ в двойном логарифмическом масштабе в сильных электрических полях.

взаимодействия является коротковолновым [13А, 18].

В Главе 2 рассмотрены результаты исследований в сильных электрических и магнитных полях ПФП структур с заблокированной проводимостью по примесной зоне (ВІВ-структуры; “blocked impurity band”) на основе Si:В и Si:As с высоким уровнем легирования и малой компенсацией. В таких структурах реализуется эффект поля в примесной зоне, позволяющий преодолеть ограничение, связанное с падением времени жизни фотоносителей в примесном фотопроводнике вследствие не прямых каналов их рекомбинации с участием нейтральных центров. Уровень легирования активной области ВІВ-структур обычно составляет $\sim 10\%$ от критической концентрации N_c , отвечающей переходу диэлектрик-металл (для Si:В $N_c \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), т.е. почти в 100 раз превышает уровень легирования обычного примесного фотопроводника. При этом прыжковая проводимость подавляется введением тонкого блокирующего слоя из нелегированного Si, что обуславливает эффект поля в примесной зоне и приводит при определенной полярности напряжения на блокирующем слое ($V_b < 0$ для p-Si) к образованию в активном слое области пространственного заряда (ОПЗ), в которой отсутствуют центры рекомбинации для фотоносителей.

после того, как средняя энергия дырок достигает ≈ 2 мэВ, т.е. при $\bar{\varepsilon}_k \geq \varepsilon_i$. В этих условиях α_c^0 уменьшается с ростом средней энергии дырок; при $\bar{\varepsilon}_k \geq 4$ мэВ приблизительно по закону: $\alpha_c^0 \propto (\bar{\varepsilon}_k)^{-0.45}$. Результаты эксперимента подтверждаются вариационными расчетами (выполнены С.Г. Дмитриевым и О.Г. Шагимуратовым), учитывающими конечный размер потенциала нейтрального центра, что принципиально, поскольку в полупроводниках типа Ge и Si характер электрон-фононного

В §2.1 рассмотрены особенности примесной фотопроводимости ВІВ-структур, а также основные результаты, полученные при их исследовании, для обоснования целей работы, сформулированных во Введении.

Для исследований ВІВ-структур с высокой фоточувствительностью необходим тщательный контроль и возможность измерения малых потоков сигнального и фонового излучений. В данной связи была разработана соответствующая криогенная приставка к транспортному сосуду Дьюара (§2.2), которая содержит помимо полупроводникового ИК лазера миниатюрный имитатор излучения абсолютно черного тела и может быть использована для исследования примесной фотопроводимости полупроводниковых структур при субнановаттных потоках излучения. В §2.2.1 описаны конструктивные особенности данной приставки, а также результаты ее апробации на примерах: 1) определения коэффициента фотоэлектрического усиления образцов Si:Ga с концентрацией галлия $N_A = (2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $K \sim 10^{-3}$ (§2.2.2); 2) выявления в данных образцах малых количеств ($\leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) более мелких, чем Ga ($\varepsilon_a = 72 \text{ мэВ}$), сопутствующих примесей (СП) бора ($\varepsilon_a = 44.4 \text{ мэВ}$) из измерений термостимулированной проводимости (ТСП) (§2.2.3); 3) изучения с помощью развитого метода ТСП эффекта Френкеля-Пула для СП бора в сильных электрических полях до 10^3 В/см (§2.2.4). Показано, что в случае линейной рекомбинации метод ТСП весьма эффективен как для установления химической природы СП, так и для определения ее концентрации. Установлено также, что энергия активации СП бора уменьшается в электрическом поле заметно слабее, чем следует из обычно используемой модели: $\Delta\varepsilon = \alpha \sqrt{4e^3 E / \kappa}$, $\alpha = 1$. В нашем случае коэффициент $\alpha = 0.838$.

В §2.3 описаны вольт-амперные характеристики (ВАХ) Si:As и Si:B ВІВ-структур, которые при низких температурах демонстрируют эффект в примесной зоне, подобный эффекту Френкеля-Пула (уменьшение в электрическом поле энергии активации прыжковой проводимости ε_3) [19]. В начале (§2.3.1) представлены результаты исследований темновых ВАХ Si:As ВІВ-структур с концентрацией As $\approx 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в динамическом режиме при линейном законе изменения напряжения $V_b = \beta t$ ($\beta \approx \pm 10^{-2} \text{ В/с}$). Теоретический анализ показывает, что ВАХ в этом случае определяется емкостным током структуры, связанным с формированием ОПЗ. Причем скорость изменения ширины ОПЗ зависит как от величины прыжковой проводимости, так и β . По характеру наблюдавшихся зависимостей $J[V_b(t)]$ исследованный диапазон температур можно разбить на два

поддиапазона: «высокотемпературный» ($T \geq 6$ К) и низкотемпературный ($T \leq 6$ К). При $T \geq 6$ К реализуется квазистационарный режим формирования ОПЗ - изменение температуры слабо сказывается на зависимостях $J(V_b)$, а кроме того они не обнаруживают существенного гистерезиса при изменении знака β . Установлено, что в этом случае зависимость $J^2 - V_b$ при $V_b > 0.5$ В описывается прямой линией с наклоном, определяемым концентрацией компенсирующих примесей $N_{comp} \approx 8.3 \cdot 10^{12}$ см⁻³. При $T < 6$ К характер зависимости $J(V_b)$ радикально изменяется. Гистерезис кривых, отвечающих нарастанию и спаду напряжения, непосредственно указывает на нестационарность процессов, протекающих в структуре при изменении V_b . Показано, что особенности динамических ВАХ в этом случае описываются с учетом эффекта Френкеля-Пула в примесной зоне [19], т.е. имеет место увеличение в поле прыжковой проводимости активного слоя σ_{im} за счет уменьшения ее энергии активации:

$$\sigma_{im}(E_a) \cong \sigma_{im}(0) \exp\left(-\frac{\varepsilon_3}{k_B T}\right) \exp\left[\frac{\alpha}{k_B T} \sqrt{\frac{4e^3 E_a}{\kappa}}\right], \quad (4)$$

где $\varepsilon_3 = 0.99e^2 N^{1/3} / 4\pi\kappa$ - энергия активации прыжковой проводимости в слабом электрическом поле, E_a - электрическое поле в электронейтральной области активного слоя. Найденный коэффициент $\alpha \approx 0.35$ оказался в два раза меньше рассчитанного теоретически $\alpha = 0.69$.

В §2.3.2 описаны ВАХ Si:В ВІВ-структур с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18}$ см⁻³ при примесном фотовозбуждении. Концентрация компенсирующих доноров $N_D \approx 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³ в образцах определялась из измерений динамических ВАХ в темноте при линейно изменяющемся напряжении смещения (см. §2.3). Структуры вместе с полупроводниковым ИК Pb_{1-x}Sn_xSe-лазером (длина волны излучения $\lambda = 5.5$ мкм) размещались в криогенной приставке к транспортному сосуду Дьюара (§2.2). Обнаружено, что ВАХ демонстрируют при температурах $T < 6$ К пороговый характер (рис. 4), обусловленный ограничением фотоотклика прыжковым транспортом в примесной зоне. Величина порогового напряжения V_t тем больше, чем ниже температура, и растет с увеличением интенсивности подсветки. Данный факт обусловлен разрушением под действием электрического поля примесных $A^+ - A^-$ комплексов, возникающих при фотовозбуждении. Модель, основанная на представлениях об эффекте Френкеля-Пула в примесной зоне, позволяет с точностью около 5% описать ВАХ ВІВ структур в широком диапазоне экспериментальных условий и определить величину

прыжковой проводимости σ_{im} при фотовозбуждении (см. рис. 4). Показано также, что в слабых полях условия ограничения фотоотклика прыжковым транспортом возникают при $4\pi\sigma_{im}N_D d_b / \kappa G(d_b + d_a) \ll 1$. При этом фототок:

$$j \cong (\sigma_{im} + \sigma)[V_b / (d_a + d_b)] \left[1 + \frac{4\pi\sigma_{im}N_D d_b}{\kappa G(d_b + d_a)} \right]^{-1} \approx (\sigma_{im} + \sigma)[V_b / (d_b + d_a)]. \quad (5)$$

где G - темп оптической генерации фотоносителей, N_D - концентрация компенсирующих доноров, d_b и d_a - толщины активного и блокирующего слоев.

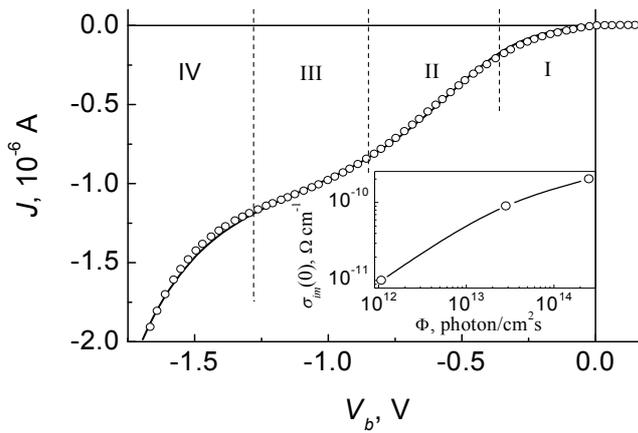
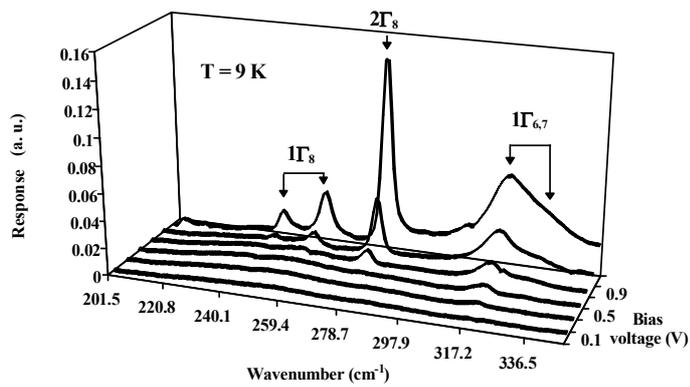


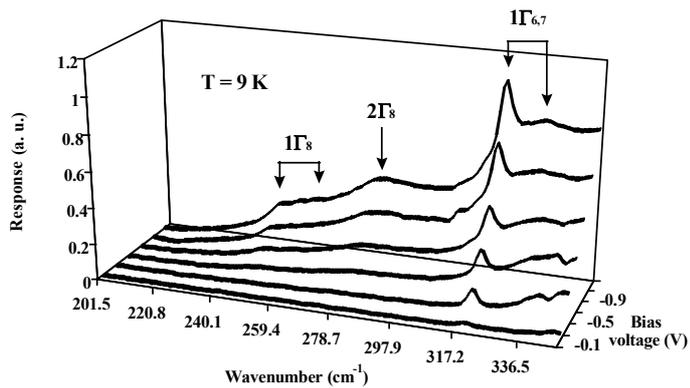
Рис. 4. ВАХ Si:B VIB структуры при температуре $T = 5.2$ К и уровне излучения $\Phi = 2.5 \cdot 10^{14}$ фотон/см² с (о – эксперимент, сплошная линия – расчет). Пунктирными линиями разделены области: экспоненциального (I), линейного (II), сублинейного (III) изменения фототока от напряжения смещения. Область (IV) - отвечает ударной ионизации примесей. На вставке - зависимость прыжковой проводимости в слабом поле $\sigma_{im}(0)$ от интенсивности возбуждающего излучения Φ .

соответственно. При прямом смещении ($V_b < 0$) наблюдается широкополосный отклик, который существенно превышает сигнал для обратного смещения, причем нижняя граница отклика в этом случае простирается до $\approx 200 \text{ см}^{-1}$ (25 мэВ), т.е. энергий, заметно меньших энергии ионизации примесей бора. Для обратного смещения спектр представляет собой серию пиков, расположенных при энергиях, меньших энергии ионизации примесей В ($\varepsilon_a = 44.39$ мэВ). Всего в спектрах удается разрешить 5 пиков, которые показаны для различных положительных и отрицательных напряжений смещения V_b при $T = 9$ К на рис. 5а и б, соответственно.

В §2.4 представлены результаты спектральных исследований ПФП Si:B VIB структуры, полученные методом газофазной эпитаксии, с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Структуры подобны тем, что рассмотрены в разделе 2.3.2, однако содержали существенно больше компенсирующих доноров ($N_D \approx 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) в активном слое, толщина которого $d_a = 6$ мкм. Концентрация бора в блокирующем слое структур не превышала $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а его толщина $d_b = 3$ мкм. Фронтальный (полупрозрачный) и тыльный контакты имели толщину $d_{\pm} = 0.1$ и 1.5 мкм и уровень легирования $p^{\pm} = 10^{19}$ и $\geq 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$,



а)



б)

Рис. 5. Спектры фотоответа Si:B VIB-структуры, полученные при $T = 9$ К для различных обратных (а) и прямых (б) напряжений смещения.

Исходя из данных спектров фототермической ионизации примесей в полупроводниках [20], эти пики были идентифицированы как переходы из основного в возбужденные состояния $1\Gamma_8$, $2\Gamma_8$ и $1\Gamma_{7,6}$ атомов бора в Si. При этом были учтены возможные механические напряжения в структуре, которые приводят к расщеплению $1\Gamma_8$ и $1\Gamma_{7,6}$ состояний на 14 см^{-1} . Причиной напряжений является высокий уровень легирования активного и контактного слоев структуры и его резкое уменьшение при переходе к блокирующему слою. Механизм ПФП при $h\nu < \epsilon_a$, определяющий ее линейчатый спектр, включает оптический переход носителя в возбужденное состояние примесного центра и ионизацию центра за счет ухода носителя в другие состояния. Механизм фотополевой и ударной ионизации не является в нашем случае доминирующим, поскольку спектр ПФП достаточно сильно зависит от температуры. Таким образом, в результате выполненных спектральных исследований ПФП Si:B VIB-структур обнаружен новый механизм приповерхностной фототермополевой ионизации примесей, имеющий линейчатый характер и позволяющий идентифицировать природу примеси в переходной области. Для прямых смещений обнаружено также меньшее уширение высоковозбужденного $1\Gamma_7$ состояния в сравнении с глубокими $1\Gamma_8$ и $2\Gamma_8$ уровнями в спектрах ПФП (см. рис. 5б), что объясняется «провалом» в плотности состояний между валентной зоной и верхней подзоной Хаббарда из-за слабой гибридизации A^+ -состояний и состояний валентной зоны.

В §2.5 изучена магнитополевая зависимость ПФП VIB-структур на основе Si:B с концентрацией бора в активном слое $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (см. раздел 2.4). Влияние магнитного поля изучалось при облучении Si:B VIB-структур фоном комнатной

температуры через диафрагму диаметром около 1 мм, интенсивность которого по оценке составляла $\Phi \sim 10^{16}$ фотон/см²·с. Измерения проводились в области температур $T=4.2 - 9$ К в импульсном магнитном поле величиной до 30 Тл и длительностью около 0.8 с в области спада поля. Установлено, что в продольной геометрии (магнитном поле направленно параллельно электрическому полю) ПФП Si:B ВІВ-структур уменьшается монотонно и, главным образом, из-за падения коэффициента умножения дырок M_g и увеличения энергии активации прыжковой проводимости в активном слое в условиях ограничения фотоотклика структур прыжковым транспортом. При пониженных напряжениях смещения V_b , когда $M_g \approx 1$, и повышенных температурах $T \approx 9$ К падение фототока не превышает 2 раз в полях до 30 Тл. Таким образом, была продемонстрирована эффективность использования ВІВ-структур для магнитооптических исследований, в частности, для исследований излучения квантовых каскадных лазеров (в том числе в допороговой области) в сильных магнитных полях B до 60 Тл, содержащих важную информацию об электрон-фононном взаимодействии и особенностях электронного спектра данных систем (см. Главу 4).

Глава 3 посвящена описанию необычного фотовольтаического эффекта, который обнаружен в Si:B ВІВ-структурах при примесном поглощении ИК излучения. Известно, что при монополярном фотовозбуждении неоднородно легированных полупроводников, снабженных омическими контактами, стационарный фотовольтаический эффект должен отсутствовать [21]. Исключение представляет случай, когда один из контактов является запорным типа Шоттки, и освещается излучением с энергией квантов, превышающей высоту Шоттки барьера. В работе был обнаружен фотовольтаический эффект при примесном фотовозбуждении в Si:B ВІВ-структурах с омическими контактами, состоящих из двух эпитаксиально выращенных слоев: активного с высоким уровнем легирования и блокирующего с низким содержанием примесей бора.

В §3.1 описаны образцы и методы исследований. Исследовались ВІВ-структуры на основе Si:Sb и Si:B с близкими уровнями легирования активного слоя ($N_B \approx N_{Sb} \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³), полученные методом газофазной эпитаксии (§2.4). Si:B ВІВ структуры были двух типов А и Б, которые отличались материалом контакта к активному слою и, кроме того, последовательностью нанесения эпитаксиальных слоев на подложку. Структуры типа А имели те же параметры, что и Si:B ВІВ-структуры рассмотренные в §2.4. Роль контакта в них к активному слою играл

вырожденный Si:B, тогда как в структурах типа Б - сильно легированный бором твердый раствор $\text{Ge}_{0.12}\text{Si}_{0.88}$. Структуры на основе Si:Sb были аналогичны структурам типа А, однако толщина блокирующего слоя в них ($d_b=10$ мкм) заметно превышала толщину блокирующего слоя в Si:B ВІВ структурах ($d_b=3$ мкм). Особенность изученных объектов заключалась в достаточно малых значениях концентрации компенсирующих центров в легированных областях, а также примесей основного типа в слоях нелегированного Si ($<10^{14}\text{см}^{-3}$). Были исследованы

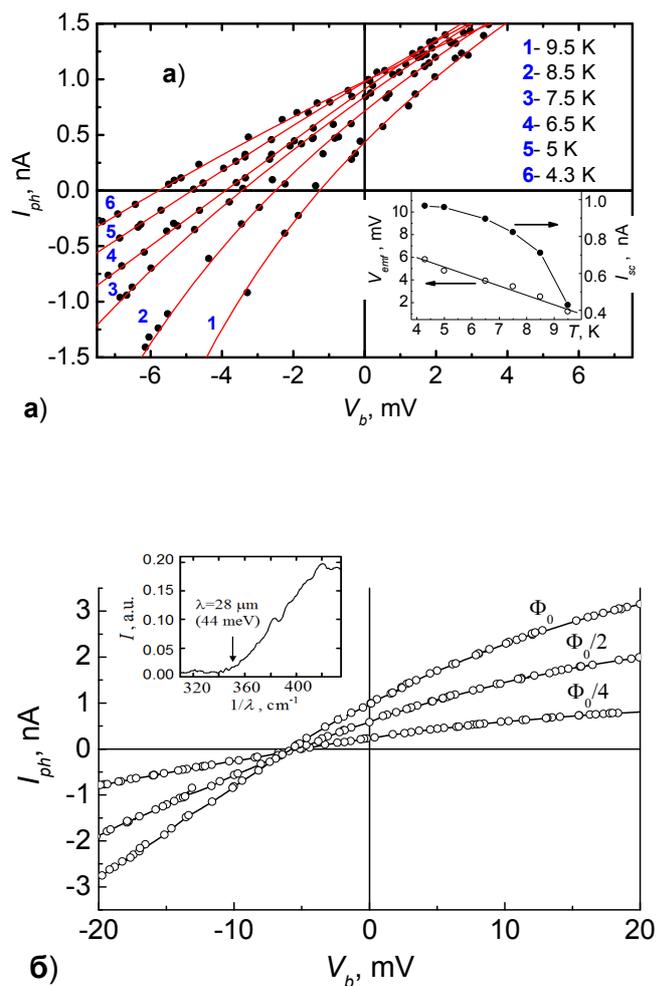


Рис. 6. ВАХ Si:B ВІВ структуры типа А.
 а) При различных температурах и фиксированной интенсивности излучения ИК лазера ($\lambda=5.25$ мкм, $\Phi \sim 10^{14}$ фотон/см²·с). На вставке - температурные зависимости фотоэдс V_{emf} и тока короткого замыкания I_{sc} .
 б) При различных потоках лазерного излучения ($\Phi_0 \sim 10^{14}$ фотон/см²·с) и $T=4.3$ К. На вставке - спектр тока короткого замыкания при $T=6$ К.

ВАХ структур в диапазоне температур $T=4-15$ К, как при больших ($\Phi \sim 10^{16}$ фотон/см²·с), так и малых ($\Phi < 10^{14}$ фотон/см²·с) потоках фотонов. Фотоэдс V_{emf} и ток короткого замыкания I_{sc} определялись по пересечению кривых ВАХ с осью абсцисс и осью ординат, соответственно. При больших уровнях фоновой подсветки были также изучены спектры тока короткого замыкания ΔI_{sc} в диапазоне волновых чисел $280-480\text{см}^{-1}$.

В §3.2 представлены результаты экспериментов. Обнаружен фотовольтаический эффект, проявляющийся в Si:B ВІВ-структурах с малой толщиной (3 мкм) блокирующего слоя (рис. 6). Установлено, что фотоэдс возникает при энергиях квантов превышающих энергию ионизации бора, причем ее величина не зависит от интенсивности фотовозбуждения (при $\Phi > 10^{13}$ фотон/см²·с) и в пределе

низких температур близка к энергии активации прыжковой проводимости активного слоя $\varepsilon_3 \sim 10$ мэВ.

В §3.3 рассмотрены особенности зонной диаграммы структур и предложен механизм фотовольтаического эффекта. Данный эффект объясняется баллистическим пролетом блокирующего слоя дырками, фотоэмитированными из контакта, и последующим их быстрым остыванием в активном слое вследствие неупругого захвата на нейтральные акцепторы (см. §1.6). Принято также во внимание наличие потенциального барьера между активным и блокирующим слоями, который приблизительно равен энергии активации прыжковой проводимости активного слоя и при $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, согласно теоретической оценке, составляет $\varepsilon_3 \approx 12$ мэВ. С учетом этих факторов получено выражение, описывающее поведение фотоэдс в зависимости от температуры, интенсивности и энергии квантов возбуждающего излучения:

$$eV_{emf} = \left\{ \varepsilon_3 - k_B T \times \ln \left[\left(\frac{N_B^* - N_D^*}{N_D^*} \right) \frac{J_1}{J_{1\varepsilon}} \right] \right\}, \quad (6)$$

где N_B^* , N_D^* - концентрации бора и компенсирующих доноров в блокирующем слое, соответственно. Из (6) вытекает, что V_{emf} зависит от отношения потоков $J_{1\varepsilon}$ и J_1 , которые пропорциональны концентрациям высокоэнергетических p_ε и тепловых p_T фотодырок. В свою очередь p_ε и p_T пропорциональны Φ . Отсюда следует, что фотоэдс не должна зависеть от интенсивности фотовозбуждения, что и наблюдается в эксперименте. Кроме того, согласно (6) путем линейной экстраполяции V_{emf} к $T = 0$ можно оценить значения ε_3 . Используя данные рис.6, получим $\varepsilon_3 \approx 9.6$ мэВ, что согласуется с теоретической оценкой $\varepsilon_3 \approx 12$ мэВ.

В **Главе 4** описаны примеры использования ВІВ структур для магнитооптических исследований в сильных (до 60 Тл) магнитных полях. Привлекательность использования ВІВ структур для исследований магнитооптических эффектов в сильных импульсных магнитных полях объясняется в первую очередь их высокой фоточувствительностью и, одновременно, относительно слабой монотонной зависимостью фотоотклика от магнитного поля. Это обусловлено высоким уровнем легирования активной области и формированием в ней примесной зоны (в этих условиях подавляются резонансные эффекты в поглощении излучения).

В §4.1 описаны результаты исследования влияния сильных магнитных полей на излучение квантовых каскадных лазеров (ККЛ). Вначале в §4.1.1 описаны физические основы работы ККЛ в сильных полях, затем (§4.1.2) образцы и экспериментальная установка для магнитооптических исследований ККЛ, включающая компактную оптическую измерительную ячейку на основе ВІВ-детектора, выполненную в виде приставки к импульсному соленоиду. Далее, в §4.1.3 представлены результаты магнитооптических исследований, в которых обнаружен эффект гигантской модуляции интенсивности излучения ККЛ магнитным полем.

ККЛ является пожалуй единственным примером компактного полупроводникового источника ИК излучения ($\lambda \approx 5 - 250$ мкм), который обладает высокой мощностью излучения (до ~ 0.1 Вт) и способен работать при температурах вплоть до комнатной [11]. Генерация излучения в ККЛ возникает благодаря переходам между подзонами размерного квантования внутри квантовых ям (КЯ). В работе исследовались ККЛ, работающие по трехуровневой схеме [22], когда энергия между нижними двумя уровнями в квантовых ямах соответствует энергии продольного оптического фонона (ЛО). В этом режиме, накачка осуществляется путем инжекции электронов на верхний уровень размерного квантования, а следующий нижний уровень эффективно освобождается за счет быстрого резонансного испускания ЛО-фонона, обеспечивая тем самым инверсию населенностей. Безызлучательная рекомбинация с участием ЛО фононов также возможна и с верхнего уровня, что приводит к малым временам жизни электронов (~ 1 пс) в этом состоянии и заметно более высоким пороговым токам, чем в лазерных диодах на основе межзонных переходов. Снизить пороговый ток можно, понижая размерность системы от двумерной (2D) к нульмерной (0D) и тем самым, модифицируя ее спектр от непрерывного к дискретному. В этих условиях возможно сильное подавление рассеяния электронов на оптических фононах за счет формирования так называемого «фононного горла» (случай, когда испускание оптического фонона запрещено законом сохранения энергии). В данной работе трансформация спектра от 2D к 0D системе осуществлялась путем приложения сильного поля (до 60 Тл) перпендикулярно слоям квантовых ям.

Были исследованы два типа ККЛ с длиной волны излучения $\lambda = 11.4$ мкм (QCL-11) и $\lambda = 9.2$ мкм (QCL-9). Образец QCL-11 включал 40 каскадов состоящих из инжектора/активной области/экстрактора с содержанием Al в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ барьерах x

= 33 %, тогда как образец QCL-9 обладал $x = 45$ % и состоял из 36 каскадов. Для исследования излучения ККЛ в сильных полях использовалась автоматизированная установка, позволяющая в импульсном режиме одновременно регистрировать напряжение на ККЛ, ток и интенсивность лазерного излучения, а также магнитное поле в соленоиде с помощью быстрой карты NI 6115 (National Instruments; время дискретизации 0.1 мкс). Важным элементом установки является оптическая вставка к импульсному соленоиду на основе ВІВ-детектора. Особенности ее конструкции (герметичный оптический световод длиной 25 см одновременно служил основанием для крепления излучателя и ВІВ-детектора) позволяли практически полностью избежать нежелательных шумов, связанных с сильными механическими колебаниями соленоиде, возникающими при пропускании через соленоид импульсных токов величиной до 10000 А.

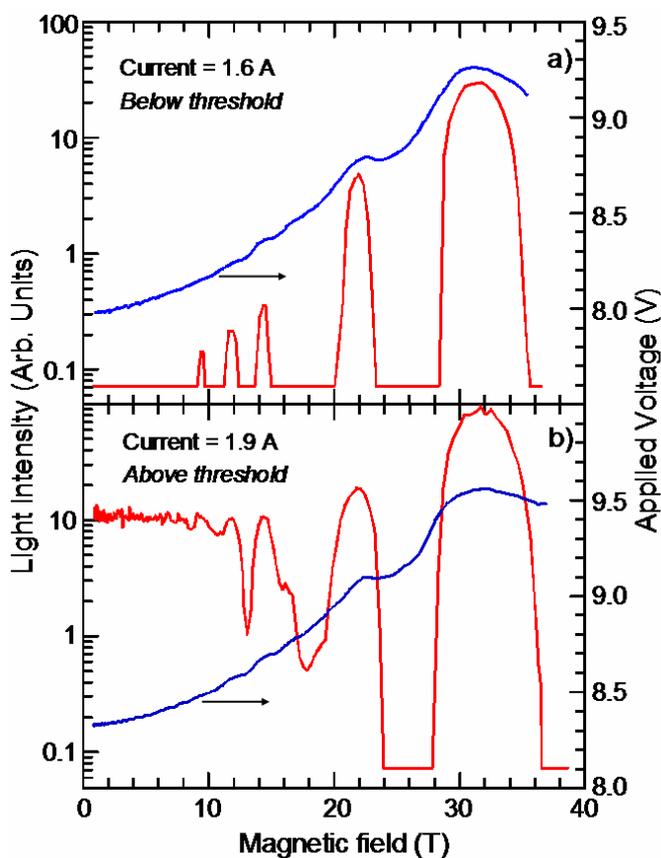


Рис. 7. Интенсивность излучения (красная кривая) и напряжение смещения V_L (синяя кривая) на лазере QCL-11 в зависимости от магнитного поля, измеренные при 4 К и различных значениях тока накачки: а) 1.6 А ниже порогового тока $I_{th} = 1.75$ А ($B = 0$ Тл); б) 1.9 А выше I_{th} . Максимумы в интенсивности излучения совпадают с максимумами V_L из-за роста времени жизни электронов τ_3 на уровне Ландау $E_{3,0}$.

Магнитополевые зависимости интенсивности излучения $\Phi_L(B)$ и падения напряжения $V_L(B)$ для лазера QCL-11 приведены на рис. 7. Зависимости получены для двух значений тока – ниже (рис. 7а) и выше (рис. 7б) порогового тока ($I_{th} = 1.75$ А). В случае, когда ток накачки лазера меньше I_{th} (рис. 7а), его излучение при некоторых значениях поля резко возрастает. При этом сигнал от детектора на ≈ 3 порядка превосходит его шум при $B = 0$. В этих условиях наблюдаются также локальные максимумы в полевой зависимости напряжения смещения лазера $V_L(B)$, указывающие на рост времени жизни электронов τ_3 на уровне Ландау $E_{3,0}$ от верхней подзоны. В случае, когда ток накачки лазера превышает I_{th} (рис. 7б), ярко проявляются как области резкого

роста интенсивности лазерного излучения, так и падения. Расчеты показывают, что при $B = 26$ Тл сразу два уровня Ландау $|1,3\rangle$ и $|2,2\rangle$ отстоят на энергию LO-фонона $\hbar\omega_{LO} = 36$ мэВ от возбужденного уровня $|3,0\rangle$ для лазерного перехода. В этом случае выполняется условие двойного резонанса для испускания фонона и время жизни электронов τ_3 сильно уменьшается, что приводит к значительному росту порогового тока и фактически к «выключению» лазера в полях ≈ 26 Тл. Ситуация кардинально изменяется при $B=32$ Тл: электроны инжектированные в $|3,0\rangle$ состояние не могут потерять свою энергию за счет испускания LO-фонона, т.к. отсутствуют уровни Ландау, отстоящие от этого состояния на энергию $\hbar\omega_{LO} = 36$ мэВ. Подавление такого рассеяния приводит к росту заселенности $|3,0\rangle$ уровня и сильному увеличению интенсивности излучения ККЛ при $B=32$ Тл. Данное наблюдение является прямым доказательством формирования «фононного горла» в системе на основе 0D сильно вырожденных состояний. Показано, что это явление носит общий характер и не зависит от длины волны излучения ККЛ. В частности, эффект «фононного горла» наблюдался нами и в образце QCL-9 ($\lambda = 9.2$ мкм), однако при других значениях полей $B \approx 27$ и 40 Тл.

Полученные в разделе 4.1 результаты были использованы для создания компактного терагерцового спектрометра для исследований циклотронного резонанса (ЦР) в сильных импульсных магнитных полях, апробация которого описана в §4.2 на примере исследования ЦР в $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ сплавах ($x = 0 - 0.06$). Показано, что спектрометр на основе ККЛ обладает достаточной мощностью излучения и стабильностью для осуществления исследований ЦР в сильных импульсных полях до 60 Тл. Достигнутая точность измерений циклотронного поглощения по положению максимума ЦР лучше 1%, а по абсолютной его величине не хуже 10%.

Заключительная **Глава 5** посвящена исследованию транспортных свойств структур металл-оксид-полупроводник (МОП) на основе тонких слоев легированного слабокомпенсированного Si:B в области прыжковой проводимости при эффекте поля в примесной зоне. Уникальность данных структур заключается в том, что в них возможно наблюдение в темновых условиях латеральной прыжковой проводимости (в планарной геометрии), когда под действием напряжения на затворе V_g ожидается сильное изменение соотношения числа пустых и занятых состояний в примесной зоне. В работе впервые в этих условиях был обнаружен квази-2D канал прыжковой проводимости, который формируется при пересечении уровня Ферми с

примесной зоной в переходной области, разделяющей ионизованные и нейтральные акцепторы.

В §5.1 описаны Si:B МОП структуры и результаты исследований транспортных свойств квази-2D канала прыжковой проводимости, наблюдаемого в них при $V_g > 0$ (§5.1.1). В §5.1.2 описан механизм формирования этого канала, а §5.1.3 представлены результаты исследований особенностей образования дырочного канал обогашения при $V_g < 0$.

Исследовались p -канальные МОП структуры на основе слоев p -Si:B толщиной $d_s = 0.5$ мкм. Слои формировались на подложках (100) n -Si:P (концентрация фосфора $N_D \approx 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³) путем ионной имплантации атомов бора. Для исследований были отобраны образцы с концентрацией бора в p -слое $N_A \approx 3 \cdot 10^{16}$, $1.3 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Толщина подзатворного термического окисла SiO₂ составляла $d_0 = 62$ нм. Исследования проводились на 2-х типах образцов, выполненных в форме квадрата размером 100x100 мкм² и двойного холловского креста с длиной и шириной канала проводимости 150 и 50 мкм.

Полевые зависимости $\sigma(V_g)$ для структуры размером 100x100 мкм² ($N_A \approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³), полученные в слабом продольном поле (~ 10 В/см) в области температур $T \leq 20$ К, приведены на рис. 8. При переходе от режима обогашения к режиму обеднения поверхности Si основными носителями заряда на кривых $\sigma(V_g)$ проявляется минимум при $V_g = V_{min}$, который сменяется с ростом V_g выходом проводимости на отчетливо выраженное плато при $(V_g - V_{min}) \geq 2$ В, наблюдаемое вплоть до напряжения инверсии ≈ 10 В. Установлено, что такое поведение σ от V_g обусловлено проявлением дополнительного канала квази-2D прыжковой проводимости, формируемого при пересечении примесной зоны бора с уровнем Ферми в переходной области, разделяющей ионизованные и нейтральные атомы бора (область II, рис. 8). При этом достигается максимум произведения числа пустых и заполненных примесных состояний и максимум проводимости. В областях, расположенных ближе к интерфейсу (область I, рис. 8) и дальше от него (область III, рис. 8), превалируют либо заполненные, либо пустые состояния и проводимость практически отсутствует. При $V_g > \Delta V_{gs} + V_{min}$, когда квази-2D канал прыжковой проводимости уже сформирован, величина проводимости по этому каналу $\sigma_c(V_g) = [\sigma(V_g) - \sigma_{min}]$ (σ_{min} – проводимость в минимуме, т.е. при плоских зонах) практически не зависит от V_g , поскольку действие затворного напряжения сводится к сдвигу канала вглубь полупроводника без изменения соотношения

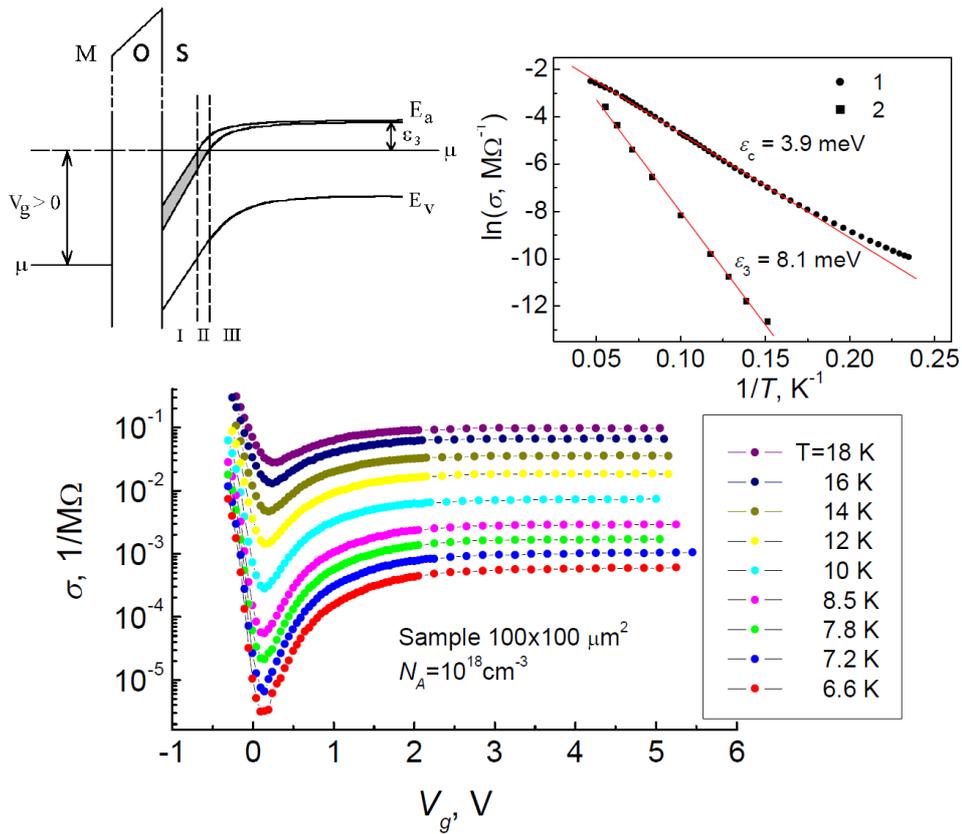


Рис. 8. Электропроводность $\sigma(V_g)$ p -Si слоя с концентрацией бора $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в функции от потенциала полевого электрода МОП структуры. На вставке слева – зонная диаграмма транзисторной p -Si МОП структуры. I – область отрицательно заряженных акцепторов, II – область (промежуточная) формирования квази–2D канала прыжковой проводимости в примесной зоне, III – область примесной зоны, практически полностью пустая для электронов. На вставке справа - температурные зависимости квази–2D прыжковой проводимости σ_c (1) и проводимости МОП структуры в условиях плоских зон σ_{min} (2).

между количеством пустых и заполненных состояний в примесной зоне. Температурная зависимость $\sigma_c(T)$ для значений $V_g \geq 4 \text{ В}$, при которых $\sigma_c(V_g) \cong \text{const}$, представлена на вставке рис.8. Видно, что σ_{min} от T изменяется активационным образом с энергией активации $\epsilon_f = 8.1 \text{ мэВ}$, совпадающей с энергией активации ϵ_3 прыжковой проводимости в объеме p -Si при том же уровне легирования. На графике $\ln(\sigma_c)$ от $1/T$ в области относительно высоких температур также проявляется область с постоянной энергией активации, однако ее величина $\epsilon_c = 3.9 \text{ мэВ}$ заметно меньше (в два раза), чем ϵ_f . При $T \leq 6 \text{ К}$ зависимость $\ln \sigma_c$ от $1/T$ начинает выполаживаться, что свидетельствует о переходе к режиму проводимости с переменной длиной прыжка. Показано, что энергия активации квази-2D канала проводимости зависит от уровня легирования и определяется уширением примесной зоны вследствие генерации флуктуационного потенциала (ФП) ионизованными акцепторами в

условиях нелинейного экранирования ФП носителями квази-2D канала. Исходя из представлений о нелинейном экранировании ФП в МОП структурах [23] получено выражение для ширины примесной зоны и показано, что величина ε_c оказывается в 2 раза меньше энергии активации прыжковой проводимости ε_3 в объеме *p*-Si: $\varepsilon_c \approx \varepsilon_3/2$, что согласуется с результатами эксперимента. Показано, что вследствие генерации ФП напряжение ΔV_{gs} , при котором σ выходит на плато, зависит от уровня легирования *p*-слоя МОП структуры ($\Delta V_{gs} \propto N_A^{2/3}$) и при $N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\Delta V_{gs} \approx 2 \text{ В}$) заметно выше, чем при $N_A \approx 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\Delta V_{gs} \approx 0.5 \text{ В}$.

Установлено также (§5.1.3), что дырочный канал обогащения в Si:B МОП структурах формируется при относительно высоких напряжениях полевого электрода, изменяющихся с уровнем легирования, что обусловлено заполнением примесной A^+ - зоны в условиях квантования дырочного газа.

В §5.2 рассмотрены результаты исследований зависимости проводимости квази-2D канала прыжковой проводимости σ_c от продольного электрического поля E , которые, в частности, подтверждают флуктуационную природу уширения примесной зоны, описанную в §5.1. Показано, что независимость σ_c -проводимости от ширины ОПЗ (область I на рис. 8) при $V_g \geq 2 \text{ В}$ позволяет исследовать неомичность квази-2D прыжковой проводимости в достаточно широком диапазоне полей при однородном его распределении вдоль канала (вплоть до $E \approx 800 \text{ В/см}$). Исследования выполнены в диапазоне температур ($T \leq 10 \text{ К}$), когда проводимость квази-2D канала σ_c заметно превышает проводимость *p*-Si слоя при плоских зонах (при $T \leq 10 \text{ К}$ более чем порядок). Установлено, что в этих условиях зависимость $\sigma(E)$ имеет пороговый характер и, начиная с некоторого поля E_t , подчиняется экспоненциальному закону, $\ln[\sigma(E)/\sigma_0] \propto E^{1/2}/T$ (σ_0 – проводимость в пределе слабого поля). Более того, в этих координатах достигается скейлинг, т.е. кривые описываются единой зависимостью вплоть до полей отвечающих обогащению, причем при $F_t \geq F_t = E_t^{1/2}/T \approx 2 \text{ (В/см)}^{1/2} \cdot \text{К}^{-1}$ имеют одинаковый наклон $\alpha \approx 0.75 \text{ (В/см)}^{-1/2} \cdot \text{К}$ (рис.9). В условиях эффекта Френкеля-Пула в примесных полупроводниках показатель экспоненты равен $\alpha \sqrt{E}/T$, где $\alpha = (1/k_B) \sqrt{4e^3/\kappa} = 2.57 \text{ (В/см)}^{-1/2} \cdot \text{К}$, что заметно больше, чем в нашем случае. Показано, что подобную зависимость можно получить, следуя представлениям о

неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом [24]. В рамках этой модели, начиная с полей $eEa > k_B T (kT/V_0)^v$:

$$\sigma = \sigma_0 \exp[\alpha(E^{1+\nu}/T)] \approx \sigma_0 \exp[\alpha(E^2/T)], \quad (7)$$

где $\nu \approx 1$ - критический индекс теории протекания, $\alpha = (CeaV_0)^{1/2}/k_B$, a и V_0 - характерный пространственный масштаб и амплитуда случайного потенциала (в нашем случае $V_0 \approx e^2 N_A^{1/3}/\kappa$). С использованием (7) по экспериментально найденному значению α получен коэффициент $C \sim 0.3$, согласующийся с оценкой его величины в [24]: $C \sim 0.25$. При этом величина $F_t \approx 1$ (В/см) $^{1/2} \cdot \text{К}^{-1}$, что разумно согласуется с данными эксперимента (рис. 9).

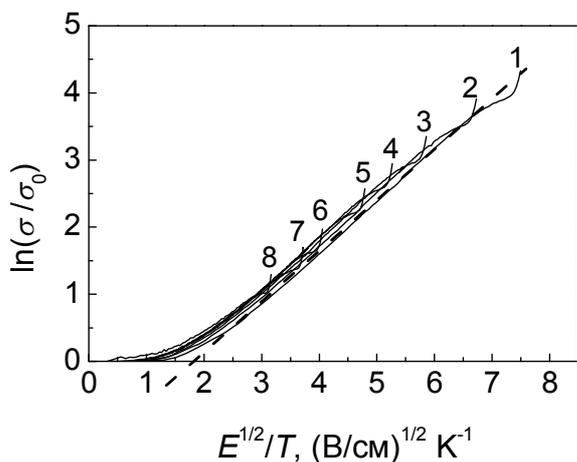


Рис. 9. Полевые зависимости проводимости Si:B МОП структуры ($N_A \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в координатах $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от $E^{1/2}/T$ при различных температурах: 1 – $T = 4.22 \text{ К}$; 2 – 4.7 К ; 3 – 5.4 К ; 4 – 6.0 К ; 5 – 6.6 К ; 6 – 7.8 К ; 7 – 8.5 К ; 8 – 10 К .

В §5.3 описаны транспортные свойства Si:B МОП структур ($N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), выполненных в форме двойного холловского креста (длина и ширина канала проводимости $L=150$ и $W=50$ мкм, соответственно). В §5.3.1 изложены результаты экспериментов в слабом продольном электрическом поле $E_x \leq 10$ В/см. Исследовались продольное ($R_{xx} = V_x/I_x$) и поперечное ($R_{xy} = V_y/I_x$) сопротивление p -слоя в зависимости от потенциала полевого электрода V_g в интервале $T=10 - 30 \text{ К}$ как в магнитном поле ($\leq 1 \text{ Тл}$), так и в его отсутствие. Обнаружены эффекты некогерентной мезоскопии,

проявляющиеся при изменении потенциала полевого электрода в квазипериодических флуктуациях недиагональной компоненты тензора сопротивления R_{xy} (рис.10). Из рис. 10 явствует, что флуктуации $R_{xy}(V_g)$ усиливаются с понижением температуры, причем положение максимумов и минимумов R_{xy} на оси V_g не изменяется с температурой и магнитным полем, а период флуктуаций $\delta V_{gf} \approx 1.35 \text{ В}$. На вставке рис. 10 показаны зависимости от V_g для нечетной (холловской

$R_H = [R_{xy}^+ - R_{xy}^-]/2$) и четной ($R_a = [R_{xy}^+ + R_{xy}^-]/2$) компонент поперечного сопротивления $R_{xy} = R_H + R_a$. Сравнение этих зависимостей показывает, что

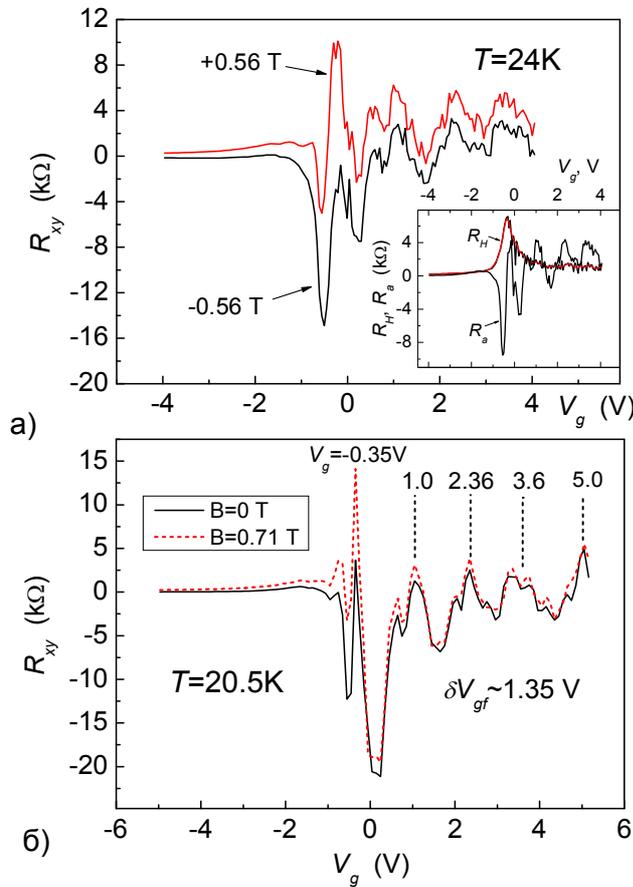


Рис. 10. Зависимости поперечного сопротивления R_{xy} от потенциала полевого электрода МОП структуры, полученные для продольного напряжения $V_x = 0.126$ В. а) При температуре $T = 24$ К в магнитном поле $B = +0.56$ и -0.56 Тл. б) При температуре $T = 20.5$ К в отсутствие магнитного поля и при $B = 0.71$ Тл. На нижней вставке – зависимости нечетной (R_H) и четной (R_a) компонент поперечного сопротивления, $R_{xy} = R_H + R_a$, от потенциала полевого электрода.

В §5.3.2 рассмотрены особенности поведения поперечного сопротивления R_{xy} в сильных электрических полях. В этом случае при изменении продольного напряжения между стоком и истоком структур V_d также наблюдаются флуктуации R_{xy} (рис.11), однако поведение их кардинально отличается от флуктуаций δR_{xy} при изменении V_g . В условиях истощения квази-2D канала прыжкового транспорта ($V_g < 2$ В) амплитуда флуктуаций R_{xy} сильно растет с уменьшением V_g (рис.10), что

обнаруженные флуктуации целиком определяются четной компонентой R_a , представляющей собой сопротивление асимметрии, обусловленное наличием разности потенциалов между холловскими зондами из-за неоднородности объектов (перколяционного характера их проводимости). Показано, что флуктуации R_{xy} по природе своей отличаются от флуктуаций продольного сопротивления R_{xx} тем, что определяются перестройкой проводящих цепочек, образующих бесконечный кластер:

$$dV_y/I_x = \delta R_{xy} = R_{xx} \times 2L_c/L. \quad (8)$$

где L_c – радиус корреляции (размер ячейки) бесконечного перколяционного кластера. Найденный с использованием (8) масштаб электрической неоднородности составляет около 390 \AA и согласуется с его теоретической оценкой $L_c \approx 300 \text{ \AA}$.

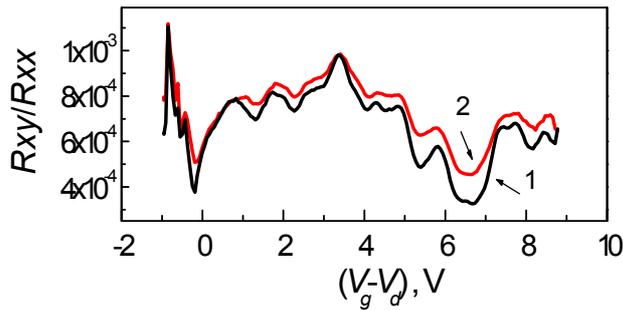


Рис. 11. Зависимости R_{xy}/R_{xx} от $(V_g - V_d)$ при $T = 18$ К (кривая 1) и $T = 19.6$ К (кривая 2) при $V_g = 8.9$ В.

связано с увеличением размера ячейки перколяционного кластера за счет уменьшения плотности состояний на уровне Ферми. В то же время в зависимости $R_{xy}/R_{xx} \propto L_c$ от V_d явного роста амплитуды флуктуаций не наблюдается (рис.11). Следовательно, в данном случае увеличение L_c , связанное с уменьшением плотности состояний на уровне Ферми, компенсируется его уменьшением за счет роста

продольного поля. Согласно [24] $L_c(E_x) = (aV_0 / CeE_x)^{1/2}$ и, следовательно, амплитуда δR_{xy} при $V_d \approx 9$ В должна уменьшаться в ≈ 4 раза, что согласуется с результатами эксперимента.

В §5.3.3 описаны флуктуации поперечного сопротивления в режиме транспорта свободных дырок, обнаруженные в Si:B МОП структурах ($N_A \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при относительно высоких температурах ($T \approx 80$ К). Было показано, что флуктуации δR_{xy} обусловлены переходом от 3D к квази-2D перколяционной проводимости свободных дырок во флуктуационном потенциале (ФП) ионизованных примесей поверхностного p -слоя, обедняемого под действием эффекта поля. Полученные в этом случае из анализа δR_{xy} оценки радиуса корреляции перколяционного кластера L_c в зависимости от потенциала затвора V_g хорошо описываются в рамках представлений о нелинейном экранировании ФП дырками и о перколяционном характере их транспорта при изменении L_c от ~ 10 нм до ~ 1 мкм.

В §5.4 показано, что мезоскопические флуктуации в R_{xy} носят общий характер и могут наблюдаться в других перколяционных системах в условиях, когда в результате внешнего воздействия происходит изменение путей протекания носителей заряда. В частности, мезоскопические эффекты в R_{xy} обнаружены в магнитных перколяционных системах с активационным характером проводимости, обладающих эффектом отрицательного гигантского магнетосопротивления (ГМС): 1) в гранулированных пленках $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ с $x = 0.5-0.6$ (§5.4.1); 2) в полупроводниковых слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с повышенным содержанием Mn ($x \approx 0.1$) и дефектов, которые могут играть критическую роль в магнитном состоянии

материала [25] (§5.4.2.1); 3) в GaAs/ δ <Mn>/GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs структурах типа квантовых ям (КЯ) с δ <Mn>-слоем ($N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ ML}$), отделенным от КЯ спейсером толщиной $d_s = 2\text{-}5 \text{ нм}$, которые были получены низкотемпературной ($T_g = 250 \text{ }^\circ\text{C}$) молекулярно лучевой эпитаксией (§5.4.2.2).

Показано, что зависимость R_{xy} от магнитного поля B определяется в этих системах не только эффектом Холла, но и в значительной степени мезоскопическим эффектом, обусловленным пространственным изменением путей протекания носителей заряда под действием магнитного поля. Эффект мезоскопии проявляется в различии магнитолевых зависимостей четной составляющей по полю поперечного $R_{xy}(B)$ и продольного $R_{xx}(B)$ сопротивлений, что позволяет из сопоставления этих зависимостей оценить характерный масштаб магнито-электрических неоднородностей (§5.4.1):

$$L_c \sim l_p R_a(0)/R_{xx}(0)[R_a(B)R_{xx}(0)/R_a(0)R_{xx}(B) - 1], \quad (9)$$

где l_p - расстояние между потенциальными зондами на боковой грани образца.

На рис. 12а представлены магнитолевые зависимости холловского сопротивления $R_H(B)$ и изменения сопротивления асимметрии $\delta R_a(B) = R_a(B) - R_a(0)$, полученные при $T = 77 \text{ К}$ для диэлектрического образца $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ (параметр, характеризующий степень диэлектрического поведения образца $T_0 = 98 \text{ К}$). Для сравнения приведена также зависимость намагниченности M от магнитного поля. Из рисунка явствует, что формы полевых зависимостей $R_H(B)$ и $M(B)$ совпадают, как и в ферромагнитных металлах и, следовательно, поведение $R_H(B)$ определяется аномальным эффектом Холла (АЭХ) в условиях прыжкового транспорта электронов [26]. В этих условиях изменение сопротивления асимметрии $|\delta R_a(B)| \approx 0.14 \text{ Ом}$ в полях 1-2 кЭ сравнимо с величиной холловского сопротивления. Такое поведение $\delta R_a(B)$ не связано с проявлением магнетосопротивления, что вытекает из сравнения магнитолевых зависимостей продольного сопротивления $R_{xx}(B)$ и сопротивления асимметрии $R_a(B)$, поведение которых заметно отличаются (рис. 12б). Пересчитывая в соответствии с (9) флуктуации $R_a(B)$ в L_c , находим, что $L_c \approx 200 \text{ нм}$ и 30 нм при $T = 77$ и 300 К , соответственно. Т.е. L_c изменяется в 6-7 раз, что, как показано, согласуется с теоретической оценкой.

Изучение флуктуаций δR_{xy} в перколяционных системах с ГМС позволило получить важную информацию не только о масштабах их магнито-электрических неоднородностей, но и выявить необычные особенности поведения эффекта Холла: 1) минимум в концентрационной зависимости тангенса холловского угла,

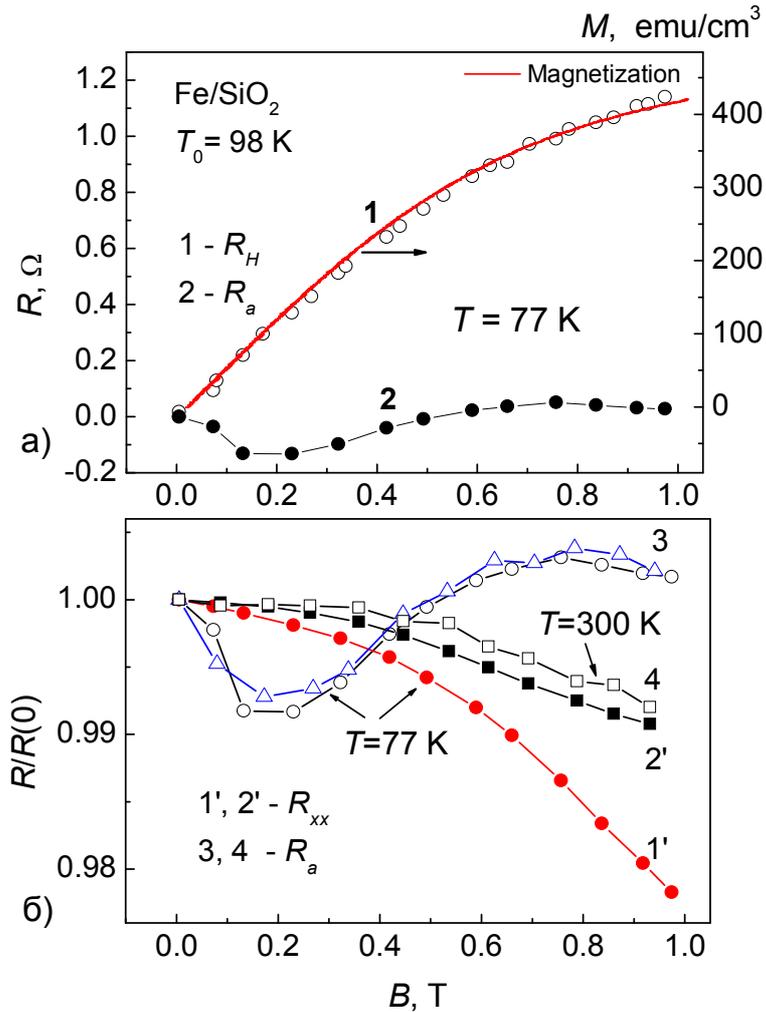


Рис. 12. а) Магнитополевые зависимости холловского сопротивления $R_H(B)$ (кривая 1) и изменения сопротивления асимметрии $\delta R_a(B)$ (кривая 2) для диэлектрического нанокompозита Fe/SiO_2 ($T_0 = 98 \text{ K}$), полученные при $T = 77 \text{ K}$. Справа красной линией показана зависимость намагниченности образца от магнитного поля. б) Зависимости продольного сопротивления $R_{xx}(B)$ (кривые 1' и 2') и сопротивления асимметрии $R_a(B)$ (3 и 4) при $T = 77$ (1', 3) и 300 K (2', 4). Символы \circ и Δ в случае кривой 3 относятся к разным сериям измерений и демонстрируют ее воспроизводимость.

наблюдаемый в $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ нанокompозитах на диэлектрической стороне перколяционного перехода; 2) аномальный эффект Холла в слоях $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0.1$), который в парамагнитной области температур оказывается выше, чем в ферромагнитной области; 3) сильный рост холловской концентрации дырок (до $p_H \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), наблюдаемый в окрестности ферромагнитного (ФМ) перехода в $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ структурах с высоким содержанием Mn $N_{\text{Mn}} \approx 1 \text{ ML}$ (см. рис. 13, 14).

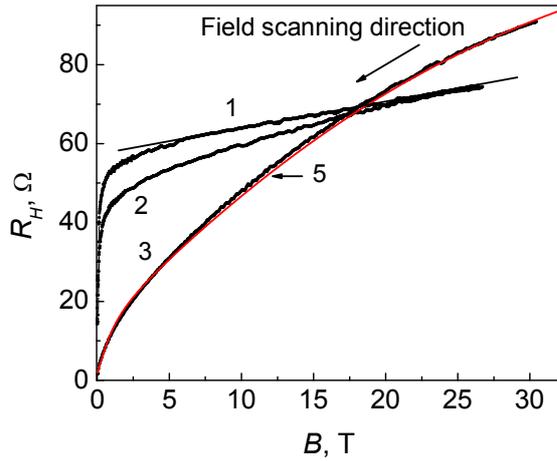


Рис. 13. Зависимость холловского сопротивления R_H от магнитного поля в $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \sim 0.1$) пленке при различных температурах: 1 – 25 К, 2 – 40 К, 3 – 88 К. Кривая 5 – расчетная зависимость $R_H(B)$ при $T=88$ К, полученная с использованием функции Ланжевена.

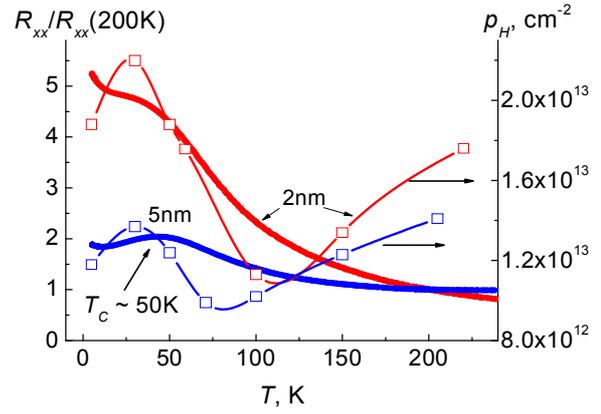


Рис. 14. Температурные зависимости сопротивления (слева) и холловской концентрации дырок для гетероструктур $\text{GaAs}/\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x \approx 0.2$) с различным удалением $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слоя от КЯ $d_s = 2$ и 5 нм; $N_{\text{Mn}} = 1 \text{ ML}$.

Обнаруженные особенности были объяснены с использованием представлений о критическом поведении эффекта Холла в двухкомпонентных системах типа металл – плохой проводник вблизи порога протекания [27]. Показано (§5.4.2.1.3), что при выполнении условий $\sigma_m \gg \sigma_d$ и $\sigma_m \cdot \beta_m \gg \sigma_d \cdot \beta_d$ для холловского сопротивления двумерной перколяционной среды ($L_c \gg$ толщины пленки) имеем:

$$R_H(x_m) \approx R_{Hm} \left[1 + \frac{\sigma_d}{\sigma_m} \left(\frac{R_{Hd}}{R_{Hm}} - 1 \right) A \right], \quad (10)$$

а для тангенса холловского угла $\beta = R_H \sigma$,

$$\beta(x_m) \approx \frac{\beta_m}{\sigma_m} \left[\sigma(x_m) + \left(\frac{\beta_d}{\beta_m} \right) \frac{\sigma_d \sigma_m}{\sigma(x_m)} \right]. \quad (11)$$

Здесь $\sigma_{m,d}$, $R_{Hm,d}$ и $\beta_{m,d}$ – проводимости, холловские сопротивления и тангенсы холловских углов металлической и диэлектрической компонент среды, соответственно, x_m – относительное содержание металлической компоненты, величина $A = \sigma_d \sigma_m / \sigma^2(x_m) \sim 1$ в области перколяционного перехода (на диэлектрической стороне ≥ 1). В случае систем на основе магнитных III-Mn-V полупроводников, под «металлом» понимаются вырожденные дырочные капли, образованные в минимумах потенциального рельефа, а под «плохим проводником» – компенсированные парамагнитные области между ними, содержащие атомы Mn.

Выражение (11) предсказывает минимум зависимости β от $\sigma(x_m)$, что достаточно ярко проявляется в случае Fe/SiO₂ нанокompозитов (§5.4.1). Из (10) следует также, что вклад диэлектрической компоненты может привести к максимуму зависимости $R_H(T)$ и, следовательно, к превышению АЭХ в парамагнитной области температур по сравнению с его величиной в ФМ области, где транспорт носителей заряда между каплями является прыжковым (в этом случае $R_{Hd} \ll R_{Hm}$ и потому $R_H \approx R_{Hm}$). Фактор этого превышения зависит от механизма АЭХ, он наиболее велик для “intrinsic” и “side jump” механизмов, для которых $R_H \propto (\rho_{xx})^2$ [28] и, соответственно, величина $A \cdot (\rho_m R_{Hd} / \rho_d R_{Hm}) \propto \rho_d / \rho_m$.

В GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs структурах типа квантовых ям АЭХ может быть обусловлен формированием у границы КЯ локализованных двумерных спин-поляризованных состояний [29], гибридизация которых с состояниями дырок в КЯ обуславливает их спиновую поляризацию и приводит к проявлению АЭХ (§5.4.2.2). Показано, что в нашем случае в условиях ФМ перехода, когда начинает доминировать прыжковый транспорт дырок, знак аномальной компоненты эффекта Холла противоположен знаку нормальной компоненты. При наличии сильной плоскостной магнитной анизотропии это может приводить к заметной компенсации нормального эффекта Холла (при этом $R_H \ll R_{Hm}$), причем тем сильнее, чем ближе расположен δ <Mn>-слой от КЯ. Соответственно, холловская концентрация будет испытывать рост тем сильнее, чем меньше толщина спейсера, что и наблюдается экспериментально (рис.14). Заметим, что в GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs структурах с номинальным локальным содержанием Mn, изученных в [30], концентрация дырок падает при приближении ФМ переходу с последующим выходом на плато при $T \leq T_C$ (температуры Кюри), при этом концентрация дырок оказывается $\leq 10^{12}$ см⁻² (в [30] изучались структуры, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии при температурах роста ≥ 450 °C). Отметим, что АЭХ в этих условиях также изменяет знак [30]. Таким образом, бóльшее локальное содержание Mn в GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs структурах, полученных НТ-МЛЭ методом, усиливают как спиновую поляризацию дырок, так и беспорядок в системе, что и приводит к кардинально иному поведению в них эффекта Холла в сравнении со структурами, полученными МОС-гидридной эпитаксией.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

- 1А. Ждан А.Г., Засавицкий И.И., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.**, Шотов А.П. Установка для измерения быстрых релаксационных процессов в примесных фотопроводниках // **ПТЭ**. – 1985. – вып.6. – С. 177-180.
- 2А. Ждан А.Г., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.** Проявление A^+ - центров и A_2^+ - комплексов в кинетике релаксации примесной фотопроводимости дырочного кремния // **ФТП**. – 1987. – Т.21, вып.2. – С. 217-221.
- 3А. Ворожцова Л.А., Мельников А.П., **Рыльков В.В.** Время жизни и подвижность электронов D^- - зоны в кремнии // **Письма в ЖЭТФ**. – 1987. – Т.46, вып.4. – С. 170-172.
- 4А. Ждан А.Г., Мельников А.П., **Рыльков В.В.** Межпримесная рекомбинация дырок через A^+ -состояния в слабо компенсированном Si:B // **ФТП**. – 1988. – Т.22, вып.6. – С. 1011-1015.
- 5А. **Рыльков В.В.** Захват дырок на отрицательно заряженные атомы бора в легированном слабо компенсированном кремнии при низких температурах **ФТП**. – 1988. – Т.22, вып.9. – С. 1661-1665.
- 6А. Веденеев А.С., Ждан А.Г., **Рыльков В.В.**, Шафран А.Г. Способ определения параметров примесей в полупроводниках // **Авт. свид. СССР №1584666**, 1988.
- 7А. Ждан А.Г., **Рыльков В.В.**, Фомин В.В., Шафран А.Г. Способ контроля однородности фоточувствительности приемников излучения // **Авт. свид. СССР №1785050**, 1990.
- 8А. Дмитриев С.Г., **Рыльков В.В.**, Шагимурагов О.Г. О характере рассеяния носителей заряда на мелких нейтральных центрах в полупроводниках // **ФТП**. – 1991. – Т.25, вып.2. – С. 360-363.
- 9А. Веденеев А.С., Ждан А.Г., **Рыльков В.В.**, Шафран А.Г.. Определение сечения фотоионизации легирующих примесей из измерений эффекта Холла // **ФТП**. – 1992. – Т.26, вып.6. – С. 1096-1099.
- 10А. Ждан А.Г., Козлов А.М., Костинская Т.А., Кочеров В.Ф., **Рыльков В.В.** Динамические вольт-амперные характеристики фоточувствительных слоистых структур на основе сильно легированного Si:As с блокированной проводимостью по примесной зоне // **ФТП**. – 1992. – Т.26, вып.12. – С. 2024-2030.
- 11А. Dmitriev S.G., Zhdan A.G., Kozlov A.M., Lifshits T.M., **Rylkov V.V.**, Shagimuratov

- O.G. Energy dependence of the carrier capture coefficient for neutral shallow impurities in semiconductors. **Semicond. Sci. Technol.** . – 1993. – V.8, № 4. – P. 544-548.
- 12А. Ждан А.Г., Лифшиц Т.М., **Рыльков В.В.**, Шафран А.Г. Резонансы в температурной зависимости электропроводности легированного кремния, обусловленные возбужденными состояниями примесей // **ФТП**. – 1993. – Т.27, вып.5. – С. 845-848.
- 13А. Vedeneev A.S., Gaivoronskii A.G., Zhdan A.G., Modelli A., **Rylkov V.V.**, Tkach Yu.Ya. Field effect in weakly-compensated Si under condition of impurity conduction // **Appl. Phys. Lett.** – 1994. – V.64, № 19. – P. 2566-2568.
- 14А. Веденеев А.С., Гайворонский А.Г., Ждан А.Г., Моделли А., **Рыльков В.В.**, Ткач Ю.Я. Эволюция примесной зоны при низкотемпературном эффекте поля в слабокомпенсированном кремнии с высоким уровнем легирования // **Письма в ЖЭТФ**. – 1994. – Т.60, вып. 6. – С. 457-461.
- 15А. Ждан А.Г., Козлов А.М., Клёмин С.Н., **Рыльков В.В.** Криогенная приставка к транспортному сосуду Дьюара для исследования примесной фотопроводимости полупроводников при субнановаттных потоках излучения // **ПТЭ**. – 1994. – вып.2. – С. 189-191.
- 16А. Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Vedeneev A.S. Mesoscopic effects in macroscopic structure with quasi-2D hopping conductivity // **Czechoslovak J. of Physics.** – 1996. – V.46, № 4 Suppl. – P. 2365-2366.
- 17А. Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Термоактивационная спектроскопия малых количеств сопутствующих примесей в легированном слабо компенсированном кремнии // **ФТП**. – 1996. – Т.30, вып.8. – С. 1525-1533.
- 18А. Козлов А.М., **Рыльков В.В.** Эффект Френкеля-Пула для примеси бора в кремнии в сильных греющих электрических полях // **ФТП**. – 1997. – Т.31, вып.7. – С. 777-780.
- 19А. Аронзон Б.А., Веденеев А.С., **Рыльков В.В.** Мезоскопические эффекты в области прыжковой проводимости макроскопических квази-2D объектов // **ФТП**. – 1997. – Т.31, вып. 6. – С. 648-652.
- 20А. Aronzon B.A., Likalter A.A., **Rylkov V.V.**, Sarychev A.K., Sedova M.A., Varfolomeev A.E. Studies of Magnetoresistance and Hall Effect in Insulation Fe/SiO₂ Granular Films // **Phys. Stat. Sol. (b)**. – 1998. – V.205. – P. 151-155.

- 21А. Аронзон А.Б., Ковалев Д.Ю., Козлов А.М., Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Вольтамперные характеристики структур на основе Si:B с блокированной проводимостью по примесной зоне в режиме ограничения фотоотклика прыжковым транспортом // **ФТП.** – 1998. – Т.32, вып.2. – С. 192-199.
- 22А. Pasquier S., Meny C., Asadauskas L., Leotin J., Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Conedera V., Fabre N., J. L. Regolini, and C. Morin. Photofield interface impurity spectroscopy in blocked impurity band Si:B structures // **J. Appl. Phys.** – 1998. – V.83, № 8. – P. 4222-4229.
- 23А. Аронзон Б.А., Асадаускас Л., Бразис Р., Ковалев Д.Ю., Леотин Ж., **Рыльков В.В.** Фотовольтаический эффект в области примесного поглощения в Si-структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне // **ФТП.** – 1999. – Т. 33, вып. 4. – С. 456-463.
- 24А. Ковалев Д.Ю., Седова М.В., Самойлов М.В., Аронзон Б.А., **Рыльков В.В.** Концентрационное поведение аномального эффекта холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ в области перколяционного перехода // **Радиотехника и электроника.** – 2000. – Т.45, вып. 7. – С. 851-855.
- 25А. Аронзон Б.А., Грановский А.Б., Ковалев Д.Ю., Мейлихов Е.З., **Рыльков В.В.**, Седова М.А. Концентрационная зависимость аномального эффекта Холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ ниже порога протекания // **Письма в ЖЭТФ.** – 2000. – Т.11, вып. 11. – С. 687-692.
- 26А. **Рыльков В.В.**, Ковалев Д.Ю., Козлов А.М., Аронзон Б.А., Asadauskas L., Leotin J. Фотовольтаический эффект в области примесного поглощения в Si-структурах с блокированной проводимостью по примесной зоне // **Известия РАН Серия Физическая.** – 2000. – Т. 64, № 2. – С 249-252.
- 27А. Kovalev D.Yu., **Rylkov V.V.**, Aronzon B.A., Asadauskas L., Leotin J. FIR photovoltaic effect in a boron-doped silicon structure // **Physica B.** – 2000. – V. 284-288, – P. 1183-1184.
- 28А. **Rylkov V.V.**, Leotin J., Asadauskas L., Aronzon B.A., Kovalev D.Yu. Far infrared photovoltage effect in a blocked impurity band detector // **J. Appl. Phys.** – 2002. – V.91, № 7. – P. 4511-4514.
- 29А. Smirnov D., Becker C, Drachenko O., **Rylkov V.V.**, Page H., Leotin J., Sirtory C. Control of electron-optical-phonon scattering rates in quantum cascade lasers // **Phys. Rev. B (Rapid Comm.)**. – 2002. – V.66, № 12. – P. 121305-121308.

- 30A. Becker C, Sirtory C., Drachenko O., **Rylkov V.**, Smirnov D., Leotin J. GaAs quantum box cascade lasers // **Appl. Phys. Lett.** – 2002. – V.81, № 16. – P. 2941-2943.
- 31A. **Рыльков В.В.**, Аронзон Б.А., Давыдов А.Б., Ковалев Д.Ю., Мейлихов Е.З. Долговременная релаксация магнитосопротивления в гранулярном ферромагнетике // **ЖЭТФ.** – 2002. – Т.121, вып. 4. – С. 908-914.
- 32A. Drachenko O., Smirnov D., Leotin J., **Rylkov V.**, Page H., Sirtory C. Energy relaxation of magnetically confined electrons in quantum cascade laser // **Physica E.** – 2004. – V.20. – P. 503-506.
- 33A. Drachenko O., Smirnov D., Leotin J., **Rylkov V.**, Page H., and Sirtori C. Intersubband lifetime tuning by magnetophonon resonance in GaAs/GaAlAs quantum cascade lasers // **Physica B.** – 2004. – V. 346-347, № 4. – P. 498-502.
- 34A. Аронзон Б.А., Ковалев Д.Ю., **Рыльков В.В.** Неомическая прыжковая квази-2D проводимость и кинетика ее релаксации // **ФТП.** – 2005. – Т. 39, вып. 7. – С. 844-852.
- 35A. Drachenko O., Bansal B., **Rylkov V.V.**, Galibert J., Dixit V.K., Leotin J. Application of quantum cascade lasers for cyclotron resonance measurements in $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ alloys // **Proc. of 12th Int. Conf. on Narrow Gap Semiconductors**, Toulouse, France, July 3-7, 2005 / Toulouse, 2005. – P. 143-148.
- 36A. Drachenko O., Leotin J., **Rylkov V.V.** Compact terahertz cyclotron resonance spectrometer in high magnetic fields // **Proc. of the Joint 30th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves & Terahertz Electronics (IRMMW-THz)**, Williamsburg, USA, Sept. 19-23, 2005 / Williamsburg, 2005. – V.1 – P. 20 – 21.
- 37A. Semtsiv M.P., Dressler S., Masselink W.T., **Rylkov V.V.**, Galibert J., Goiran M., Léotin J. Symmetry of the conduction-band minimum in AlP-GaP quantum wells // **Phys. Rev. B (Rapid Comm.)**. – 2006. – V.74, № 4. – P. 041303-041306.
- 38A. Аронзон Б.А., Драченко А.Н., **Рыльков В.В.**, Леотин Ж. Влияние сильных магнитных полей на фотоотклик Si:B структур с блокированной проводимостью по примесной зоне // **ФТП.** – 2006. – Т. 40, вып. 7. – С. 819-823.
- 39A. Аронзон Б.А., Веденеев А.С., Панферов А.А., **Рыльков В.В.** Мезоскопические флуктуации проводимости при обеднении встроенного канала полевого транзистора // **ФТП.** – 2006. – Т.40, вып. 9. – С. 1082-1086.
- 40A. Drachenko O., Goiran M., **Rylkov V.V.**, Barbieri S., Sirtori C., Schneider H., Helm M., Leotin J. Portable THz cyclotron resonance spectrometer in the range 3 to 30 THz

// **Proc. of the Joint 32nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves & Terahertz Electronics (IRMMW-THz)**, Cardiff, UK, Sept. 2-7, 2007 / Cardiff, 2007. – P. 964 – 965.

- 41А. **Рыльков В.В.**, Аронзон Б.А., Лагутин А.С., Подольский В.В., Лесников В.П., Goiran M., Galibert J., Raquet B., Léotin J. Транспортные особенности InMnAs слоев, полученных осаждением из лазерной плазмы, в сильных магнитных полях // **ЖЭТФ**. – 2009. – Т.135, вып. 1. – С. 164-175.
- 42А. Goiran M., Poumirol J.M., Semtsiv M.P., Masselink W. T., Smirnov D., **Rylkov V.V.**, and Léotin J. Magnetospectroscopy of AIP Quantum Wells // **AIP Conf. Proc.** – 2009. – V.1147. – P. 3-13.
- 43А. Pankov M.A., Aronzon B.A., **Rylkov V.V.**, Davydov A.B., Tugushev V.V., Caprara S., Likhachev I.A., Pashaev E.M., Chuev M.A., Lähderanta E., Vedeneev A.S., Bugaev A.S. Peculiarities of Hall effect in GaAs/ δ <Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs ($x \approx 0.2$) heterostructures with high Mn content // **Eur. Phys. J. B.** – 2012. – V.85, № 6. – P. 206-216.
- 44А. Гудков В.А., Веденеев А.С., **Рыльков В.В.**, Темиряева М.П., Козлов А.М., Николаев С.Н., Панков М.А., Голованов А.Н., Семисалова А.С., Перов Н.С., Духновский М.П., Бугаев А.С. Синтез пространственно упорядоченного ансамбля Co наноцилиндров в матрице пористого оксида алюминия на поверхности GaAs-структур // **Письма ЖТФ**. – 2013. – Т.39, вып. 18. – С. 17-24.
- 45А. Бугаев А.С., Веденеев А.С., Духновский М.П., Ратникова А.К., **Рыльков В.В.**, Федоров Ю.Ю. Способ получения пористого слоя оксида алюминия на изолирующей подложке // **Патент РФ №2489768** от 16.01.2012 / Опубликовано: 10.08.2013. Бюл. №22.
- 46А. **Rylkov V.V.**, Gan'shina E.A., Novodvorskii O.A., Nikolaev S.N., Novikov A.I., Kulatov E.T., Tugushev V.V., Granovskii A.B. and Panchenko V.Ya. Defect-induced high-temperature ferromagnetism in Si_{1-x}Mn_x ($x \approx 0.52-0.55$) alloys // **Europhys. Lett.** – 2013. – V.103. – P. 57014-57019.

Цитированная литература

1. Звягин И.П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках / М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984. – 192 с.

2. Charge Transport in Disordered Solids with Application in Electronics / ed. by S. Baranovski. – Wiley&Sons, 2006. - 498 p.
3. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников / М. : Наука, 1979. – 416 с.
4. Sclar N. Properties of doped Silicon and Germanium infrared detectors // Prog. Quant. Electron. – 1984. – V.9, № 3. – P.149-257.
5. Petroff M.D., Stapelbroek M.G., Kleihans W.A. Detection of individual 0.4-28 μm wavelength photons via impurity-impact ionization in a solid-state photomultiplier // Appl. Phys. Lett. – 1987. – V.51, №6. – P. 406-408.
6. Rogalski A. Infrared detectors: status and trends // Prog. Quant. Electron. – 2003. – V.27, № 1. – P. 59-210.
7. Mainzer A.K., Hong J., Stapelbroek M.G., Hogue H., Molyneux D., Ressler M.E., Atkins E., Reekstin J., Werner M., Youn E. A New Large-Well 1024x1024 Si:As Detector for the Mid-Infrared // Proc. of SPIE. – 2005. – V.5881. – P. 58810Y.
8. Szmulowicz F., Madarsz F.L. Blocked impurity band detectors – An analytical model: Figures of merit // J. Appl. Phys. – 1987. – V.62, № 6. – P. 2533-2540.
9. Гершензон Е.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Серебрякова Н.А. Примесные Н-подобные центры и обусловленные ими молекулярные комплексы в полупроводниках // УФН. – 1980. – Т.132, вып. 2. – С. 353-378.
10. Звягин И.П. Управление прыжковой проводимостью компенсированных полупроводников с помощью электрического поля // ДАН СССР. – 1977. – Т.237, № 1. – С.75-78.
11. Williams B. S. Terahertz quantum-cascade lasers // Nat. Photon. – 2007. – V.1, № 9. – P. 517–525.
12. Райх М.Э., Рузин И.М. Мезоскопическое поведение температурной зависимости поперечной прыжковой проводимости аморфной пленки // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т.43, вып.9. – С. 437-439.
13. Žutić I., Fabian O., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. – 2004. – V.76, № 2. – P. 323-410.
14. Годик Э.Э. Быстрые электронные процессы в примесных фотопроводниках / Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, М., 1980. - 260с. /ИРЭ РАН/.

15. Банная В.Ф., Гершензон Е.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Трофимов И.Е. Н-подобные центры и делокализация электронов в полупроводниках // ЖЭТФ. – 1983. – Т.85, вып.2(8). – С. 746-763.
16. Засавицкий И.И., Мацонашвили В.Н., Погодин В.И., Шотов А.П. Влияние гидростатического давления на спектры излучения лазеров $Pb_{1-x}Sn_xSe$ // ФТП. – 1974. – Т.8, вып.4. – С. 732-736.
17. Абакумов В.Н., Крещук Л.Н., Яссиевич И.Н. Захват носителей на притягивающие центры в сильных электрических полях // ФТП. – 1978. – Т.12, вып.2. – С. 264-272.
18. Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / С.-Петербург : Изд-во «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН», 1997. – 376 с.
19. Aladashvili D.I., Adamiya Z., Lavdovskii K.G., Levin E.I., and Shklovskii B.I. High field hopping and negative differential conductance in weakly compensated silicon / In Hopping and Related Phenomena, ed. by H. Fritsche and M. Pollack. - World Scientific, 1990. – P. 283-297.
20. Kogan Sh. M., and Lifshits T. M. Photoelectric Spectroscopy – A New Method of Analysis of Impurities in Semiconductors // Phys. Status Solidi A – 1977. – V.39, № 1. – P. 11-39.
21. Калашников С.Г., Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / М.: Наука, 1977. – 679 с.
22. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., and Cho A.Y. Quantum cascade laser // Science. – 1994. – V.264, № 5158. – P. 553–556.
23. Гергель В.А., Сурис Р.А. Исследование флуктуаций поверхностного потенциала в структурах металл-диэлектрик-полупроводник // ЖЭТФ. – 1978. – Т.75, вып. 1. – С. 191-203.
24. Шкловский Б.И. Перколяционная электропроводность в сильных электрических полях // ФТП. – 1979. – Т.13, вып. 1. – С. 93-97.
25. Сигов А.С. Влияние дефектов на физические свойства кристаллов вблизи структурных и магнитных фазовых переходов / Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, М., 1984. - 299с. /МГУ им. М.В. Ломоносова/.

26. Ведяев А.В., Грановский А.Б. Аномальный эффект Холла при прыжковом переносе // ФТТ. – 1986. – Т.28, вып. 8. – С. 2310-2313.
27. Шкловский Б.И. Критическое поведение коэффициента Холла вблизи порога протекания // ЖЭТФ. – 1977. – Т.72, вып. 1. – С. 288-295.
28. Nagaosa N., Sinova J., Onoda S., MacDonald A.H., Ong N.P. Anomalous Hall effect // Rev. Mod. Phys. – 2010. – V.82, № 2. – P. 1539-1592.
29. Men'shov V.N., Tugushev V.V., Caprara S., Echenique P.M., Chulkov E.V. Spin ordering in semiconductor heterostructures with ferromagnetic δ layers // Phys. Rev. B. – 2009. – V.80, № 3. – P. 035315-035328.
30. Аронзон Б.А. Магнитные наноконпозиты и полупроводниковые структуры вблизи перехода металл-диэлектрик / Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, М., 2012. - 229с. /НИЦ «Курчатовский институт»/.