Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

Калентьева Ирина Леонидовна

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУР, ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ

Специальность 01.04.10 - физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: кандидат физико-математических наук Вихрова Ольга Викторовна

Нижний Новгород - 2017 г.

### СОДЕРЖАНИЕ

BBF	дение
1 A	РСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫЕ ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРЫ, СОДЕРЖАЩИЕ
ДЕЛ	ІЬТА-СЛОЙ МАРГАНЦА: МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И СВОЙСТВА
<b>(Об</b> З	зор литературы)
1.1 (	Особенности дельта-легирования и процессов переноса в дельта-слоях
1.2	Арсенид-галлиевые легированные Mn структуры, способы их формирования,
стру	ктурные и гальваномагнитные свойства
1.3	Процессы диффузии примеси и точечных дефектов в гетеронаноструктурах,
соде	ржащих низкотемпературный слой GaAs, легированный марганцем
1.4 (	Оптические свойства арсенид-галлиевых структур, легированных марганцем
1.5 (	Особенности квантово-размерных гетероструктур GaAs с дельта-слоем Мп
2 M	ЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА
2.1	Методика получения арсенид-галлиевых структур с дельта-слоем примеси
пере	еходного металла (Mn)
2.2	Методы исследования физических свойств полученных структур
2.2.1	l Методика изучения эффекта Холла и гальваномагнитных характеристик
2.2.2	2 Методика измерения спектров отражения
2.2.3	3 Методика исследования излучательных свойств структур
2.2.4	1 Термический отжиг гетеронаноструктур
2.2.5	5 Методика измерения фотоэлектрических спектров
2.2.6	5 Методика исследования магнитополевых зависимостей намагниченности
3 (	СВОЙСТВА АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУР С ОДИНОЧНЫМ
ДЕЛ	ІЬТА-СЛОЕМ МАРГАНЦА
3.1 I	Асследование влияния температуры процесса импульсного лазерного нанесения
на с	войства арсенид-галлиевых структур с дельта-слоем марганца
3.2	Исследование влияния содержания примеси Mn в одиночном дельта-слое на
стру	ктуру, состав и оптические свойства арсенид-галлиевых образцов
3.3	Исследование влияния содержания Mn в одиночном дельта-слое на
элек	трические и магнитные свойства арсенид-галлиевых образцов
3.3.1	Электрические свойства структур с дельта-слоем марганца
3.3.2	2 Магнитные свойства структур с дельта-слоем марганца
3.4 ]	Исследование влияния состава газа-носителя в процессе роста дельта-слоя Mn
на э.	лектрические и магнитные свойства арсенид-галлиевых структур

3.5 Выводы к главе 3	82
4 СВОЙСТВА АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ	
ЯМАМИ InGaAs(GaAsSb)/GaAs И ДЕЛЬТА-СЛОЕМ МАРГАНЦА	84
4.1 Влияние особенностей дизайна гетероструктур InGaAs/GaAs с магнитной	
примесью на их гальваномагнитные и излучательные свойства	84
4.1.1 Влияние толщины спейсерного слоя GaAs между квантовой ямой	
InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn на гальваномагнитные свойства и поляризацию	
излучения структур	88
4.1.2 Влияние содержания индия в квантовой яме InGaAs/GaAs на	
гальваномагнитные свойства и поляризацию излучения структур с дельта-слоем	
Mn	95
4.2 Исследование гетероструктур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и дельта-слоем	
Mn	102
4.2.1 Излучательные и структурные свойства гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs с	
дельта-слоем Мп	103
4.2.2 Гальваномагнитные свойства гетероструктур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs	
и дельта-слоем Mn	108
4.2.3 Циркулярная поляризация электролюминесценции гетероструктур	
GaAsSb/GaAs с дельта-слоем марганца	111
4.3 Полевые гетеронаноструктуры InGaAs/GaAs с подзатворным диэлектриком на	
основе слоев оксида алюминия	114
4.4 Выводы к главе 4	121
5 ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУР, ДЕЛЬТА-	
ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ	123
5.1 Структуры с квантовыми ямами InGaAs/GaAs и дельта-слоем марганца для	
проведения высокотемпературных отжигов	123
5.1.1 Точечные дефекты в низкотемпературном покровном слое GaAs, полученном	
методом импульсного лазерного нанесения	124
5.1.2 Термический отжиг структур с InGaAs/GaAs квантовыми ямами	126
5.1.3 Обсуждение механизма диффузии марганца в гетероструктурах	
InGaAs/GaAs	131
5.1.4 Влияние температуры формирования квантовых ям InGaAs/GaAs на	
светоизлучающие свойства дельта-легированных Mn структур и их	
термостабильность	135

5.1.5 Определение энергии активации процессов диффузии и коэффициента			
диффузии атомов марганца и вакансий галлия	139		
5.2 Влияние термического отжига на излучательные свойства структур с квантовой			
ямой GaAsSb/GaAs и дельта-слоями марганца и углерода			
5.3 Выводы к главе 5	147		
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	149		
Благодарности	151		
Список основных сокращений и обозначений	152		
Список публикаций автора по теме диссертации			
Список цитируемой литературы			

#### введение

#### Актуальность темы и степень ее разработанности

В научных работах за последние два десятилетия неоднократно было показано, что функциональные возможности приборов спиновой электроники (спинтроники) сопоставимы или выше возможностей современной микро- и наноэлектроники [1-3]. В момент направления спинтроники занимаются настоящий многие решением технологических вопросов, в число которых входят повышение быстродействия полупроводниковых приборов, выполняющих функцию передачи И обработки информации, а также снижение потребляемой мощности. Для этого, прежде всего, получают и исследуют новые материалы, которые сочетали бы в себе полупроводниковые и магнитные свойства.

Большой интерес в этой области представляют полупроводниковые соединения на основе GaAs благодаря наличию в них прямозонных оптических переходов и высокой подвижности носителей заряда. Легирование их атомами марганца приводит к созданию нескомпенсированных магнитных моментов и появлению ферромагнитных свойств [4]. Одним из перспективных методов введения атомов марганца является селективное легирование (дельта-легирование) [5,6]. Этот способ легирования предоставляет большие возможности по управлению расположением магнитных моментов примесных атомов в гетеронаноструктурах. В данном случае примесь сосредоточена в слое GaAs толщиной в несколько параметров решетки, что позволяет создать локальную область с высокой концентрацией магнитных моментов. Дельта-легированные структуры являются перспективными для приборного применения, в частности, для изготовления спиновых полевых транзисторов [7,8] и спиновых светоизлучающих диодов [2,3,9].

В мировой практике основным методом получения дельта-легированных марганцем слоев GaAs (дельта-слой Mn) является низкотемпературная (200-300°C) молекулярнолучевая эпитаксия (МЛЭ) [10]. Известны два технологических приема дельта-легирования GaAs марганцем: 1) формирование периодических, так называемых «digital» структур, содержащих серию дельта–слоев Mn (от 10 до 200), разделенных спейсерами GaAs толщиной от 1 до 56 нм [6,11]; 2) расположение дельта-легированного Mn слоя GaAs вблизи двумерного дырочного канала в гетероструктурах GaAs/*p*-AlGaAs [10]. Оба этих способа не получили широкого применения в приборных структурах спинтроники, поскольку в первом случае ферромагнитные свойства регистрировались только в измерениях намагниченности, а во втором случае ферромагнетизм при изучении магнитополевых зависимостей сопротивления Холла наблюдали благодаря расположению дельта-слоя марганца вблизи двумерного дырочного канала проводимости на гетерогранице GaAs/*p*-AlGaAs. Необходимо отметить, что молекулярно-лучевая эпитаксия является очень дорогостоящим и малопроизводительным методом. Кроме того, при создании приборных гетеронаноструктур, легированных магнитными примесями, как правило, реализуется выращивание структур с использованием двух установок: на первом этапе при высоких температурах изготавливаются основные (активные) эпитаксиальные слои, затем образец переносится в реактор установки низкотемпературной МЛЭ для формирования легированных марганцем полупроводниковых слоев.

В данной работе исследовались арсенид-галлиевые структуры с дельта-слоем Mn, полученные с помощью оригинального комбинированного метода МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и импульсного лазерного нанесения (ИЛН) [12]. Использование данного метода позволяет изготавливать структуры в едином ростовом цикле в реакторе МОС-гидридной эпитаксии. Изготовленные структуры содержали либо одиночный дельта-слой марганца, либо дельта-слой Mn вблизи квантовой ямы InGaAs(GaAsSb)/GaAs. Изучено влияние параметров импульсного лазерного нанесения - температуры выращивания и содержания примеси в дельта-слое и арсина в атмосфере реактора – на оптические, транспортные и магнитные свойства структур.

Введение приема дельта-легирования марганцем в процесс формирования структуры неизбежно требует значительного понижения температуры роста дельта-слоя и последующих слоев. Это позволяет подавить диффузию марганца и сохранить дельтаобразный вид распределения примеси, однако может способствовать появлению точечных дефектов в таких низкотемпературных слоях [13]. Вместе с тем для ряда применений гетеронаноструктур с дельта-слоем Mn на основе GaAs, в частности, структур с квантовыми ямами, необходимо проведение исследования по определению допустимых температур послеростовых обработок структур (например, при формировании металлических контактов к ним). Поэтому актуальным является проведенное при выполнении настоящей работы изучение влияния термического отжига на излучательные свойства структур с квантовыми ямами InGaAs(GaAsSb)/GaAs и дельта-слоем марганца. При этом значительный интерес представляет исследование диффузионных процессов с участием точечных дефектов низкотемпературного GaAs и атомов магнитной примеси.

#### Цель и задачи работы

Основной целью данной работы являлось исследование возможностей комбинированного метода МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения по получению арсенид-галлиевых селективно легированных (дельта-

легированных) марганцем гетеронаноструктур, обладающих ферромагнитными свойствами; установление связи между технологическими условиями получения и оптическими, электрическими и магнитными свойствами таких структур.

Основные задачи работы:

1. Исследование влияния таких параметров, как температура выращивания, содержание примеси марганца в дельта-слое и состав газа-носителя в процессе импульсного лазерного нанесения на оптические и гальваномагнитные (в диапазоне температур 10 - 300 К) свойства GaAs структур с одиночным дельта-слоем Mn.

2. Выяснение механизма воздействия дельта-слоя марганца, расположенного вблизи квантово-размерной области (квантовой ямы InGaAs/GaAs или GaAsSb/GaAs), на транспорт спин-поляризованных носителей в структурах. При этом варьировался состав слоев InGaAs (GaAsSb), толщина спейсера GaAs между дельта-слоем и квантовой ямой и использовалось моделирование зонной структуры в одномерном приближении.

3. Исследование термической стабильности легированных марганцем структур, содержащих квантовые ямы InGaAs/GaAs или GaAsSb/GaAs, посредством определения влияния термического отжига на их фотолюминесцентные свойства. Изучение процессов диффузии атомов марганца и точечных дефектов, содержащихся в низкотемпературном покровном слое GaAs.

Научная новизна диссертации определяется следующими результатами, полученными в процессе выполнения работы.

1. Впервые показано, что комбинированный метод МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения позволяет получать дельта-легированные марганцем слои GaAs с высокими значениями слоевой концентрации и эффективной подвижности дырок. При этом наблюдается насыщение проводимости при содержании примеси, превышающем 0.3-0.4 MC, из-за встраивания атомов марганца в междоузельные положения и перехода в электрически неактивное состояние с образованием включений соединения MnAs.

2. Впервые определена роль присутствия арсина в атмосфере реактора при формировании дельта-слоя марганца импульсным лазерным нанесением. Показано, что молярная доля арсина в потоке водорода около 2.5 мкмоль позволяет получать эпитаксиальные монокристаллические структуры с высокой дырочной проводимостью и температурой Кюри вблизи 40 К.

3. Впервые исследованы структуры, содержащие квантовую яму GaAsSb/GaAs и дельта-слои марганца и углерода в покровном слое GaAs, и показано, что при

температурах ниже 20 - 25 К они обладают ферромагнитными свойствами, демонстрируя нелинейные магнитополевые зависимости сопротивления Холла и отрицательное магнетосопротивление.

4. По исследованиям методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) обнаружено противоположное влияние дельта-легирования углеродом и марганцем покровного слоя GaAs на профиль квантовой ямы GaAsSb. Введение углерода приводит к размытию гетерограницы GaAsSb/GaAs, способствуя сегрегации сурьмы. Легирование марганцем делает границы слоя GaAsSb более резкими, благодаря чему наблюдается улучшение излучательных свойств – увеличение интенсивности излучения и сужение пика фотолюминесценции.

5. Впервые показано ферромагнитное воздействие дельта-слоя Mn на спиновую поляризацию носителей в одиночной квантовой яме на основе гетероструктур II рода GaAsSb/GaAs, проявляющееся в наличии циркулярно-поляризованного электролюминесцентного излучения.

6. Проведены оригинальные исследования влияния термической обработки на излучательные свойства дельта-легированных марганцем гетеронаноструктур InGaAs/GaAs и GaAsSb/GaAs и выявлены особенности диффузии примеси и точечных дефектов, присутствующих в низкотемпературном слое GaAs.

#### Практическая ценность основных полученных результатов

Результаты, представленные в диссертационной работе, могут быть использованы при разработке и изготовлении гетеронаноструктур и современных приборов спинтроники.

1. Изготовленные на основе дельта-легированных марганцем гетероструктур InGaAs/GaAs модельные образцы полевых приборов со спиновым латеральным переносом позволили продемонстрировать возможность управления величиной сопротивления Холла (концентрацией носителей и магнитными свойствами) путем приложения различного по величине напряжения на затвор. Этот результат представляет интерес для разработки спинового полевого транзистора.

2. Наблюдение ферромагнетизма в светоизлучающих структурах с дельта-слоем марганца и квантовой ямой GaAsSb/GaAs является перспективным для создания спиновых светоизлучающих диодов на диапазон рабочих длин волн около 1.3 мкм, являющийся практически важным для систем волоконно-оптический связи.

3. Определены допустимые температуры послеростовой обработки дельталегированных марганцем гетеронаноструктур InGaAs(GaAsSb)/GaAs, что необходимо

учитывать при разработке технологических процессов изготовления элементов спиновой электроники.

#### Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов подтверждается использованием комплекса стандартных методик исследований, проводимых на современном оборудовании: измерение эффекта Холла и магнетосопротивления с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла; измерение спектров отражения; исследование спектроскопии фотолюминесценции и вторичной ионной масс-спектроскопии. При измерениях всегда использовались контрольные структуры, и оценивалась воспроизводимость результатов. Публикации результатов по теме диссертации неоднократно прошли рецензирование в ведущих научных журналах из списка ВАК.

#### Внедрение научных результатов

Основные научные результаты использованы при выполнении следующих НИР: Базовый госбюджет, НИОКР УМНИК (2009, 2012 г.г.) и УМНИК-НН (проект № 10192 2011г.), гранты РФФИ (11-02-00645а, 13-07-00982\_а, 17-37-80008\_мол\_эв\_а), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2010 - 2013 гг. (грант П-0346), стипендия (конкурс СП-2015) и гранты (МК-5198.2012.2, МК-8221.2016.2) Президента РФ, проектная часть госзадания Минобрнауки РФ (8.1054.2014/К и 8.1751.2017/ПЧ).

#### Основные научные положения, выносимые на защиту

1. Ферромагнитные арсенид-галлиевые структуры с одиночным дельта-слоем марганца, полученные комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения при температуре 380 - 400°С и содержании марганца в дельта-слое 0.1 - 0.3 монослоя, имеют электрическую активность, на порядок величины превышающую значения данного параметра для подобных арсенид-галлиевых структур, изготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

2. Покровный слой GaAs, выращенный методом импульсного лазерного нанесения при пониженной температуре (380-450°С), имеет кристаллическое качество, сопоставимое со структурным совершенством буферного слоя GaAs, полученного МОС-гидридной эпитаксией при 600-650°С, но содержит точечные дефекты, в том числе, EL2-центры.

3. Расположение дельта-легированного Mn слоя GaAs вблизи (на расстоянии 2.5 - 4 нм) квантово-размерной области  $In_xGa_{1-x}As$  ( $x_{1n} = 0.14-0.16$ ) позволяет создать в ней канал

проводимости спин-поляризованных носителей с высокой подвижностью и при этом сохранить излучательные свойства структуры.

4. Термическая послеростовая обработка гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs и дельта-слоем марганца допустима при температурах, меньших температуры роста покровного слоя GaAs на 40-50°C. Увеличение температуры обработки приводит к ухудшению излучательных свойств структур из-за диффузии марганца и точечных дефектов вглубь структуры и сегрегации индия и марганца к поверхности.

#### Личный вклад автора в получение результатов

Автор принимала участие в реализации всех основных экспериментов (исследование гальваномагнитных свойств, измерение спектров фотолюминесценции и отражения, проведение термических отжигов), а также в обработке, обсуждении и интерпретации их результатов совместно с научным руководителем работы к.ф.-м.н. О.В. Вихровой. Автором был проведен расчет зонных диаграмм структур с дельта-слоем Mn и квантовыми ямами InGaAs/GaAs и GaAsSb/GaAs.

Все исследуемые структуры были выращены ведущим научным сотрудником НИФТИ ННГУ, к.ф.-м.н. Б.Н. Звонковым. Измерение эффекта Холла и магнетосопротивления GaAs структур с дельта-слоем Мп реализовано совместно со старшим научным сотрудником, к.ф.-м.н. А.В. Кудриным. В обсуждении результатов принимали участие ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н. Ю.А. Данилов и заведующий лабораторией оптической и спиновой электроники, д.ф.-м.н. М.В. Дорохин. Измерение спектров отражения проведено совместно с младшим научным сотрудником И.А. Антоновым. Исследование поляризационных характеристик излучения структур были выполнены совместно с научным сотрудником П.Б. Деминой и М.В. Дорохиным. Исследование фотоэлектрических спектров было реализовано совместно с доцентом кафедры ФПО, к.ф.-м.н. А.П. Горшковым. Исследования кристаллического качества структур методом рентгеновской дифракции выполнялись ведущим научным сотрудником ИФМ РАН, д.ф.-м.н. Ю.Н. Дроздовым и к.ф.-м.н. П.А. Юниным. Измерения вторичной ионной масс-спектрометрии выполнялись старшим научным сотрудником ИФМ РАН, к.ф.-м.н. М.Н. Дроздовым. Диэлектрические слои и металлические контакты изготовлены методом электронно-лучевого распыления старшим научным сотрудником НИФТИ ННГУ, к.ф.-м.н. А.В. Здоровейщевым.

#### Апробация результатов

Результаты исследований, приведенные в данной диссертационной работе, докладывались и обсуждались на следующих российских и международных конференциях, семинарах и симпозиумах:

- 1. XIII, XV, XVI, XVII, XVIII, XIX, XX и XXI международные симпозиумы «Нанофизика и наноэлектроника» (г. Н. Новгород, Россия, 2009, 2011 2017 гг.);
- 2. III, V, VII и VIII Всероссийские школы-семинары студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению «Диагностика наноматериалов и наноструктур» (г. Рязань, Россия, 2010, 2012, 2014 и 2015 гг.);
- Международный форум студенческой и учащейся молодежи «Первый шаг в науке 2009» (г. Минск, Беларусь, 2009 г.);
- 4. XIII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (г. Санкт-Петербург, Россия, 2011 г.);
- 20th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, Russia, 2012);
- International Conference «Nanomeeting-2013» and «Nanomeeting-2015»: Physics, Chemistry and Application of Nanostructures (Minsk, Belarus, 2013 and 2015);
- 7. 15<sup>th</sup> European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (Aachen, Germany, 2013);
- 8. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) (Moscow, Russia, 2014);
- II Российско-Белорусская научно-техническая конференция «Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение» им. О.В. Лосева (г. Н. Новгород, Россия, 2015 г.);
- 10. OPEN 2017 «4th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures» (St. Petersburg, Russia, 2017).

#### Публикации

По результатам исследований, отраженных в диссертации, опубликована 41 научная работа, из них 13 статей в журналах, входящих в перечень ВАК [A1-A13], 1 статья в других научных журналах [A14] и 27 работ в сборниках трудов и тезисов конференций [A15-A41], получен 1 патент на полезную модель [A42].

#### Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения и 5 глав. Общий объем диссертации составляет 169 страниц, включая 104 рисунка и 18 таблиц. Список цитируемой литературы включает 129 наименований.

## 1 АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫЕ ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРЫ, СОДЕРЖАЩИЕ ДЕЛЬТА-СЛОЙ МАРГАНЦА: МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И СВОЙСТВА (Обзор литературы)

Развитие нового направления современной наноэлектроники – спиновой электроники – определяется созданием полупроводниковых структур, обладающих ферромагнитными свойствами и разработкой приборов на их основе, которые впоследствии могут быть интегрированы со схемами обработки, передачи и хранения информации. Для получения магнитных свойств полупроводниковые материалы легируют примесью переходных металлов (Mn,Fe,Cr). Большой интерес представляет использование полупроводников типа A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> благодаря наличию в них прямозонных оптических переходов и высокой подвижности носителей заряда. Значительные успехи ферромагнитных здесь достигнуты В получении однородно-легированных полупроводников на их основе GaMnAs [14-17] и InMnAs [14-16,18], которые обладают температурой Кюри (T<sub>C</sub>) ~ 140 и 90 К, соответственно. Получение таких слоев, как правило, можно реализовать только при введении магнитной примеси значительно выше предела растворимости [15]. Природа ферромагнетизма в структурах А<sub>3</sub>В<sub>5</sub>, легированных Mn, обусловлена обменным взаимодействием между локальными магнитными моментами ионов марганца (Mn  $3d^5$  электронов) и носителями заряда (дырками). Как известно, наличие в ферромагнитных полупроводниках носителей, поляризованных по спину, может приводить к возникновению циркулярно-поляризованного излучения [19]. Преимуществами таких полупроводниковых ферромагнетиков является совместимость с технологией создания оптических структур (слои полупроводника, легированные Mn, используются как области *p*-типа проводимости). Помимо этого, данные материалы могут содержать включения второй фазы – полуметаллических кластеров MnAs (T<sub>C</sub> =315 K) [20].

Вместе с тем, наряду с получением однородно-легированных ферромагнитных  $A_3B_5$  слоев значительный интерес представляет прием *дельта-легирования магнитной примесью* Mn [5,6,10,11]. Внимание к такому способу легирования возникло после сообщения о том, что использование дельта-слоев Mn в гетероструктурах GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As и их послеростовый отжиг позволили получить ферромагнитные полупроводниковые материалы с температурой Кюри около 200 К [5], что значительно выше, чем  $T_C$  для однородно-легированного GaMnAs. Благодаря приему дельта-легирования гетероструктуры сохраняют высокое кристаллическое и оптическое качество и демонстрируют характеристики, обусловленные присутствием спин-поляризованных

носителей заряда. Также данный прием существенно облегчает изготовление многослойных гетероструктур, которые являются требовательными к границам раздела. Однако введение дельта-легирования марганцем в процесс формирования структуры требует значительного понижения температуры подложки при нанесении дельта-слоя и последующих слоев полупроводника. Это позволяет подавить диффузию Mn и сохранить дельтаобразный вид распределения примеси, но может приводить к увеличению количества дефектов в полупроводниковых слоях, сформированных после нанесения дельта-слоя [10].

#### 1.1 Особенности дельта-легирования и процессов переноса в дельта-слоях

Дельта-слоями называют полупроводниковые слои с предельно неоднородным характером легирования, когда легирующая примесь сконцентрирована в очень узких слоях порядка нескольких периодов решетки [21]. В структурах, где дельта-слой или система слоев содержит примеси лишь одного знака, носители, образовавшиеся при ионизации примесей, удерживаются их зарядом вблизи плоскости слоя. Электрическое поле слоя ионов экранируется зарядом электронов (дырок), и результирующая потенциальная яма имеет *V*-образный вид, схематически показанный на рисунке 1.1. В результате образуется структура с двумерным или квазидвумерным электронным (дырочным) газом. По сравнению с другими полупроводниковыми структурами (гетеропереходы, однородно легированные слои) дельта-слои отличаются возможностью получения очень высокой концентрации носителей (двумерных электронов (дырок)) до  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>.



Рисунок 1.1. Потенциальный профиль, энергетический спектр и концентрационная зависимость подвижности в трех нижних подзонах для одиночного дельта-слоя (цифры означают номер подзоны) [21].

Если выполнено условие сильного легирования в плоскости слоя, то все примеси полностью ионизованы. При этом в плоскости слоя электроны (дырки) ведут себя как свободные, и их волновые функции являются плоскими волнами. В то же время в направлении оси x (направление выращивания) существует неоднородный электростатический потенциал  $\varphi(x)$ , носящий характер потенциальной ямы для электронов, в которой могут существовать дискретные квантовые уровни  $\varepsilon_i$ . В целом энергетический спектр системы имеет вид, характерный для всех структур с двумерным электронным газом:

$$\varepsilon = \varepsilon_i + (p_y^2 + p_z^2)/2m. \tag{1.1}$$

Можно выделить две основные особенности, отличающие процессы переноса в дельта-слоях: во-первых, в силу заполнения большого числа уровней значительную роль играют процессы межподзонного рассеяния. Во-вторых, основной механизм рассеяния в слоях определяется теми же примесями с концентрацией *n*, которые создали сам дельта-слой. Поэтому и подвижность, и проводимость носителей в дельта-слое в соответствующих безразмерных единицах будут, также как и энергии уровней, универсальными функциями параметра *v* [22], где *v* – безразмерная концентрация, определяющаяся как сумма концентраций в соответствующих подзонах:

$$v = na_B^2 \ge l, \tag{1.2}$$

где  $a_B = k \hbar^2 / e^2 m$  – эффективный боровский радиус, k –диэлектрическая проницаемость. Безразмерная подвижность будет измеряться в единицах  $\mu_0 = k^2 \hbar^3 / e^3 m^2$  (для GaAs  $\mu_0 \cong 1400 \text{ см}^2/\text{B·c}$ ), а проводимость - в единицах  $e^2/\hbar$ .

Парциальные подвижности  $\mu_i$  (v, i) зависят от номера подзоны i и параметра v. Подвижность определяется несколькими конкурирующими факторами. Например, если при данном v увеличивать номер рассматриваемой подзоны, то, с одной стороны, это уменьшает фермиевский импульс, что, согласно известным свойствам кулоновского рассеяния, понижает подвижность. С другой стороны, рост номера подзоны увеличивает ширину области локализации электрона, т. е. среднее расстояние от электронов до примесей, что должно увеличивать подвижность. Таким образом, качественный характер зависимостей  $\mu_i$  (v, i) может быть определен лишь из численных расчетов (рисунок 1.1). Как видно из рисунка, все качественные закономерности четко выполняются:  $\mu$  медленно падает с ростом концентрации в слое и растет с номером подзоны.

В структурах с дельта-слоями с высокой концентрацией  $v \ge 1$  проводимость носит металлический характер. Причиной является то, что с ростом v подвижность в каждой отдельной подзоне падает, но одновременно с этим в яме появляются новые подзоны с

высокими подвижностями [21]. При этом электропроводность полупроводника всегда остается на несколько порядков величины ниже, чем у хороших металлов. Однако, если уменьшать концентрацию носителей, то рано или поздно произойдет переход Мотта (рисунок 1.2), и проводимость станет прыжковой [22]. В области концентраций ниже перехода физическая модель дельта-слоя качественно меняется. *V*-образный потенциал  $\varepsilon(x)$  перестает играть роль, и речь идет об обычном примесном полупроводнике с прыжковой проводимостью, отличающемся тем, что примеси не распределены равномерно по объему, а локализованы в одной плоскости. Важным преимуществом дельта-слоев по сравнению с однородными полупроводниками является возможность управления концентрацией носителей при заданной фиксированной конфигурации примесных центров (например, с помощью затворного электрода).



Рисунок 1.2. Переход Мотта в дельта-слое Sb в кремнии [22].

### 1.2 Арсенид-галлиевые легированные Mn структуры, способы их формирования, структурные и гальваномагнитные свойства

Основными методами получения дельта-слоев в GaAs являются молекулярно-лучевая эпитаксия [10,23] и газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений [24-28]. Например, с помощью МОСГЭ при температуре роста ( $T_{2}$ ) 600°С формировались дельтаслои немагнитной примеси углерода в решетке GaAs [24], а в [25] сообщается о получении дельта-слоев Si, Zn и C с различным содержанием легирующей примеси. Подавление процессов сегрегации и диффузии, приводящих к размытию дельтаобразного профиля легирования, достигается понижением температуры формирования дельта-слоя И последующих слоев полупроводника. В случае эпитаксиального роста ИЗ металлоорганических соединений понижение T<sub>g</sub> ограничивается температурой разложения триметилгаллия около 500°С.

При таких температурах коэффициент диффузии марганца имеет высокие значения. Поэтому получение дельта-легированных Mn слоев GaAs реализуется, как правило, методом низкотемпературной (HT) молекулярно-лучевой эпитаксии, когда рост происходит при пониженной температуре  $T_g = 200-300$ °C. Такой способ формирования позволяет получать резко ограниченные (несколькими периодами решетки) дельта-слои без значительной диффузии и сегрегации [10]. Используются два технологических приема дельта-легирования GaAs марганцем: 1) формирование периодических, так называемых «digital», структур, содержащих серию дельта-слоев Mn (от 10 до 200), разделенных GaAs спейсерами толщиной от 1 до 60 нм [6,11,29, 30] и 2) расположение дельта-легированного Mn слоя вблизи двумерного дырочного канала в гетероструктурах GaAs/*p*-AlGaAs [10].

Структуры первого типа демонстрировали ферромагнитные свойства при измерениях намагниченности, причем температура фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик ( $T_{\rm C} \sim 20-50$  K) зависела от содержания марганца в дельта-слое и от толщины спейсера GaAs между соседними дельта-слоями [11]. Также в [11] сообщалось о ферромагнетизме образца GaAs с отдельным дельта-слоем Mn ( $T_{\rm C} \sim 11$  K), но соответствующие результаты в статье не приводились. Авторы [10] считают, что только благодаря расположению дельталегированного марганцем слоя GaAs вблизи гетерограницы GaAs/*p*-AlGaAs удается при изучении магнитополевых зависимостей сопротивления Холла наблюдать ферромагнетизм, обусловленный обменным взаимодействием магнитных моментов атомов Mn в дельта-слое и спинов дырок двумерного канала на гетерогранице. Следует отметить, что оба этих способа создания дельта-легированных марганцем структур не нашли широкого применения в разработке элементов спинтроники. Наиболее вероятная причина состоит в том, что метод HT МЛЭ является дорогостоящим и малопроизводительным. Кроме того, он, как правило, не позволяет формировать в едином ростовом цикле имеющие высокое оптическое качество квантово-размерные структуры и магнитные полупроводниковые слои.

Марганец является переходным металлом группы железа. Атомы Mn имеют электронную конфигурацию  $3d^54s^2$ , т.е. незавершенную *d*-оболочку [31], результатом чего является наличие спинового момента S = 5/2. В работе [32] показано, что электронные конфигурации атомов переходных элементов в кристалле отличаются от электронных конфигураций соответствующих изолированных атомов. Марганец в GaAs при замещении им атомов галлия (Mn<sub>Ga</sub>) является акцептором с конфигурацией  $3d^5$ . Энергия ионизации этого акцептора, определенная из электрических [33] и оптических [34] измерений, приблизительно равна 100-110 мэВ. Предельная растворимость марганца в решетке GaAs, определеная диаграммы состояния системы Mn-GaAs, составляет ~ 8·10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup> [35].

Изготовление слоев Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As при пониженной температуре позволяет вводить количество примеси значительно выше предела растворимости, содержание x может варьироваться от 0.01 до 0.1. При этом концентрация дырок при комнатной температуре достигает значений ~  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. В решетке полупроводника GaAs носители-дырки антиферромагнитно связаны с локальным спиновым магнитным моментом атома Mn через обменное взаимодействие вследствие перекрытия дырочной волновой функции с *d*-орбиталями Mn, в результате чего может устанавливаться дальнодействующее ферромагнитное упорядочение [36].

В случае низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (обычно процесс ведется с избытком мышьяка) в слоях GaAs основными точечными дефектами могут быть антиструктурные дефекты (As<sub>Ga</sub>), междоузельные дефекты мышьяка (As<sub>i</sub>) и вакансии галлия (V<sub>Ga</sub>) [13]. При введении легирующей примеси марганца выше предела растворимости появляются избыточные атомы марганца, которые занимают междоузельное положение (Mn<sub>i</sub>) [37, 38]. Дефекты As<sub>Ga</sub> и Mn<sub>i</sub> являются двойными донорами (рисунок 1.3*a*), и компенсируют часть основной акцепторной примеси Mn (Mn<sub>Ga</sub>). Как показано в работе [39], в образцах GaAs и GaMnAs, сформированных при 200°С, концентрация дефектов As<sub>Ga</sub> достигает ~  $1 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и снижается с увеличением *T*<sub>g</sub>, при этом энергия активации процесса формирования As<sub>Ga</sub> составляет 0.58 эВ (рисунок 1.3*b*).



Рисунок 1.3. *а*) Элемент решетки цинковой обманки GaMnAs (выращенного при низкой температуре), содержащий антиструктурный дефект As<sub>Ga</sub> и междоузельный атом Mn<sub>i</sub>. *б*) Зависимость концентрации As<sub>Ga</sub> от температуры формирования HT слоев GaAs и GaMnAs, определенная из измерений оптического поглощения вблизи 1.2 эВ [39].

Концентрация V<sub>Ga</sub> в низкотемпературном GaAs, в первую очередь, зависит от температуры выращивания и сохранения стехиометрии [40]. Согласно данным позитронной аннигиляционной спектроскопии, приведенным в [40], в случае получения

слоя GaAs при 400°C методом молекулярно-лучевой эпитаксии, минимальная концентрация  $V_{Ga}$  может составлять порядка  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Как показано в работе [38], концентрация вакансий галлия уменьшается, а концентрация антиструктурных дефектов As<sub>Ga</sub> возрастает с увеличением содержания Mn (рисунок 1.4). При этом содержание As<sub>Ga</sub> в образцах достаточно велико, что приводит к компенсации дырочной проводимости и влияет на магнитные свойства.



Рисунок 1.4. Концентрационные зависимости для вакансий галлия и антиструктурных дефектов мышьяка от содержания марганца в слое GaMnAs [38].

Исследования с использованием обратного резерфордовского рассеяния и индуцированной частицами рентгеновской эмиссии позволили определить концентрации атомов марганца, занимающих междоузельное положение в слоях  $Ga_{1,x}Mn_xAs$ , полученных методом НТ МЛЭ [41]. Как видно из представленных на рисунке 1.5 данных, концентрация  $Mn_i$  достигает  $3 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> при x = 0.09 и существенным образом влияет на электрическую активность  $Mn_{Ga}$ , определяя в конечном итоге вид зависимости концентрации дырок от содержания марганца. Дырочная проводимость насыщается при содержании x = 0.04, что свидетельствует об автокомпенсации ионов марганца. Концентрация антиструктурных дефектов мышьяка в работе [41] не оценивалась, а полученные результаты показывают, что их влияние на компенсацию акцепторных состояний марганца в данном случае не так существенно.



Рисунок 1.5. Концентрации междоузельного марганца, марганца в узлах галлия и некомпенсированных Mn акцепторов ( $[Mn_{Ga}]-2\times[Mn_i]$ ), измеренных с применением экспериментов по каналированию слоев  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  (0.02<*x*<0.09). Концентрации дырок, полученные методом электрохимического CV-профилирования, и соответствующие температуры Кюри также представлены на рисунке [41].

Тем не менее, температуру Кюри в GaMnAs, учитывая тот факт, что она пропорциональна концентрации Mn<sub>Ga</sub> и концентрации электрически-активных дырок (*p*) [29], чаще всего определяют следующим образом:

$$T_{\rm C} \sim [{\rm Mn}_{\rm Ga}] \cdot p^{1/3},$$
 (1.3)

где 
$$p = [Mn_{Ga}] - 2([As_{Ga}] + [Mn_i]).$$
 (1.4)

Следовательно, максимальная температура фазового перехода ферромагнетикпарамагнетик достигается при максимальном значении концентрации акцепторов Mn<sub>Ga</sub> и минимальных концентрациях дефектов донорного типа As<sub>Ga</sub> и Mn<sub>i</sub>.

При дельта-легировании марганцем слоевую концентрацию введенной примеси ( $Q_{Mn}$ ) принято обозначать в единицах монослоя (MC), а  $Q_{Mn}=1$  MC соответствует слоевой концентрации Mn 6.3×10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup> при параметре кристаллической решетки GaAs 0.565 нм, полагая, что атомы Mn замещают галлий. Если определить  $Q_{Mn}$  по отношению к параметру решетки гексагонального  $\alpha$ -MnAs, то указанная слоевая концентрация примеси будет

соответствовать  $Q_{\rm Mn} = 0.67$  MC [42]. Структурные и гальваномагнитные свойства дельталегированных образцов определяются температурой выращивания и содержанием примеси. Обнаружено, что при  $Q_{\rm Mn} \ge 1$  MC рассогласование параметров решеток MnAs и GaAs приводит к образованию кластеров MnAs, а также к возникновению дислокаций в GaAs и появлению поверхностной сегрегации Mn [10]. Изучение дельта-легированных марганцем структур, полученных методом HT MЛЭ, с использованием метода вторичной ионной масс-спектрометрии показало, что профили распределения атомов марганца имеют дельтаобразный вид в достаточно большом диапазоне температур выращивания (от 220 до 300°C) и концентраций атомов Mn ( $0.1 \le Q_{\rm Mn} \le 1$ ) [10]. Сегрегация марганца к поверхности наблюдается при  $Q_{\rm Mn} \ge 1$  MC или  $T_{\rm g} = 400^{\circ}$ C (рисунок 1.6).



Рисунок 1.6. *а*) ВИМС-профили распределения атомов марганца в структурах с  $Q_{Mn} = 0.1$ -1.7 МС, выращенных при  $T_g = 220^{\circ}$ С. *б*) ВИМС-профили распределения атомов марганца в структурах с  $Q_{Mn} = 0.4$  МС, выращенных при  $T_g = 220$ -400°С [10].

В структурах, полученных НТ МЛЭ и содержащих одиночный дельта-слой Mn, не удается достичь такой электрической активности марганца, как в однородно легированных марганцем слоях. Это показали исследования их гальваномагнитных свойств. Структуры были изучены при измерении эффекта Холла в криостате с использованием холловских мостиков [10]. Образцы, используемые для измерения транспортных свойств, содержали покровный слой GaAs толщиной 10 нм, дельта-легированный Mn слой с  $Q_{Mn} = 0.3$  MC, нелегированный буферный слой GaAs толщиной 200 нм и были изготовлены на подложке полуизолирующего GaAs (100). Покровный и сингулярной дельталегированный слои GaAs были выращены при различных  $T_g$  от 200 до 500°C, а буферный слой GaAs - при 600°С. Все образцы демонстрировали высокое удельное сопротивление при низких температурах, а измерения эффекта Холла не показали ферромагнитных свойств В изучаемом температурном диапазоне [10]. Авторы полагают. что ферромагнитный порядок не реализуется вследствие недостатка носителей в дельталегированном марганцем слое. Измерения эффекта Холла в магнитном поле (H = 0.4 Тл) при комнатной температуре показали удельную электропроводность *p*-типа во всех образцах. Пренебрегая аномальным эффектом Холла, авторы оценили слоевую концентрацию дырок  $(p_s)$  при комнатной температуре: в образцах, выращенных при  $T_g =$ 200, 300, 400 и 500°С ее значения составляли 3.2·10<sup>10</sup>, 1.9·10<sup>11</sup>, 5.0·10<sup>12</sup> и 2.1·10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>, соответственно. Таким образом, наибольшие зарегистрированные значения слоевой концентрации дырок около 5·10<sup>12</sup>см<sup>-2</sup> наблюдаются при содержании марганца 0.3 МС и температуре выращивания 400°С. Величина  $p_s/Q_{Mn}$  в данном случае составляет 4 %, и это значительно меньше, чем характерное значение электрической активности для слоев GaMnAs -15-30%. Низкие значения концентрации носителей заряда не могут быть объяснены только с точки зрения электрической компенсации Mn<sub>Ga</sub> донорами As<sub>Ga</sub> и Mn<sub>i</sub>. Одним из возможных предположений является формирование кластеров MnAs, которые действуют, как потенциальные ямы для атомов Mn, уменьшая концентрацию Mn<sub>Ga</sub>. Однако при Q<sub>Mn</sub> ≤ 1.0 МС изучения с помощью просвечивающей электронной микроскопии не выявили наличия каких либо включений в образцах. Тем не менее, образование маленьких кластеров Mn, например, димеров, также может быть причиной уменьшения концентрации свободных носителей. По аналогии с дельта-легированными немагнитными слоями углерода [21] и бериллия [43] такая компенсация приводит к насыщению концентрации носителей, когда вначале наблюдается ее рост при увеличении концентрации легирующей примеси, а затем выход на насыщение. Подвижность носителей при этом демонстрирует другое поведение: ее величина вначале уменьшается, а при дальнейшем увеличении концентрации практически не изменяется (рисунок 1.7).



Рисунок 1.7. Зависимость величины подвижности от концентрации дырок в образцах GaAs с дельта-слоем Be [43].

Метод дельта-легирования Mn использовался при формировании гетероструктуры GaAs/p-AlGaAs [10] с двумерным каналом дырочной проводимости. Для этого был выращен МЛЭ Ве-легированный слой AlGaAs (концентрация Be =1.8·10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>) и нелегированный спейсерный слой GaAs с толщиной ( $d_s$ ) 3 нм при  $T_g = 400^{\circ}$ C, затем дельта-легированный Mn слой GaAs также при T<sub>g</sub> = 400°C. Тестовая структура изображена на рисунке 1.8а. Измерения эффекта Холла на дельта-легированных марганцем ( $Q_{Mn} = 0.3$  MC) образцах GaAs ( $T_g = 400^{\circ}$ C) в отсутствие дополнительного двумерного канала с дырочной проводимостью и при наличии его также приведены на рисунках 1.8*b*,*c*, соответственно. Как видно из рисунка, образец без двумерного дырочного газа не демонстрировал ферромагнитных свойств, в то время как нелинейный вид зависимости сопротивления Холла от магнитного поля с петлей гистерезиса для образца с дырочным двумерным каналом при T = 40 K ясно указывает на наличие ферромагнитного порядка. Температурная зависимость слоевого сопротивления, приведенная на том же рисунке 1.8d, имеет металлический характер для образца с дополнительным каналом, а локальный пик около 70 К приблизительно указывает на температуру фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик. Таким образом, в [10] показано, что только комбинация локализованных магнитных ионов в дельта-слое Mn и дополнительного двумерного канала с дырочной проводимостью индуцирует появление ферромагнетизма в GaAs структурах, изготовленных методом низкотемпературной МЛЭ.

Управлять проводимостью и ферромагнетизмом в гетероструктурах с таким двумерным каналом проводимости можно с использованием МДП-структуры, представляющей собой холловский мостик с управляющим металлическим электродом, сформированным поверх диэлектрика (SiO<sub>2</sub>) [8]. Как видно из представленных на рисунке 1.9 данных, при нулевом потенциале на управляющем электроде магнитополевая зависимость сопротивления Холла носит линейный характер и это свидетельствует о парамагнитных свойствах структуры. В случае отрицательного смещения на электроде V<sub>G</sub> = - (15-18) В зависимости холловского сопротивления от магнитного поля содержат петлю гистерезиса, демонстрируя переход образца в ферромагнитное состояние [8]. Наблюдаемый эффект связан с увеличением слоевой концентрации дырок в двумерном канале при отрицательном смещении и возникающим в связи с этим усилением обменного взаимодействия дырок и ионов Mn. Показанная авторами возможность управления ферромагнитными свойствами с использованием электрического потенциала открывает возможности приборного применения гетероструктур на основе GaAs с дельта-слоями марганца. В частности, это делает их перспективными для использования при разработке спинового полевого транзистора.



Рисунок 1.8. *а*) Схематическое изображение образца с дельта-слоем марганца и двумерным каналом дырочной проводимости; *b*, *c*) – зависимости сопротивления Холла при 40 К для дельта-легированных Mn GaAs образцов в отсутствие двумерного канала дырочной проводимости (*b*) и при его наличии (*c*). *d*) Температурные зависимости слоевого сопротивления дельта-легированных Mn GaAs образцов, выращенных при  $T_g = 400^{\circ}$ С в отсутствие двумерного канала дырочной проводимости и при его наличии [10].



Рисунок 1.9. Диаграммы валентной зоны при нулевом и отрицательном смещении на затворе для структур с дельта-слоем марганца и двумерным каналом дырочной проводимости.  $E_V$  и  $E_F$  – потолок валентной зоны и уровень Ферми, соответственно, z – направление роста. На рисунке также представлены магнитополевые зависимости сопротивления Холла, измеренные при 115 и 117 К при различном приложенном на затвор смещении ( $V_G = 0, -15 \text{ u} - 18 \text{ B}$ ) [8].

## 1.3 Процессы диффузии примеси и точечных дефектов в гетеронаноструктурах, содержащих низкотемпературный слой GaAs, легированный марганцем

Как было отмечено выше, низкотемпературный слой GaAs, сформированный методом МЛЭ, содержит ряд точечных дефектов: антиструктурные дефекты  $As_{Ga}$ , междоузельные дефекты  $As_i$  и вакансии галлия  $V_{Ga}$ . Также основную роль в достижении полуизолирующих свойств нелегированного GaAs играют EL2 центры [44], которые включают в себя антиструктурные дефекты  $As_{Ga}$  изолированные либо связанные в комплексы с междоузельными атомами мышьяка  $As_i$  или вакансиями галлия  $V_{Ga}$ . Рекомбинационные процессы с участием центров EL2 индуцируют появление в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции (T = 77 K) полосы излучения с энергией максимума ~ 0.75 эВ.

термические обработки Послеростовые низкотемпературных слоев GaAs использовались для изучения диффузионных процессов с участием точечных дефектов. В частности, в работе [45] представлены результаты по определению коэффициентов диффузии вакансий галлия (D<sub>v</sub>) при различных температурах (750-900°С). Энергия активации (*E*<sub>a</sub>) диффузионного процесса с участием вакансий галлия при этом составляла 2.34 эΒ (рисунок 1.10). Известно, что вакансии галлия являются центрами безызлучательной рекомбинации в GaAs [46] и активизируют перемешивание атомов In и Ga на границе квантовых ям InGaAs/GaAs в процессе термического отжига, в результате чего они становяться эффективно мельче, а в спектре фотолюминесценции наблюдается «синий» сдвиг пика, отвечющего основному переходу в слое InGaAs [47].



Рисунок 1.10. Значения коэффициента диффузии V<sub>Ga</sub> для различных температур [45].

В случае низкотемпературных слоев GaMnAs помимо диффузионных процессов, связанных с точечными дефектами, происходит диффузия атомов Mn. Основными механизмами диффузии металлов переходной группы в соединениях A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> могут являться [48]:

- вакансионный (атомы примеси могут перемещаться, занимая вакантные узлы решетки - V<sub>Ga</sub>);

- междоузельный (последовательный переход атомов примеси из одних междоузлий в другие);

 диссоциативный (происходит одновременная диффузия атомов примеси по вакансиям и междоузлиям с переменой мест, т.е. захватом вакансией примесного атома и образованием свободного междоузлия).

Стоит отметить, что обычно коэффициент диффузии примесных атомов по вакансиям значительно меньше их коэффициента диффузии по междоузлиям, а непосредственный обмен местами между двумя соседними примесными атомами, расположенными в узлах кристаллической решетки, является энергетически невыгодным и его вероятность мала.

Согласно литературным данным [49], заметная диффузия междоузельного марганца начинается при температуре около 400°С, при этом энергия активации диффузионного процесса с участием Mn<sub>i</sub> составляет 1.7-2.3 эВ.

При более высоких температурах преобладающим становится диссоциативный механизм. При этом атом замещения  $Mn_{Ga}$ , возбуждаясь, может занимать междоузельное положение, и на его месте появляется вакансия галлия. После этого междоузельный атом диффундирует до тех пор, пока не встретит другую вакансию, и тогда он снова становится атомом замещения. [48,50]. Коэффициент диффузии  $Mn_{Ga}$  ( $D_{Mn}$ ) в арсениде галлия был определен в работе [51] при различных температурах отжига. Полученные значения представлены на рисунке 1.11. Энергия активации диффузионного процесса с участием  $Mn_{Ga}$  в GaAs при  $T_a = 600-1200^{\circ}$ С имеет значение порядка 3.8 эВ по данным работы [52].



Рисунок 1.11. Температурная зависимость  $D_{Mn}$  в арсениде галлия при различных температурах отжига [51].

#### 1.4 Оптические свойства арсенид-галлиевых структур, легированных марганцем

Как было сказано выше, природа ферромагнетизма в арсенид-галлиевых структурах, легированных марганцем, обусловлена обменным взаимодействием между локальными моментами атомов Mn и дырками. Для более глубокого понимания механизма возникновения ферромагнитных свойств необходимо исследование влияния примеси марганца на зонную структуру GaAs. Основными методами изучения этого вопроса являются спектроскопия отражения при нормальном падении, эллипсометрические исследования и спектроскопия поглощения [53,54]. Зонная структура GaAs и вид первой зоны Бриллюэна в этом материале представлены на рисунке 1.12. Характерные особенности спектров отражения и рассчитанной по эллипсометрическим данным мнимой части диэлектрической проницаемости являются результатом межзонных переходов в определенных (критических) точках.

1.13 На рисунке представлена характерная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости от энергии излучения при различном содержании Mn в образцах GaMnAs, полученная с помощью обработки эллипсометрических спектров [54]. Наблюдаемые переходы с энергиями  $E_0, E_1, E_1 + \Delta_1, E_0, E_2$  соответствуют определенным точкам зоны Бриллюэна (рисунок 1.12). Критические точки в области переходов  $E_1, E_1 + \Delta_1$ соответствуют практически параллельному расположению зоны проводимости и валентной зоны в Л направлении зоны Бриллюэна. Как видно из рисунка 1.13, первый дублет ( $E_1, E_1 + \Delta_1$ ), соответствующий направлению  $\Lambda$ , демонстрирует «синий» сдвиг (в область больших энергий) с увеличением содержания Мп в образце. В то время как второй дублет ( $E_0$ ,  $E_2$ ), соответствующий точкам  $\Gamma_6$ ,  $\Gamma_7$ , не всегда разрешим и подобного сдвига для него не наблюдается.



Рисунок 1.12. Зонная структура и вид первой зоны Бриллюэна в GaAs [54].



Рисунок 1.13. Зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости от энергии кванта для структуры GaAs, однородно легированной Mn [54].

Как показано в [54], гамильтониан структуры GaMnAs содержит две части: обменную (кулоновскую) и связанную с sp-d – гибридизацией (между d- орбиталями Mn и sp- орбиталями GaAs). Обменная компонента дает «красный» сдвиг, а анизотропная сила гибридизации  $V_{pd}$  приводит к «синему» сдвигу перехода  $E_1$ . Качественно объяснить воздействие sp-d гибридизации можно следующим образом: s и p зоны основного вещества (GaAs) отклонены d уровнями так, что, если d уровень расположен выше (ниже) по энергии, чем sp зона, то он сдвигает sp-зону ниже (выше) по энергии.

Теоретические оценки вклада каждой составляющей гамильтониана для переходов  $E_1$ ,  $E_1+\Delta_1$  позволили авторам [54] сделать вывод, что «синий сдвиг»  $E_1$  возникает в результате *p-d* гибридизации примесной зоны Mn и валентной зоны GaAs. Следовательно, это изучение демонстрирует наличие примесной зоны для слоев Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As состава x = 0.017– 0.066. Тот факт, что «синий сдвиг» замечен только в  $E_1$  критической точке, позволяет заключить, что сила  $V_{pd}$  – наибольшая в направлении [111]. В целом зонная структура GaAs выглядит без изменений, несмотря на большое количество дефектов, найденных в низкотемпературном GaAs.

Здесь необходимо отметить, что нам не удалось найти результатов подобных исследований оптических свойств GaAs структур с дельта-слоями марганца в публикациях научных групп, занимающихся тематикой изучения ферромагнитных полупроводниковых соединений.

#### 1.5 Особенности квантово-размерных гетероструктур GaAs с дельта-слоем Мп

Введение в арсенид-галлиевые структуры с дельта-слоем Mn квантовых ям расширяет перспективы их приборного применения, поскольку в них будут сочетаться излучательные, полупроводниковые и ферромагнитные свойства. Такие структуры могут быть в дальнейшем использованы для изготовления спиновых светоизлучающих диодов [3,55], при этом квантовая яма выступает как активная область, а расположение вблизи нее дельта-слоя Mn может приводить к генерации циркулярно-поляризованного электролюминесцентного излучения [56,57]. Спиновая поляризации носителей в квантовой яме возникает за счет их взаимодействия с ионами марганца в ферромагнитном дельта-слое (эффект близости) [5,56,57]. Кроме того, подобные структуры могут быть использованы для создания элементов с каналом проводимости спин-поляризованных носителей с высокой подвижностью, которые в дальнейшем могут послужить основой для спинового полевого транзистора [58,59]. Таким образом, существует большой интерес к объединению в одной гетероструктуре дельта-слоя марганца и квантовой ямы. При этом существенную роль будет играть расположение дельта-легированного слоя относительно квантовой ямы. Дельта-легированный слой может быть помещен за пределы квантовой ямы или располагаться в барьерной области, что позволит достичь более высокой подвижности вследствие того, что носители заряда отделяются от ионизированных примесей. Подобные исследования по влиянию расположения дельта-слоя немагнитной обычной мелкой донорной или акцепторной примеси в гетероструктурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs на их транспортные свойства были проведены в работах [60,61]. Авторы [60] исследовали электрические и транспортные свойства в двух первых подзонах гетероструктур In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs, содержащих дельта-легированный Si слой GaAs, изменяя спейсерное расстояние между квантовой ямой и дельта-слоем в диапазоне от 0 до 31 нм, где за 0 принимался центр квантовой ямы. На рисунке 1.14*а* приведены рассчитанные значения квадрата волновых функций заполненных состояний. Как показано в работе [60], концентрация носителей в первой подзоне превышает 3.6·10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup> когда дельта-слой Si расположен в квантовой яме, а содержания кремния составляет ~ 4.5·10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>. Данное значение снижается до 2.06·10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup> когда спейсерное расстояние составляет 8.5 нм. Слоевая концентрация во второй подзоне составляет 15.4% от концентрации в дельта-слое (в структуре, где Si расположен в центре квантовой ямы), и достигает максимума 42.3% при  $d_s = 13$  нм, затем снижается до 19% при увеличении спейсерного расстояния до 29 нм. Подвижность электронов для первой подзоны практически не изменяется, однако наблюдаются заметные изменения во второй подзоне при варьировании спейсерного расстояния. Наибольшая подвижность носителей достигается при 11 нм для первой подзоны и около 29 нм для второй (рисунок 1.14*б*).



Рисунок 1.14. *а*) Рассчитанные для температуры 1.5 К зона проводимости (сплошная линия) и квадрат электронных волновых функций для первой подзоны (пунктирные линии) и второй подзоны (точки) в зависимости от расположения дельта-слоя Si: (A) в центре квантовой ямы InGaAs/GaAs, (B) на границе квантовой ямы, (C) в барьерном слое на расстоянии  $d_s = 15$  нм.  $\delta$ ) Зависимость величины слоевой концентрации и подвижности в первой ( $n_1$ ,  $\mu_1$ ) и второй ( $n_2$ ,  $\mu_2$ ) подзонах и в квантовой яме In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As ( $n_{QW}$ ) от спейсерного расстояния между дельта-слоем Si и квантовой ямой In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs (за 0 принимается центр квантовой ямы, а ее гетерограница находится от него на расстоянии 5 нм) [60].

В работе [62] представлен анализ температурных зависимостей концентрации и подвижности дырок ( $\mu$ ) в структурах с напряженной квантовой ямой InGaAs/GaAs с тонкими легированными акцепторной примесью (Be) слоями GaAs, содержащимися в барьерах. Благодаря тому, что области легирования и канал проводимости разделены спейсерным слоем, удается достичь высоких значений дырочной подвижности носителей в квантовой яме. Показано, что в случае проводимости по квантовой яме с понижением температуры от 70-80 К до 5 К концентрация дырок и их подвижность практически не меняются (рисунок 1.15).



Рисунок 1.15. Температурные зависимости слоевой концентрации и холловской подвижности в гетероструктурах InGaAs/GaAs, содержащих тонкие слои GaAs:Ве в барьерах [62].

По аналогии с немагнитной примесью использование приема дельта-легирования атомами Mn в структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs позволит пространственно разделить носители заряда в квантовой яме и ионы марганца в GaAs, что открывает возможность контролировать магнитные свойства и спиновую поляризацию носителей в яме путем вариации толщины спейсерного слоя GaAs между дельта-слоем Mn и квантовой ямой. Влияние дельта-слоя Mn в барьере на спиновую поляризацию дырок в квантовой яме GaAs/AlGaAs было обнаружено в [63] при исследовании циркулярной поляризации излучения в малых магнитных полях при T = 5 K. Таким образом, является важным исследование и понимание механизма взаимодействия ионов Mn и носителей в квантовой яме и возникновения канала переноса спин-поляризованных носителей в ней для последующего использования магнитных гетероструктур в спинтронике.

Системы типа GaAs/InGaAs/GaAs относятся к гетероструктурам I рода, у которых запрещенная зона материала квантовой ямы лежит внутри запрещенной зоны барьерного материала. Диапазон длин волн излучения лазеров и светодиодов, изготовленных на основе указанных квантовых ям, ограничен возможностями таких гетеросистем. Так, для структур с квантовой ямой  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  трудно получить энергию кванта излучения ниже 1.20 эВ, поскольку для продвижения в более длинноволновую область необходимо повышать значение  $x_{In}$ , что вызывает увеличение рассогласования кристаллических решеток GaAs и InGaAs. Это, соответственно, приводит к уменьшению критической

толщины слоя InGaAs и увеличению вероятности неупругой релаксации механических напряжений в структуре (появлению дислокаций несоответствия).

Как известно из [64,65], для продвижения рабочих длин волн излучения в инфракрасную область можно использовать гетероструктуры II рода, т.е. структуры, в которых дно зоны проводимости одного материала ниже, чем в другом полупроводнике, а потолок валентной зоны у второго материала - выше, чем у первого. Большое внимание среди таких гетероструктур II рода уделяется системе GaAs<sub>1-v</sub>Sb<sub>v</sub>/GaAs с содержанием сурьмы у<sub>Sb</sub> более 0.3. В работах [66-68] была показана возможность изготовления вертикально излучающих лазеров с квантовыми ямами такого состава, работающих на длинах волн около 1.3 мкм. Этот диапазон является практически важным для систем волоконно-оптический связи из-за минимальных потерь излучения в кварцевых световодах. При изготовлении структур с квантовыми ямами GaAs<sub>1-v</sub>Sb<sub>v</sub>/GaAs имеется, однако, ряд проблем, в частности, рассогласование решеток между GaAs<sub>1-v</sub>Sb<sub>v</sub> и GaAs (для решеток GaSb и GaAs параметры решетки различаются на 7.8 % [69]) и проблема негомогенности GaAs<sub>1-v</sub>Sb<sub>v</sub> при больших значениях y > 0.25. В связи с этим особое значение приобретает выбор температуры выращивания слоя GaAs<sub>1-y</sub>Sb<sub>y</sub>. Так, в работе [70] для выращивания квантовой ямы использована пониженная температура 490°С, что позволило уменьшить сегрегацию сурьмы в процессе роста. На рисунке 1.16 приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) серии образцов, отличающихся температурой роста слоя GaAsSb (полученного методом МЛЭ, толщиной 7 нм), измеренные в работе [68]. Максимумы линий ФЛ при комнатной температуре приходятся на диапазон длин волн 1275-1310 нм, при понижении температуры роста слоя GaAsSb наблюдается длинноволновый сдвиг линии ФЛ. По мнению авторов [68], это может быть обусловлено влиянием температуры на коэффициент встраивания сурьмы. Как видно из рисунка 1.16, интенсивность ФЛ увеличивается, а полуширина пика уменьшается с понижением температуры роста. Таким образом, оптимальной является температура около 470°С. При дальнейшем ее понижении интенсивность сигнала ФЛ падает из-за увеличения уровня неконтролируемого легирования слоев и концентрации точечных дефектов.



Рисунок 1.16. Спектры фотолюминесценции образцов, отличающихся температурой роста слоя GaAsSb, *T*<sub>g</sub>, °C: *1* – 507, *2* – 500, *3* – 493, *4* – 483, *5* – 475, *6* – 465 [68].

Вид зонной диаграммы напряженного гетероперехода зависит от значения  $y_{\rm Sb}$ : диаграмма изменяется от типа I к типу II (рисунок 1.17*a*) при возрастании этой величины приблизительно до значений > 0.35 [71]. В другой работе сообщается о наблюдении гетероперехода II рода при содержании сурьмы около y = 0.16-0.20 [72]. Квантовая яма GaAs<sub>1-y</sub>Sb<sub>y</sub>, ограниченная барьерами GaAs, представляет собой гетеросистему с сильно локализованными дырками и слабо локализованными (или делокализованными) электронами. На рисунке 1.176 показаны также возможные прямые переходы в гетеросистеме, имеющие место при увеличении мощности и уменьшении длины волны оптического возбуждения.



Рисунок 1.17. Зонная диаграмма и оптические переходы в гетероструктуре II рода с квантовой ямой: а) непрямые оптические переходы с энергией  $hv_1$ ; b) непрямые и прямые оптические переходы с энергиями  $hv_1$  и  $hv_2$ , соответственно [71].

Важным фактом является то, что содержание сурьмы в квантовой яме может быть увеличено не только снижением температуры процесса эпитаксиального выращивания, но и введением дополнительной примеси (например, в работе [73] такой примесью был бор).

Следует отметить, что появилась публикация [74], свидетельствующая о том, что эпитаксиальные слои GaAsSb (толщиной порядка 1 мкм и с  $y_{Sb} \sim 0.06$ ) могут быть привлекательны для применения в приборах спинтроники, поскольку введение сурьмы увеличивает спин-орбитальное взаимодействие в полупроводнике. Значение спиновой поляризации электронов до 21 % в слоях при возбуждении циркулярно-поляризованным излучением было измерено при температуре 120 К [74].

Публикаций о легировании гетеросистем GaAsSb/GaAs магнитными примесями (марганцем, в частности) и использование этой системы в структурах спинтроники в литературе нами не обнаружено.

Таким образом, из приведенного в данной главе обзора литературы можно заключить, что дельта-легированные марганцем арсенид-галлиевые структуры являются перспективными и интересными объектами изучения физики полупроводников. На сегодняшний день востребовано как развитие новых технологий их получения, позволяющих комбинировать тонкие ферромагнитные области и квантово-размерные слои, так и разработка методов и подходов, позволяющих их исследовать.

Ранее коллективом лаборатории оптической и спиновой электроники НИФТИ ННГУ, в которой выполнялась основная часть настоящей диссертационной работы, была показана возможность с помощью импульсного лазерного нанесения вводить магнитную примесь Mn в растущий эпитаксиальный слой GaAs в виде дельта-слоя Mn [12]. Установлено, что дельта-слой марганца, расположенный вблизи квантовой ямы InGaAs/GaAs, является источником спин-поляризованных дырок, которые туннелируют в квантовую яму с сохранением спина, где могут рекомбинировать с излучением циркулярно-поляризованного света. На основе этого были разработаны и запатентованы (ССИД) – источники спиновые светоизлучающие диоды магнитоуправляемой циркулярно-поляризованной электролюминесценции (степень циркулярной поляризации электролюминесценции может достигать 50 % [75-77]). Предложена физическая модель процессов спиновой поляризации, заключающаяся в обменном взаимодействии sp-d типа между дырками в квантовой яме и ионами Мп в дельта-слое с последующей эмиссией циркулярно-поляризованного излучения, возникающего из-за рекомбинации спинполяризованных дырок и неполяризованных электронов в квантовой яме [56].

Сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения в едином ростовом цикле были получены структуры GaAs с одиночным дельта-

слоем Mn, которые обладали ферромагнитными свойствами: демонстрировали аномальный эффект Холла, анизотропное магнетосопротивление и планарный эффект Холла при температурах < 30-40 К [78,79].

Исследования транспортных свойств структур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем марганца на начальном этапе их получения проводились совместно с сотрудниками Курчатовского института [80-82]. Следует отметить, что легирование марганцем производилось при достаточно высоких температурах (450°C и выше) и с большим содержанием примеси, а дельта-слой Mn рассматривался главным образом как поставщик магнитных моментов. Высокая дырочная проводимость обеспечивалась благодаря введению в структуры дельта-слоя углерода.

Детальные исследования по влиянию технологических условий формирования методом импульсного лазерного нанесения на процесс дельта-легирования марганцем арсенид-галлиевых гетеронаноструктур ранее не проводились.

Для возможной реализации приборов на основе таких структур в первую очередь необходимо проведение исследования влияния технологических параметров получения (температуры выращивания квантовых ям и дельта-слоя, содержания примеси марганца, состава газа-носителя в процессе роста) на их излучательные и гальваномагнитные характеристики. Важным является определение допустимых температур послеростовых обработок (например, при формировании металлических контактов образцов ССИД). Поэтому актуальным является изучение влияния термического отжига на светоизлучающие свойства структур с квантовыми ямами и дельта-слоем марганца, что в свою очередь даст возможность исследовать процессы диффузии атомов марганца и точечных дефектов.

#### 2 МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

# 2.1 Методика получения арсенид-галлиевых структур с дельта-слоем примеси переходного металла (Mn)

При выполнении настоящей работы исследовались следующие гетеронаноструктуры:

- структуры на основе GaAs с одиночным дельта-слоем Mn;
- структуры с дельта-слоем Мп и квантовыми ямами InGaAs/GaAs;

- структуры с дельта-слоем Mn и квантовой ямой GaAsSb/GaAs.

Все образцы были получены методом, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию и импульсное лазерное нанесение в едином ростовом цикле, с использованием в качестве подложек пластин арсенида галлия [83]. Схематическое изображение установки эпитаксиального выращивания слоев приведено на рисунке 2.1. Процесс изготовления исследуемых структур состоял из двух этапов.

Первый этап – МОС-гидридная эпитаксия. В используемом процессе МОСГЭ давление в горизонтальном кварцевом цилиндрическом реакторе остается атмосферным. Источником атомов галлия (Ga) является металлоорганическое соединение триметилгаллий - Ga(CH)<sub>3</sub> (ТМГ), а мышьяк (As) поступает с потоком газа-носителя H<sub>2</sub> в виде арсина (AsH<sub>3</sub>). В области нагретой подложки ТМГ и AsH<sub>3</sub> разлагаются при высоких температурах (550-650°С), и затем происходит осаждение компонентов на подложку с образованием соединения GaAs. Аналогичным образом происходит формирование материала квантовых ям InGaAs или GaAsSb. В этом случае в реактор добавляются потоки триметилиндия (ТМИ) или триметилсурьмы (ТМС), соответственно. Толщины полученных слоев определяются по скоростям роста и времени их выращивания, а содержание индия (сурьмы) в квантовой яме зависит от соотношения потоков ТМИ (ТМС) и ТМГ в процессе МОСГЭ. Скорость роста в процессе МОСГЭ варьируется в пределах от 0.4 до 0.7 нм/с. Первый этап формирования структур заканчивается выращиванием спейсерного слоя нелегированного арсенида галлия.

Далее температура подложки  $T_g$  уменьшается до 250-450°С, снижается давление в реакторе, и, тем самым, осуществляется необходимая подготовка для реализации второго этапа ростового процесса: импульсного лазерного нанесения дельта-слоя магнитной примеси и тонкого покровного арсенид-галлиевого слоя. Лазерное нанесение производится путем распыления мишеней (в данном случае мишеней металлического Mn и GaAs) с помощью импульсного лазера АИГ:Nd (длина волны излучения 1.06 мкм), работающего в режиме модулированной добротности. Производится сканирование луча лазера по поверхности мишени.



Рисунок 2.1. Схематическое изображение комбинированной установки МОСГЭ и импульсного лазерного нанесения. Основные элементы: реактор, система подачи газов, лазерная система распыления мишеней.

Как показано на рисунке 2.1, мишени располагаются под углом 45° к оси реактора на расстоянии 5-6 см от подложки. Лазерный луч падает на мишень перпендикулярно направлению газового потока. Испаренные с поверхности мишени атомы вещества переносятся газом к подложке и осаждаются на ее поверхности. Интенсивность испарения регулируется путем установки различного количества стекол, ослабляющих лазерное вещества излучение. Равномерное осаждение получается за счет вращения подложкодержателя со скоростью 30 оборотов в минуту. Процесс происходит при пониженном давлении (25-50 Торр), что позволяет увеличить скорость роста осаждаемых на подложку слоев (до 0.06-0.1 нм/с) по сравнению с лазерным импульсным испарением мишеней при атмосферном давлении. При этом поток водорода через реактор сохраняется высоким, что обеспечивает необходимую чистоту атмосферы в реакторе [12]. Понижение температуры ростового процесса до 250-450°С способствует уменьшению диффузии Мп в GaAs, позволяет сформировать дельтаобразный вид распределения примеси и сохранить структурное совершенство прилегающих к дельта-слою марганца слоев. Содержание марганца в дельта-слое зависит от времени распыления мишени Mn и интенсивности лазерного излучения.

Использование комбинированного метода МОС-гидридной эпитаксии и лазерного нанесения в едином ростовом цикле позволяет обеспечить хорошее кристаллическое
качество всей структуры благодаря высокотемпературному буферному слою и существенно снизить диффузию примеси Mn вследствие понижения *T<sub>g</sub>* в процессе ИЛН.

## 2.2 Методы исследования физических свойств полученных структур

При выполнении данной диссертационной работы было реализовано комплексное исследование арсенид-галлиевых структур, содержащих дельта-слой марганца. Изучалось влияние варьирования различных технологических параметров на структурное совершенство, оптическое качество и гальваномагнитные свойства изготовленных гетеронаноструктур. Кроме того, исследовалось воздействие послеростовых термических обработок (изохронных отжигов в потоке азота). В процессе исследований были использованы методики, отвечающие современному уровню требований к процессам регистрации, обработки и анализа полученных из эксперимента данных.

Кристаллическое качество изготовленных структур с квантовыми ямами исследовалось методом рентгеновской дифракции с применением дифрактометра Bruker D8 Discover (оборудование ЦКП ИФМ РАН, исследования выполнялись ведущим научным сотрудником ИФМ РАН д.ф.-м.н. Ю.Н.Дроздовым и к.ф.-м.н. П.А.Юниным). В процессе исследования использовалось излучение СиК<sub>α1</sub> и анализировалось отражение (004). Рентгено-дифракционные исследования подтвердили, что структуры имеют хорошее кристаллическое качество. Так, в спектрах рентгеновской дифракции ( $\Theta/2\Theta$ сканирование) для всех образцов наблюдается интерференция верхних (в том числе и низкотемпературных) слоев GaAs с подложкой. Следовательно, расположение дельта-слоя марганца в структуре непосредственно вблизи квантовой ямы (даже при минимальной толщине спейсера 1.5 нм) не нарушает когерентность решетки. Подгонка расчетных спектров к экспериментальным кривым в программном комплексе Diffrac Leptos 7 [84] позволяет вычислить основные параметры структур: ширину квантовой ямы, содержание индия в материале квантовой ямы и толщину верхнего слоя GaAs, включающего в себя спейсерный слой и покровный слой. Следует отметить, что в большинстве случаев перечисленные вычисленные характеристики достаточно хорошо согласуются с данными, полученными из технологического процесса формирования исследуемых структур. Излучательные свойства структур с квантовыми ямами изучались по спектрам фотолюминесценции с применением для анализа полученных данных программы расчета уровней квантования в прямоугольной квантовой яме InrGa<sub>1-x</sub>As/GaAs с учетом упругих напряжений [85].

Элементный состав образцов и его распределение по глубине изучались методом вторичной ионной масс-спектрометрии. Исследования выполнялись старшим научным сотрудником ИФМ РАН, к.ф.-м.н. М.Н. Дроздовым. Послойный анализ проводился с использованием распыляющих пучков ионов О<sub>2</sub> или Сs и анализирующего пучка ионов Вi. Глубина и размеры кратеров травления измерялись с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000 (Центр коллективного пользования ИФМ РАН), как показано на рисунке 2.2. Принцип работы данного прибора описан в [86]. Полученные профили распределения атомов представляли собой зависимости интенсивности счета (числа импульсов в секунду) от времени распыления. Затем, после измерения глубины соответствующих кратеров, были получены ВИМС профили компонентов по глубине.



Рисунок 2.2. *а)* Изображение кратера травления с размерами 250×250 мкм<sup>2</sup> для исходного образца структуры 5573, полученное с помощью микроскопа Talysurf CCI 2000. *б)* Определение глубины кратера травления, которая составляет 121 нм.

Анализ полученных экспериментальных данных реализовывался с использованием модельного расчета основных параметров зонной структуры с использованием одномерной программы расчета «1D Poisson/Schrodinger» [87].

## 2.2.1 Методика изучения эффекта Холла и гальваномагнитных характеристик

Для изучения электрических свойств полученных образцов выкалывались квадратные кусочки структур и на их поверхности изготавливались индиевые контакты (рисунок 2.3*a*). Измерения эффекта Холла по методике Ван дер Пау выполнялись при комнатной температуре (300 K) или температуре жидкого азота (77 K) в постоянном магнитном поле 2280 Э. Во втором случае образцы помещались в сосуд Дьюара.

Для исследования в более широких диапазонах полей ( $0 \pm 3500$  Э) и температур (от 10 до 300 K) магнитополевые зависимости сопротивления Холла *(R*<sub>H</sub>) и магнетосопротивление (MR) структур изучались с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/202. Для этого на образцах фотолитографическим методом изготавливались меза-структуры типа «холловский мостик» (рисунок 2.36) размером ~3×6 мм<sup>2</sup>. К полученным контактным площадкам с помощью индия припаивались медные проволочки. Исследования были выполнены с использованием автоматизированной установки измерения гальваномагнитных и поляризационных свойств структур. Схема установки приведена на рисунке 2.4. Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости образца, закрепленного на охлаждаемом стержне и помещенного в зазор электромагнита. Величина магнитного поля в зазоре изменялась автоматическим источником тока электромагнита и определялась с помощью помещенного туда датчика Холла. Для получения магнитополевых зависимостей производилась одновременная регистрация напряжения на потенциальных контактах и величины магнитного поля. Магнетосопротивление определялось путем измерения падения напряжения на соседних потенциальных контактах (например, 3-4) при пропускании постоянного тока через контакты 1-2. Для определения холловского сопротивления измерялась ЭДС Холла с противоположных контактов, например, 4-6.



Рисунок 2.3. Схематичное изображение образцов для исследования гальваномагнитных свойств: *a*) в геометрии Ван дер Пау; *б*) меза-структуры типа «холловский мостик», где *1,2* – токовые, *3-6* – потенциальные контакты.



Рисунок 2.4. Схема автоматизированной установки исследования гальваномагнитных свойств.

С помощью полученных магнитополевых зависимостей холловского сопротивления рассчитывались коэффициент Холла ( $R_0$ ), слоевая концентрация ( $p_s$ ) и эффективная подвижность ( $\mu_{eff}$ ) носителей заряда, а также величина магнетосопротивления (*MR*) с использованием следующих формул:

Į.

$$R_0 = \frac{R_1 - R_2}{H_1} \tag{2.1}$$

$$p_{\varepsilon} = \frac{1}{\epsilon \cdot R_0} \tag{2.2}$$

$$u_{eff} = \frac{R_0}{R_s} \tag{2.3}$$

$$R_{g} = \frac{R_{xx} \cdot h}{l} \tag{2.4}$$

$$MR = \frac{R_{\text{xox}}(H) - R_{\text{xox}}(0)}{R_{\text{xox}}(0)} \cdot 100 \%$$
(2.5)

где  $R_s$  – слоевое сопротивление, H – величина прикладываемого магнитного поля,  $R_{xx}(0)$  и  $R_{xx}(H)$  – сопротивление в нулевом поле и в магнитном поле H, e – заряд электрона, h – ширина токовой дорожки, l – расстояние между потенциальными контактами, с которых снимается напряжение. Значения сопротивления Холла в точках 1 и 2 соответствуют величинам, полученным по рисунку 2.5.



Рисунок 2.5. Магнитополевая зависимость сопротивления Холла. Точки *1* и *2* используются для расчета электрических характеристик.

## 2.2.2 Методика измерения спектров отражения

Спектры отражения исследуемых структур исследовались при комнатной температуре в диапазоне длин волн от 185 до 1800 нм с использованием спектрофотометра Cary 6000i фирмы Varian. В качестве детекторов использовались высокочувствительный фотоумножитель R928 и охлаждаемый ИК-детектор на основе соединения InGaAs. Управление прибором осуществлялось с помощью компьютера с использованием оригинального программного обеспечения. При измерении спектров отражения на пути излучения устанавливается призма, с помощью которой луч преломляется на угол, близкий к 90°, и, отражаясь от образца, попадает на детектор. В качестве эталона использовалось алюминиевое зеркало.

## 2.2.3 Методика исследования излучательных свойств структур

Излучательные свойства структур изучались при 77 К. Для возбуждения фотолюминесценции использовался He-Ne лазер ( $\lambda = 632.5$  нм) мощностью 30 мBт. Кроме того, в ряде случаев фотолюминесцентные свойства структур исследовались в зависимости от мощности накачки твердотельного лазера ( $\lambda = 532$  нм) при 10 К.

Блок-схема автоматизированной экспериментальной установки для измерения спектров люминесценции показана на рисунке 2.6. Под действием лазера в образце возбуждается излучение, которое фокусируется линзой на щель монохроматора МДР-3. На выходе монохроматора находится фотоприемник, в качестве которого применяют Ge-фотодиод (для измерения интенсивности излучения в области низких энергий кванта), либо фотоумножитель (для измерения интенсивности излучения в области высоких

энергий) в зависимости от задачи эксперимента. Регистрация сигнала происходит по стандартной методике с синхронным детектированием.



Рисунок 2.6. Блок-схема установки для измерения фотолюминесценции.

Фотосигнал с синхронного детектора поступает на селективный усилитель, в качестве которого используется селективный вольтметр B2-6, а затем с помощью аналогоцифрового преобразователя, в качестве которого используется цифровой вольтметр, и стандартного интерфейса КОР подается на персональный компьютер. Данные о длине волны излучения считываются со шкалы монохроматора визуально и заносятся в компьютер во время начала и окончания серии измерений. Запуск и остановка вращения барабана монохроматора происходят автоматически по сигналу с компьютера.

Изучение электролюминесценции (ЭЛ) выращенных на подложках GaAs *n*-типа проводимости структур было реализовано с использованием меза-структур диаметром 500 мкм, сформированных после напыления металла (Au) на поверхность структуры с применением фотолитографии и химического травления. Омический контакт к подложке  $n^+$ -GaAs формировался электроискровым вжиганием оловянной фольги. Спектры электролюминесценции измерялись в режиме прямого смещения диодов. Температурные зависимости электролюминесценции исследовались в диапазоне от 10 до 300 К.

Измерения циркулярной поляризации фото- и электролюминесценции были выполнены по стандартной схеме с использованием четвертьволновой пластины. Для измерений была адаптирована установка по исследованию гальваномагнитных и свойств, представлення на рисунке 2.4. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации излучения исследовались в геометрии Фарадея (магнитное поле перпендикулярно поверхности образцов). Значение степени циркулярной поляризации электролюминесценции оценивалось по формуле:

$$P_{\rm EL} = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-), \tag{2.6}$$

где  $I_+$  ( $I_-$ ) - интенсивности компонент с левой (правой) поляризацией, полученные путём интегрирования части спектра излучения, отвечающей пику, связанному с переходами в квантовой яме.

### 2.2.4 Термический отжиг гетеронаноструктур

Термический отжиг гетеронаноструктур может применяться для изучения процессов образования и диффузии дефектов, возникающих вследствие химических, радиационных и других воздействий на поверхность полупроводника [88,89]. Эта возможность основана на использовании квантовых ям, встроенных в базовый полупроводник на достаточно малых расстояниях от поверхности, в качестве зондов, реагирующих на появление в окрестности ям дефектов, изменяющих рекомбинационные или другие доступные контролю характеристики квантовой ямы. У такого метода имеется ряд особенностей:

- при встраивании нескольких квантовых ям разной ширины и химического состава в полупроводник можно получать пространственное распределение дефектов;

- благодаря малой ширине квантовой ямы и возможности ее размещения на точно известных расстояниях от поверхности можно определять коэффициент диффузии дефектов и примесей;

- напряженные квантово-размерные гетерослои могут задерживать диффузию дефектов в объем [89].

При выполнении данной работы образцы структур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs и GaAsSb/GaAs подвергались изохронному отжигу (в течение 30 минут) в температурном диапазоне 325-725°C с шагом по температуре 25°C в потоке азота высокой чистоты. Перед отжигом образцы обезжиривались путем кипячения в ацетоне особой степени чистоты. Образцы помещались в графитовый держатель, предварительно отожженный при температуре 750-800°C, на специально-подготовленные путем химической очистки подложки GaAs лицевой стороной структуры вниз, чтобы предотвратить потери мышьяка при отжиге. Перед процессом отжига воздух из кварцевого реактора предварительно откачивался с использованием форвакуумного насоса, и далее в течение 15 минут осуществлялась продувка реактора азотом. Скорость потока азота через регулятор расхода газа (РРГ) составляла не менее 27-30 л/час. Затем производился нагрев печи, осуществляемый резистивным методом. Температура нагрева и последующего термического отжига контролировалась с точностью до 1°C блоком

43

управления, изготовленным на основе микропроцессорного регулятора «Метакон-513», с использованием термопары хромель-алюмель, расположенной на графитовом держателе. Последующее охлаждение образцов также проводились в потоке азота. После каждой процедуры отжига исследовался спектр фотолюминесценции образцов при температуре 77 К и, при необходимости, контролировались их электрофизические свойства.

### 2.2.5 Методика измерения фотоэлектрических спектров

Для измерений фотоэдс на барьере полупроводник/электролит (спектров ФПЭ) использовалась электролитическая ячейка, показанная на рисунке 2.7. К поверхности гетеронаноструктуры, выращенной на полуизолирующей или проводящей подложке GaAs, плотно прижималась смоченная в электролите фильтровальная бумага. Электродом сравнения служила погруженная в электролит платинвая проволока. Конструкция ячейки позволяла освещать образец через электролит и через подложку. Второй вариант использовался в тех случаях, когда электролит обладал значительным поглощением в исследуемой области спектра (при hv < 0.9 эВ). В качестве электролита использовался химически нейтральный к GaAs раствор КCl в смеси с глицерином в соотношении 1:1. Глицерин увеличивал вязкость электролита, что удерживало раствор от вытекания из открытой ячейки даже при вертикальном ее положении.

Фотоэлектрические спектры измерялись при модулированном монохроматическом освещении с частотой ~200 Гц в малосигнальном режиме, в котором величина фотосигнала  $V_{\rm ph}$  линейно зависела от интенсивности освещения. Применялись режим разомкнутой цепи (сопротивление нагрузки  $R_{\rm harp} >> R_{\rm BH}$  – внутреннего сопротивления освещенного барьера) и фотодиодный режим ( $R_{\rm harp} < R_{\rm BH}$ ) при обратном смещении на образце. При построении фотоэлектрических спектров определялась спектральная зависимость относительной фоточувствительности:

$$S_{\rm ph}(h\nu) = V_{\rm ph}(h\nu) / L(h\nu), \qquad (2.7)$$

где L(hv) – интенсивность освещения.



Рисунок 2.7. Схема электролитической ячейки для исследования спектров ФПЭ: 1 – образец, 2 – смоченная в электролите фильтровальная бумага, 3 – электролит, 4 – Рt электрод, 5 – держатель образца.

Измерение спектров ФПЭ производилось на автоматизированной установке, блоксхема которой показана на рисунке 2.8. Источником монохроматического излучения служил светосильный монохроматор Spectra Pro 500i. В качестве источника излучения использовалась галогеновая лампа мощностью 250 Вт, питаемая от стабилизированного источника тока. Интенсивность излучения на входе монохроматора изменялась при помощи нейтральных фильтров. Относительное распределение интенсивности излучения на выходе монохроматора L(hv) определялось с помощью Ge, InGaAs и PbS фотодиодов. Интенсивность падающего на образец монохроматического света составляла ~10<sup>14</sup> квант/см<sup>2</sup> · с, разрешающая способность монохроматора при ширине входной и выходной щелей 0.5 мм равна 2.5 мэВ.



Рисунок 2.8. Блок-схема экспериментальной установки для измерений фотоэлектрических спектров.

### 2.2.6 Методика исследования магнитополевых зависимостей намагниченности

Исследование магнитных свойств образцов производилось при комнатной температуре с использованием магнитометра переменного градиента магнитного поля. Магнитометрия с переменным градиентом магнитного поля (МПГМП) – это метод, обладающий высокой чувствительностью ~ 10<sup>-11</sup> А·м<sup>2</sup>, позволяющий измерять намагниченность очень тонких пленок (толщиной порядка 1 нм) [90].

Принцип работы метода основан на появлении силы, действующей на магнитный момент, когда на него наложен градиент магнитного поля. Образец прикреплен к нижней части кварцевого стержня и находится в переменном магнитном поле, создаваемым двумя катушками, называемыми катушками градиента. Образец подвергается действию силы *F<sub>m</sub>*.

$$\vec{F}_m = \vec{m} \nabla \vec{h} \tag{2.8}$$

45

Эта сила так же знакопеременна, как и магнитное поле  $\vec{m}$  в катушках градиента, и пропорциональна магнитному моменту образца и градиенту магнитного поля  $\nabla \vec{h}$ . Верхняя часть стержня прикреплена к пьезоэлектрическому датчику, который преобразует осцилляции стержня в электрический сигнал. Амплитуда этих осцилляций пропорциональна силе, приложенной к образцу, которая в свою очередь пропорциональна компоненте намагниченности в направлении постоянного магнитного поля  $H_{DC}$ . Принципиальная схема магнитометра представлена на рисунке 2.9.



Рисунок 2.9. Схема установки метода МПГМП.

Катушки градиента расположены параллельно полюсам электромагнита, которые генерируют постоянное магнитное поле, определяющее намагниченность образца. Катушки градиента имеют конфигурацию включения, называемую парой Максвелла, т.е., катушки намотаны последовательно и в противоположном направлении (одна катушка намотана по часовой стрелке, другая - против), поэтому градиент максимален между ними. Измерение намагниченности в этом случае производится с помощью синхронного усилителя, где входной сигнал – это напряжение, снимаемое с пьезоэлектрика. Градиент магнитного поля обычно имеет частоту механического резонанса системы (~ 19 кГц), включающей пьезоэлектрик, кварцевый стержень и образец. В этом случае амплитуда максимальна и получается сигнал наибольшей интенсивности, что улучшает отношение сигнала к шуму. Блок схема измерительной установки представлена на рисунке 2.10.



Рисунок 2.10. Блок схема измерительной установки МПГМП.

Следует отметить, что для изготовления образцов гетеронаноструктур использовалось аттестованное технологическое оборудование и средства измерения. Все использованное экспериментальное оборудование, входящее в состав установок для исследования излучательных, электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств изготовленных структур, регулярно калибруется и проходит необходимую тестовую проверку. При этом методы сбора и компьютерной обработки экспериментальных данных (методы синхронного детектирования и накопления сигнала) позволили обеспечить максимальную точность результатов. Поэтому можно полагать, что все научные результаты, полученные при выполнении данной исследовательской работы, являются достоверными.

# 3 СВОЙСТВА АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУР С ОДИНОЧНЫМ ДЕЛЬТА-СЛОЕМ МАРГАНЦА

В данной главе представлены результаты исследований структур GaAs, содержащих одиночный дельта-слой примеси переходного элемента - марганца. Как следует из представленного в главе 2 технологического процесса выращивания структур, влияние на легирование марганцем могут оказывать такие параметры импульсного лазерного нанесения, как *температура выращивания* (температура подложки), *содержание примеси в дельта-слое* (определяется длительностью и интенсивностью лазерного излучения при испарении мишени марганца) и *состав газа-носителя* (основной газ – водород, варьируется содержание арсина). Было реализовано изучение влияния этих трех параметров на кристаллические, оптические, электрические и магнитные свойства арсенид-галлиевых структур с одиночным дельта-слоем марганца.

# **3.1** Исследование влияния температуры процесса импульсного лазерного нанесения на свойства арсенид-галлиевых структур с дельта-слоем марганца

Среди указанных выше технологических условий процесса импульсного лазерного нанесения температура подложки является параметром, во многом определяющим кристаллическое и оптическое качество структур, диффузионные процессы при дельталегировании. Для проведения соответствующих исследований была использована серия структур, температура формирования дельта-слоя марганца и покровного слоя GaAs в которых варьировалась в пределах от 250 до 450°C. Буферные нелегированные слои GaAs формировались МОСГЭ при 650°C. Количество Mn в дельта-слое было одинаково для всех образцов и составляло 0.2 - 0.24 MC, что соответствует слоевой концентрации атомов марганца  $N_{\rm Mn} = 1.5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Далее лазерным распылением мишени GaAs наносился покровный слой толщиной  $\approx 25 - 30$  нм.

Для диагностики кристаллического качества покровного слоя GaAs, изготовленного импульсным лазерным нанесением при пониженных температурах, была использована спектроскопия отражения. Регистрировались спектры отражения с энергией кванта от 2 до 4 эВ. Результаты исследований представлены на рисунке 3.1. На спектрах структур с температурой формирования покровного слоя GaAs 450 и 380°C (зависимости 1 и 2), присутствует хорошо разрешаемый дублет пиков с энергиями -  $E_1$  и  $E_1$  +  $\Delta_1$ , соответствующий переходам в направлении  $\Lambda$  зоны Бриллюэна, где зона проводимости и валентная зона расположены практически параллельно. Наличие данного дублета указывает на достаточно высокое кристаллическое качество исследуемых структур,

включая покровный слой GaAs, сформированный при низкой температуре [91]. Глубина проникновения излучения кванта с энергией ~ 3 эВ составляет порядка 20 нм, что сопоставимо с толщиной покровного слоя GaAs. Очевидно, преимущественный вклад в отраженный сигнал дает низкотемпературный покровный слой, а не буферный слой, выращенный при 600 - 650°С. Понижение температуры лазерного нанесения GaAs до 300 и 250°С способствует значительному ухудшению кристаллического качества покровного слоя (спектры 3 и 4, соответственно). В спектре 3 пики с характерными для GaAs энергиями -  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  разрешаются значительно хуже по сравнению со спектрами 1 и 2. Можно полагать, ЧТО В данном случае образовался блочный монокристалл. Представленный спектр 4 может соответствовать поликристаллическому материалу.



Рисунок 3.1. Спектры отражения структур с дельта-слоем марганца ( $Q_{Mn} = 0.24$  MC) и покровным слоем GaAs, сформированными при различных температурах  $T_g$ , °C: 1 - 450, 2 - 380, 3 - 300, 4 - 250.

Проведенные исследования оптических свойств структур показали, что при температурах нанесения 380-450°С дельта-легированный марганцем покровный слой GaAs имеет достаточно высокое кристаллическое качество, сопоставимое со структурным совершенством буферного слоя GaAs, полученного МОСГЭ при 600-650°С.

Влияние температуры ИЛН при формировании дельта-слоя марганца и покровного слоя арсенида галлия на электрофизические свойства образцов отражено на рисунке 3.2. Здесь показаны зависимости слоевого сопротивления структур с одиночным дельта-слоем марганца от температуры подложки, измеренные при комнатной температуре и 49 температуре жидкого азота. На обеих зависимостях достигается минимальное значение слоевого сопротивления в области  $T_g = 400$ °C. Это позволяет предположить, что значение  $T_g$  порядка 400°C является оптимальной температурой процесса ИЛН, обеспечивающей достаточно высокую электрическую активность примеси Mn.

С учетом представленных выше данных по структурному совершенству, для исследований были выбраны образцы с дельта-слоем марганца и покровным слоем GaAs, сформированные при двух температурах 400 и 450°С (таблица 3.1). Значения слоевой концентрации дырок, эффективной подвижности и слоевого сопротивления являются близкими для обоих образцов при комнатной температуре измерений. Измерения этих электрофизических параметров при температуре жидкого азота показали большие различия. Для структуры с  $T_g = 450^{\circ}$ С наблюдается значительное уменьшение подвижности носителей заряда (более чем в три раза) и существенное возрастание слоевого сопротивления. Напротив, сопротивление образца с  $T_g = 400^{\circ}$ C при переходе от комнатной температуры измерений к 77 К увеличивается только в два раза благодаря возрастанию подвижности дырок более чем на порядок величины. Наиболее полную картину дают зависимости  $R_s(T)$  обоих образцов в диапазоне от 10 до 300 К (рисунок 3.3). В случае более высокотемпературной структуры поведение  $R_s(T)$  носит ярко выраженный полупроводниковый характер. С понижением температуры измерений до 10 К сопротивление достигает десятков МОм, вероятно, из-за значительного вымерзания примеси Mn.



Рисунок 3.2. Зависимости слоевого сопротивления GaAs структур с одиночным дельтаслоем Mn ( $Q_{Mn} = 0.2$  MC) от температуры выращивания (импульсного лазерного нанесения), измеренные при комнатной температуре и температуре жидкого азота.

Таблица 3.1. Характеристики GaAs-структур с одиночным дельта-слоем Mn ( $Q_{Mn} = 0.3$  MC), сформированных при различной температуре процесса ИЛН на пластинах полуизолирующего GaAs.

Nº	<i>T<sub>g</sub></i> , °C	$d_{\rm c}$ , нм	Электрофизические параметры		
			300 K	77 K	
5571	450	20-30	$\mu_{\rm eff}$ =30 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ = 5·10 <sup>13</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 4850 Ом/кв	$\mu_{eff}$ =5 см <sup>2</sup> / В·с $p_{s}$ = 6.3·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{s}$ = 145000 Ом/кв	
5460	400	20-30	$\mu_{\rm eff}$ =20 см <sup>2</sup> / В·с $p_{\rm s}$ =5.7·10 <sup>13</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 6530 Ом/кв	$\mu_{eff}=270 \text{ см}^2/\text{ B·c}$ $p_s=1.7\cdot10^{12}\text{ см}^{-2}$ $R_s=14000 \text{ Ом/кв}$	



Рисунок 3.3. Температурные зависимости слоевого сопротивления GaAs-структур с одиночным дельта-слоем Mn ( $Q_{\rm Mn} = 0.3$  MC), сформированных при различной температуре  $T_{\rm g}$ , °C: 1 - 450, 2 - 400.

Для образца с температурой выращивания дельта-слоя Mn 400°C понижение температуры измерений не оказывает такого значительного влияния на проводимость. Зависимость  $R_s(T)$  в данном случае имеет вид, более близкий к металлическому поведению. Сопротивление структуры возрастает примерно в два раза в диапазоне температур от 10 до 300 К. Такое яркое различие в температурных зависимостях сопротивления, по-видимому, обусловлено характером распределения Mn в дельта-слое. Мы полагаем, что более высокая температура импульсного лазерного нанесения приводит к существенному «размыванию» профиля легирования, вводимая примесь распределяется в более широкой области (слое Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As) и ее относительная концентрация (x) уменьшается. Использование  $T_g = 400$ °C при создании дельта-слоя Mn, по-видимому, способствует образованию сверх-тонкого слоя  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  с высоким содержанием примеси. Кроме того, исследования магнитополевых зависимостей сопротивления Холла и магнетосопротивления при низких температурах (от 10 до 30-40 К) обнаружили проявление ферромагнетизма для структуры с  $T_g = 400$ °C. Представленная на рисунке 3.4 зависимость  $R_H(H)$  является нелинейной, а магнетосопротивление отрицательным и достигает 4.5 %. Наблюдение отрицательного магнетосопротивления (OMC) обусловлено снижением рассеяния носителей заряда вследствие упорядочения магнитных моментов ионов марганца [3,14]. Ферромагнитные свойства для высокотемпературного образца по гальваномагнитным исследованиям не проявляются.



Рисунок 3.4. Магнитополевая зависимость сопротивления Холла GaAs-структур с одиночным дельта-слоем Mn ( $Q_{Mn} = 0.3$  MC), сформированных при различной температуре  $T_g$ , °C: l - 450, 2 - 400. На вставке представлена зависимость магнетосопротивления от внешнего магнитного поля для образца с  $T_g = 400$ °C при 10 К.

Этот результат также обусловлен диффузионными процессами при изготовлении дельта-слоев Mn импульсным лазерным нанесением. Проведем некоторые оценки. Количество атомов легирующей примеси  $N_{\rm Mn}$ =1.89·10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup> при  $Q_{\rm Mn}$  = 0.3 MC. Толщина покровного слоя GaAs ( $d_c$ ), полученного ИЛН, составляет ~ 20 - 30 нм (таблица 3.1). Если допустить, что при температуре роста 450°C произошла диффузия марганца по всей толщине покровного слоя, т.е. образовался твердый раствор Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As толщиной  $d_c$ , то можно оценить содержание Mn по следующей формуле  $x = N_{\rm Mn}/(2.21\cdot10^{22}\cdot d_c)$ . В случае  $d_c \sim$  30 нм величина x не превышает 0.003, что соответствует 0.3 ат.%. Из литературных данных известно, что слои Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As с таким содержанием марганца обладают парамагнитными свойствами [15]. Ферромагнетизм в Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As слоях, изготовленных методом МЛЭ, был

зарегистрирован, начиная с содержания магнитной примеси  $x \sim 0.01$  (1 ат.%) [15]. Если предположить, что толщина слоя Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As при температуре импульсного лазерного нанесения 400°C на порядок величины меньше толщины покровного слоя и составляет приблизительно 3-5 нм, то относительная концентрация Mn будет варьироваться в пределах 0.02-0.03. Согласно литературным данным, при таком содержании марганца слои Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As, изготовленные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, обладали ферромагнитными свойствами ниже температуры Кюри около 30-40 К [15].

Наблюдение ферромагнитных свойств структур с дельта-легированным Mn (0.3 MC) слоем GaAs, сформированным при  $T_g = 400^{\circ}$ С импульсным лазерным нанесением, находятся в хорошем соответствии с литературными данными по регистрации ферромагнетизма в однородно-легированных слоях Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As c  $x \sim 0.02$ -0.03, изготовленных низкотемпературной МЛЭ.

# 3.2 Исследование влияния содержания примеси Mn в одиночном дельта-слое на структуру, состав и оптические свойства арсенид-галлиевых образцов

Для проведения исследований была изготовлена серия образцов с одиночным дельта-слоем марганца. При получении структур варьировалось содержание Mn от 0.06 до 1.4 MC путем изменения времени распыления и интенсивности лазерного излучения. В качестве подложек были использованы пластины полуизолирующего GaAs: сингулярные (C) с ориентацией (100), и вицинальные (B) – с отклонением 3° в направлении [001]. Нелегированный буферный слой GaAs толщиной ~ 0.4 мкм формировался методом МОСГЭ при  $T_g = 600-650$ °C. Температура роста при импульсном лазерном нанесении дельта-слоя и покровного слоя GaAs толщиной 20-30 нм была выбрана  $T_g = 400$ °C.

Было установлено, что при всех значениях концентрации марганца структуры демонстрировали дырочный тип проводимости с ординарным эффектом Холла при комнатной температуре и температуре жидкого азота. По измерениям ЭДС Холла на образцах в геометрии Ван дер Пау были рассчитаны значения подвижности, слоевого сопротивления и слоевой концентрации при 300 и 77 К для всех исследуемых структур. Полученные значения приведены в таблице 3.2.

Электронографические исследования данных структур с одиночным дельта-слоем Mn (при проникновении электронного пучка в структуры на глубину до ~ 20 нм), выполненные в работе [16], показали, что покровный слой GaAs является монокристаллическим. Введение дельта-слоя Mn не приводит к ухудшению кристаллического совершенства покровного слоя GaAs до значений  $Q_{Mn} \le 0.3$  MC.

Таблица 3.2. Электрические характеристики GaAs структур с одиночным дельта-слоем Мп. Образцы были изготовлены на пластинах полуизолирующего GaAs: сингулярных (С) с ориентацией (100), и вицинальных (В) – с отклонением 3° в направлении [001].

Mo	$Q_{\mathrm{Mn}}$ ,	300 K		77 K			
JNG	MC	$\mu_{\rm eff},  {\rm cm}^2/{\rm B}\cdot{\rm c}$	$p_{\rm s},{\rm cm}^{-2}$	<i>R</i> <sub>s</sub> , Ом/кв	$\mu_{\rm eff},  {\rm cm}^2/{\rm B}{\cdot}{\rm c}$	$p_{\rm s},{\rm cm}^{-2}$	$R_{\rm s}$ , Ом/кв
5459B	0.06	85	$3.7 \cdot 10^{12}$	20000	1490	$5 \cdot 10^{10}$	83700
5450C	0.09	65	7.9·10 <sup>12</sup>	12100	1480	$2.3 \cdot 10^{11}$	18500
5458B	0.12	45	$1.4 \cdot 10^{13}$	9400	1270	$4 \cdot 10^{11}$	12200
5451C	0.18	30	$2.7 \cdot 10^{13}$	7000	1110	6.3·10 <sup>11</sup>	9000
5452C	0.26	40	$2.6 \cdot 10^{13}$	6300	1360	<b>5.2</b> ·10 <sup>11</sup>	8900
5460B	0.3	20	$5.7 \cdot 10^{13}$	6500	270	$1.7 \cdot 10^{12}$	14000
5453C	0.35	50	$210^{13}$	6800	1570	$4.2 \cdot 10^{11}$	9600
5461B	0.7	20	$4.3 \cdot 10^{13}$	6900	230	$1.4 \cdot 10^{12}$	19900
5462B	1.05	20	$4.8 \cdot 10^{13}$	7400	300	9.9·10 <sup>11</sup>	21200
5463B	1.4	20	$4.5 \cdot 10^{13}$	7900	310	$8.2 \cdot 10^{11}$	24900

Кристаллическое качество полученных структур оценивалось также посредством изучения спектров отражения. Полученные спектры отражения приведены на рисунке 3.5. Там же показан спектр отражения для низкотемпературного нелегированного слоя GaAs толщиной порядка 100 нм, полученного методом ИЛН при  $T_g = 400^{\circ}$ C. Как видно из представленных данных, практически на всех спектрах, за исключением случаев  $Q_{Mn} \ge 1$  MC, присутствует разрешаемый дублет пиков  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$ , соответствующий переходам в направлении  $\Lambda$  зоны Бриллюэна. Наличие данного дублета указывает на высокое кристаллическое качество исследуемых структур, причем, как было отмечено выше, преимущественный вклад в формирование дублета дает НТ покровный слой, поскольку глубина проникновения излучения кванта с энергией около 3 эВ составляет порядка 20 нм. Отметим, что толщина покровного слоя имеет величину 30-40 нм.

При увеличении содержания Mn в дельта-слое от 0.09 до 0.3 MC наблюдается уменьшение интенсивности пиков дублета  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$  и небольшое их уширение. При содержании марганца в дельта-слое  $\geq 1$  MC пики практически сливаются. Наиболее вероятная причина – появление разупорядочения вследствие введения большого количества примеси в слой. Кроме того, с увеличением концентрации Mn в дельта-слое происходит смещение положения пиков дублета  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$  в область больших энергий. Следует отметить, что наблюдаемый «синий» сдвиг наиболее отчетливо проявляется для первого пика дублета, отвечающего переходу  $E_1$ . Для второго пика из-за большого

размытия трудно говорить о наличии какого-либо сдвига. Зависимость энергии перехода  $E_1$  от содержания марганца в дельта-слое показана на рисунке 3.6. Для структуры с  $Q_{Mn} = 0.09$  МС сдвиг составляет 20 мэВ по отношению к нелегированному низкотемпературному слою GaAs, затем увеличивается до 55 мэВ при содержании марганца в дельта-слое 0.7 МС и далее не изменяется вплоть до 1.4 МС.



Рисунок 3.5. Спектры отражения (300 К) для образцов с различным содержанием Мп в дельта-слое (таблица 3.2) и нелегированного слоя GaAs толщиной порядка 100 нм, полученного методом импульсного лазерного нанесения при  $T_{\rm g} = 400^{\circ}$ С.



Рисунок 3.6. Зависимость энергии первого пика дублета  $E_1$  от содержания Mn в дельтаслое, полученная при комнатной температуре измерений.

«Синий» сдвиг пиков дублета  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$  наблюдался ранее на спектральных зависимостях мнимой части диэлектрической проницаемости, определенной из эллипсометрических исследований однородно легированных слоев Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As. Величина сдвига увеличивалась с ростом содержания марганца и достигала 150 мэВ при концентрации Mn *x*=0.066 [54]. При этом также наблюдалось слияние максимумов вблизи  $E_1$  и  $E_1+\Delta_1$ . Авторы объясняют подобное поведение дублета sp-d гибридизацией примесной зоны марганца и валентной зоны GaAs. Гамильтониан структуры GaAs, легированной Mn, содержит две части: обменную (кулоновскую) и связанную с sp-d гибридизацией между d-орбиталями Mn и sp-орбиталями GaAs [54]. Обменная компонента дает «красный» сдвиг, анизотропная сила гибридизации V<sub>pd</sub> приводит к «синему» сдвигу энергии перехода  $E_1$ . При комнатной температуре Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As является парамагнетиком, вследствие чего эффект обменного взаимодействия сильно уменьшается. На «красный» сдвиг также влияют напряжения в слое, вызываемые наличием примеси Мп и дефектами структуры, но вклад от этих эффектов оказывается незначительным [54]. Факт наблюдения «синего» сдвига только для критической точки E<sub>1</sub> указывает на то, что сила sp-d гибридизации имеет наибольшее значение в направлении [111].

В нашем случае дельта-легированные Mn слои GaAs можно представить как сверхтонкие слои Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As ( $\leq 10$  нм) и приведенное выше объяснение появления «синего» сдвига дублета  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$  может быть использовано для интерпретации поведения спектров отражения дельта-легированных Mn слоев GaAs вблизи критических точек  $E_1$ ,  $E_1$ +  $\Delta_1$ . Таким образом, и при дельта-легировании Mn можно говорить о появлении *sp-d* гибридизации примесной зоны марганца и валентной зоны GaAs. Необходимо отметить, что обсуждаемое поведение оптических характеристик Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As несвойственно для GaAs, легированного другими переходными металлами, представляющими собой акцепторную примесь (например, Zn [91]). Для сравнения на рисунке 3.7 приведены спектры отражения для нелегированного и легирование Zn слоев GaAs, выращенных методом ИЛН при 400°C. Видно, что легирование цинком приводит к смещению пиков дублета  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$  в область меньших энергий. «Красный» сдвиг связан с уменьшением ширины запрещенной зоны вследствие уширения локальных энергетических примесных уровней в Λ-области зоны Бриллюэна [91].



Рисунок 3.7. Спектры отражения для образцов GaAs: легированного Zn и нелегированного.

Методом вторичной ионной масс-спектрометрии на установке TOF.SIMS-5 было выполнено профилирование элементного состава гетероструктур GaAs с дельта-слоем марганца различного содержания и с использованием методики, описанной в разделе 2.2, получены профили компонентов по глубине (I(d)). Далее была сделана нормировка, позволяющая получить концентрационное распределение марганца. Для этого находилась площадь под пиком ( $I_s$ ), отвечающая полной концентрации атомов марганца в дельта-слое в относительных единицах. Предполагалось, что полученное значение  $I_s$  является пропорциональным по абсолютному значению количеству марганца в дельта-слое  $Q_{Mn}$ , соответствующему определенной слоевой концентрации атомов Mn ~  $Q_{Mn} \times 6.3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Переход к объемной концентрации примеси Mn ( $P_{Mn}(d)$ ) производился путем расчета калибровочного коэффициента  $K_{Mn} = Q_{Mn}/I_s$ , имеющего размерность [см<sup>-3</sup>/импульс], с последующим умножением на данный коэффициент соответствующего марганцу ВИМС профиля.

$$X_{\mathrm{Mn}}(d) = I_{\mathrm{Mn}}(d) \cdot K_{\mathrm{Mn}} \tag{3.1}$$

Полученные таким образом зависимости представлены на рисунке 3.8. Видно, что максимум распределения Mn находится на расстоянии ~ 20 нм от поверхности и на его положение, как и на форму получаемого в эксперименте профиля концентрации дельтаслоя оказывает влияние процесс послойного анализа. Это воздействие выражается в уширении концентрационного профиля и сдвиге к поверхности его максимума относительно истинного (технологического) максимума концентрации примеси в дельтаслое на величину, примерно равную глубине перемешивания [92]. Профиль атомов Mn при  $Q_{Mn} = 0.09 - 0.18$  MC в дельта-слое представляет собой асимметричное распределение по глубине относительно положения дельта-слоя (полная ширина пика на полувысоте составляет (*FWHM*) ~ 5 нм). В целом, их вид соответствует характерным экспериментальным ВИМС профилям дельта-слоев других примесей, которые имеют экспоненциальный левый (в сторону поверхности структуры) и правый (в сторону подложки) спад. При этом область вблизи максимума описывается гауссианой. Предполагается, что вид левого края профиля зависит в основном от информационной глубины и шероховатости поверхности, в то время как положение пика и вид правого края определяется значением глубины перемешивания [92].



Рисунок 3.8. Полученное методом ВИМС концентрационное распределение атомов Mn по глубине в структурах с одиночным дельта-слоем марганца, сформированным методом импульсного лазерного нанесения при  $T_{\rm g} = 400^{\circ}$ С.

В нашем случае, по-видимому, ситуация более сложная, поскольку с увеличением содержания марганца в дельта-слое на профилях примеси начинают проявляться сегрегационные процессы. Видно, что объемная концентрация атомов Mn ( $P_{\rm Mn}$ ) в максимуме распределения выходит на насыщение при достижении значения  $Q_{\rm Mn} = 0.3$  MC и составляет  $2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Полученные значения *FWHM* и  $P_{\rm Mn}$  для всех исследованных образцов приведены в таблице 3.3. С увеличением  $Q_{\rm Mn}$  наблюдается постепенное уширение пика распределения примеси в сторону поверхности, а также проникновение Mn в покровный слой GaAs. Начиная с 0.3 MC, количество Mn в дельта-слое и на поверхности становится сопоставимым и составляет ~  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>, а ширина пика на

полувысоте составляет 7 - 9 нм. Увеличение  $Q_{\rm Mn}$  до 0.7 МС существенным образом усиливает эту тенденцию: основная часть Мп скапливается вблизи поверхности, а ширина соответствующего пика достигает 13 нм. При этом вид правого края полученных ВИМС профилей практически не зависит от содержания марганца, и это наблюдение может служить косвенным подтверждением зависимости его поведения от условий проведения ВИМС, определяющих глубину перемешивания. В частности, на величину глубины перемешивания оказывает влияние энергия распыляющих ионов, в нашем случае ионов кислорода.

N⁰	$Q_{\rm Mn},{ m MC}$	<i>FWHM</i> , нм	$P_{\rm Mn},  {\rm cm}^{-3}$
5450	0.09	5	$7.6 \cdot 10^{19}$
5458	0.12	6	$1.2 \cdot 10^{20}$
5451	0.18	8	$1.3 \cdot 10^{20}$
5452	0.26	9	$1.7 \cdot 10^{20}$
5460	0.3	9	$2 \cdot 10^{20}$
5453	0.35	9	$2 \cdot 10^{20}$
5461	0.7	13	$2 \cdot 10^{20}$

Таблица 3.3. Параметры, полученные по спектрам ВИМС-профилирования структур с одиночным дельта-слоем марганца.

На рисунке 3.9 представлены профили распределения Mn по глубине в структуре с одиночным дельта-слоем ( $Q_{Mn} = 0.18$  MC), полученные при трех различных значениях энергии ионов кислорода. Видно, что эффект не проявляется так сильно, как ожидалось, вместе с тем край профиля, расположенный в сторону подложки выглядит более затянутым с увеличением энергии распыляющих ионов от 0.5 до 1 и 2 кэВ.

Полученные ВИМС профили образцов с одиночным дельта-слоем марганца, выращенных методом импульсного лазерного нанесения при  $T_g = 400$ °C, сопоставлялись с профилями дельта-слоев Mn в структурах GaAs, изготовленных низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксией при 400 и 300°C [10]. Пример такого сопоставления приведен на рисунке 3.10 для близких значений содержания примеси (0.35 и 0.4 MC, соответственно). Видно, что левый край зависимостей практически совпадает вблизи положения дельта слоя (0 нм) для одной и той же температуры выращивания структур.



Рисунок 3.9. Профили распределения атомов Mn по глубине в структуре с одиночным дельта-слоем марганца (5451,  $Q_{\rm Mn} = 0.18$  MC) при различных энергиях распыляющих ионов кислорода.



Рисунок 3.10. Распределение атомов Mn по глубине в структуре с одиночным дельтаслоем (5453,  $Q_{\rm Mn} = 0.35$  MC), изготовленной ИЛН при  $T_{\rm g} = 400^{\circ}$ C (сплошная линия). Профили распределения атомов Mn в дельта-легированных структурах с  $Q_{\rm Mn} = 0.4$  MC, изготовленных методом МЛЭ при 400 и 300°C (кружки и треугольники, соответственно) [10].

Вблизи поверхности для образца, изготовленного методом ИЛН, наблюдается сегрегация Mn в отличие от структуры, выращенной МЛЭ. Здесь необходимо отметить, что наряду с отсутствием сегрегационных процессов увеличение содержания Mn в изготовленных МЛЭ дельта-легированных структурах с  $Q_{\rm Mn}$  выше 0.3 MC не вызывает насыщения концентрации примеси в области расположения дельта-слоя [10].

Существенное различие в поведении правого края представленных зависимостей обусловлено, по-видимому, различиями в условиях проведения ВИМС. В работе [10], к сожалению, не описаны подробности проведения указанных экспериментов.

Представленные результаты исследования методом ВИМС дельта-легированных марганцем структур, изготовленных методом импульсного лазерного нанесения (с варьированием содержания примеси от 0.09 до 0.7 МС), подтвердили формирование дельта-слоя Mn без существенного расплывания и сегрегации при температуре выращивания 400°С и  $Q_{\rm Mn} < 0.3$  МС.

# 3.3 Исследование влияния содержания Mn в одиночном дельта-слое на электрические и магнитные свойства арсенид-галлиевых образцов

## 3.3.1 Электрические свойства структур с дельта-слоем марганца

На основании измерений ЭДС Холла образцов в геометрии Ван дер Пау были рассчитаны значения подвижности, слоевого сопротивления и слоевой концентрации, и была проведена приблизительная оценка доли электрически активной примеси в дельтаслое марганца наших образцов по формуле  $p_s/N_{\rm Mn}$ , где  $N_{\rm Mn} = Q_{\rm Mn} \times 6.3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Полученные результаты представлены в таблице 3.4.

Величина ( $p_s/N_{Mn}$ ) возрастает от 10% до 30% при увеличении  $Q_{Mn}$  от 0.06 до 0.3 МС и далее уменьшается до 5% при  $Q_{Mn} = 1.4$  МС. Следует отметить, что наблюдаемое  $p_s/N_{Mn} =$ 10-30% на порядок величины превышает значения для аналогичных (с теми же  $Q_{Mn}$  и  $T_g$ ) дельта-легированных марганцем структур GaAs, полученных методом молекулярнолучевой эпитаксии [10]. Так, при формировании образца с содержанием Mn 0.3 МС методом импульсного лазерного нанесения ( $T_g = 400^{\circ}$ С) при комнатной температуре концентрация дырок имеет значение  $p_s = 5.7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. В то же время в структуре, полученной методом МЛЭ при той же температуре, величина  $p_s$  составляет 5 $\cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> [10]. Полученные для  $Q_{Mn} = 0.06 - 0.3$  МС значения  $p_s/N_{Mn}$  находятся в хорошем соответствии с долей электрически активной примеси марганца для изготовленного МЛЭ ферромагнитного однородно-легированного Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As, которая составляет 15–30% [15].

Сопоставление результатов ВИМС, демонстрирующих насыщение концентрации Мп в области расположения дельта-слоя, и электрических свойств, показывающих насыщение слоевой концентрации и уменьшение  $p_{\rm s}/N_{\rm Mn}$  при  $Q_{\rm Mn} \ge 0.3$  МС, позволяет предположить, что существует определенный предел растворимости Мп в подрешетке галлия при данных технологических условиях изготовления образцов методом импульсного лазерного нанесения. При этом концентрация марганца, заместившего Ga в узлах решетки, 61 превышает предельную равновесную растворимость марганца в решетке GaAs, определенную из расчета диаграммы состояния системы Mn-GaAs и составляющую ~  $8 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> [35]. Избыточный марганец может образовывать кластеры (MnAs, например) или занимать междоузельное положение и становиться двойным донором. Этот процесс отражает снижение  $p_s/N_{\rm Mn}$  при  $Q_{\rm Mn} \ge 0.3$  MC (таблица 3.4).

Представленные на рисунке 3.11 зависимости слоевого сопротивления от содержания марганца, измеренные при 77 и 300 К, хорошо коррелируют с данными таблиц 3.3 и 3.4 и содержат области с насыщением проводимости для  $Q_{Mn} \ge 0.3$  MC.

N⁰	$Q_{\rm Mn},{ m MC}$	$N_{\rm Mn},{ m cm}^{-2}$	$p_{\rm s}$ , cm <sup>-2</sup>	$p_{\rm s}/N_{\rm Mn},$ %
5459B	0.06	$3.8 \cdot 10^{13}$	$3.7 \cdot 10^{12}$	10
5450C	0.09	5.7·10 <sup>13</sup>	<b>7.9</b> ·10 <sup>12</sup>	14
5458B	0.12	$7.6 \cdot 10^{13}$	$1.4 \cdot 10^{13}$	19
5451C	0.18	1.1·10 <sup>14</sup>	$2.7 \cdot 10^{13}$	24
5452C	0.26	1.6·10 <sup>14</sup>	<b>2.6</b> ·10 <sup>13</sup>	16
5460B	0.3	$1.9 \cdot 10^{14}$	$5.7 \cdot 10^{13}$	30
5453C	0.35	<b>2.2·10</b> <sup>14</sup>	2.·10 <sup>13</sup>	10
5461B	0.7	$4.4 \cdot 10^{14}$	$4.3 \cdot 10^{13}$	10
5462B	1.05	$6.6 \cdot 10^{14}$	$4.8 \cdot 10^{13}$	7
5463B	1.4	$8.8 \cdot 10^{14}$	$4.5 \cdot 10^{13}$	5

Таблица 3.4. Содержание, слоевая концентрация дырок и доля электрически активного Mn в дельта-слое в зависимости от содержания примеси при 300 К.

Любопытным является различие в поведении зависимостей, связанное с ориентацией подложки (сингулярная или вицинальная) при изменении температуры измерения. Для образцов, изготовленных на точно ориентированных подложках GaAs, сопротивление не так сильно возрастает с понижением температуры измерения, как в случае структур, выращенных на разориентированных пластинах GaAs.



Рисунок 3.11. Зависимости слоевого сопротивления от содержания Mn в дельта-слое для GaAs структур, изготовленным методом ИЛН при 400°С. Кружки соответствуют структурам, выращенным на вицинальных подложках, квадраты – на сингулярных.

Зависимости  $p_s$  и  $\mu_{eff}$  от содержания Mn в дельта-слое, полученные из измерений эффекта Холла при 77 и 300 K, представлены на рисунках 3.12*a* и *б*. Видно существенное влияние ориентации подложек. Так, для сингулярных пластин GaAs слоевая концентрация достигает максимума  $3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> при  $Q_{Mn} \sim 0.2$  MC и далее выходит на медленный спад. Для структур, изготовленных на вицинальных подложках, рост слоевой концентрации носителей (от  $3.7 \cdot 10^{12}$  до  $5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> при 300 K) наблюдался в интервале от  $Q_{Mn} \sim 0.06$  до  $\sim 0.3$ -0.4 MC, а затем следовал выход на насыщение. Механизмом такого поведения может являться то, что при высокой концентрации атомы Mn могут занимать междоузельные положения, приводя тем самым к самокомпенсации. Кроме того, при высоком содержании Mn возможен переход части атомов Mn в электрически неактивное состояние и образование фазы MnAs при  $Q_{Mn} > 1$  MC [10].

Эффективная подвижность дырок для структур, изготовленных на разориентированных подложках, уменьшается (от 80 до 20 см<sup>2</sup>/(B·c) при 300 К и от 1500 до 280 см<sup>2</sup>/(B·c) при 77 К) с увеличением содержания марганца в дельта-слое от 0.06 до 0.3-0.4 МС (рисунок 3.12*б*). При дальнейшем увеличении содержания марганца до 1.4 МС подвижность практически не изменяется при 300 и 77 К. Образцы на сингулярных подложках не демонстрируют такой сильной зависимости  $\mu_{eff}$  от концентрации атомов Mn, особенно при понижении температуры.



Рисунок 3.12. Зависимости *а*) слоевой концентрации, *б*) эффективной подвижности дырок от содержания Mn для GaAs структур с одиночным дельта-слоем, изготовленным ИЛН при 400°С. Кружки соответствуют структурам, выращенным на вицинальных подложках, квадраты – образцам на сингулярных подложках GaAs.

В целом, необходимо отметить, что  $\mu_{eff}$  в исследованных дельта-легированных Mn структурах GaAs более чем на порядок величины при 300 и на два порядка величины при 77 К превосходит подвижность в однородно-легированных слоях Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As толщиной 0.1 мкм с теми же значениями  $p_s$  [16]. Эта разница может быть обусловлена тем, как происходит протекание тока. В случае достаточно толстого легированного слоя Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As носители тока движутся в матрице с более или менее однородно распределенными ионизированными акцепторами. В дельта-легированном GaAs ионы Mn сосредоточены в одной или нескольких атомных плоскостях, а созданные дырки находятся на расстоянии, определяемом балансом диффузии носителей заряда и электростатического притяжения ионов Mn и дырок. Поэтому при дрейфовом переносе носителей рассеяние на ионах примеси значительно слабее, чем в случае однородного легирования, то есть, подвижность дырок выше.

По аналогии с дельта-легированием GaAs донорной примесью Si [93] факт наличия более высокой подвижности для дельта-легированных Mn структур (относительно однородно-легированных слоев Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As) можно объяснить пространственным распределением волновых функций, отвечающих определенным примесным уровням. Для этого с помощью программы 1D Poisson/Schrödinger [87] был произведен расчет зонных диаграмм и волновых функций ψ для модельных одномерных структур, содержащих одиночный дельта-слой марганца в покровном слое GaAs (при 300 и 77 К). Дельта-слой Mn задавался как легированный акцепторной примесью тонкий слой GaAs толщиной ~ 3-5 нм согласно результатам изучения вторичной ионной масс-спектрометрии. Рассчитанные таким образом энергетическая диаграмма валентной

зоны  $(E_V)$  и волновые функции заполненных примесных уровней ( $\psi_1$  и  $\psi_2$ ) представлены на рисунке 3.13. Видно, что имеется два заполненных дырочных уровня (отсчет энергии ведется от дна валентной зоны).



Рисунок 3.13. Рассчитанные энергетическая диаграмма валентной зоны (сплошная линия) и пространственное распределение волновых функций (тонкая сплошная и пунктирная линии) структуры с дельта-слоем Mn ( $Q_{Mn}$ = 0.3 MC) для температур 300 K (a) и 77 K ( $\delta$ ).

Пространственное распределение волновой функции основного состояния ( $\psi_1$ ) имеет один пик с максимумом в центре потенциальной ямы. Ширина пика на полувысоте данной волновой функции  $d_0$  может быть оценена аналитически по формуле [23]:

$$d_0 = 2 \sqrt{\frac{7}{5}} \left(\frac{4}{9} \frac{\varepsilon h^2}{e^2 p_5 m^*}\right)^{1/3}$$
(3.2)

где  $m^*$  - эффективная масса тяжелых дырок,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость. Рассчитанная таким образом величина  $d_0$  для образца с  $p_s = 6 \cdot 10^{13}$  (при 300 K) и  $9 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> (при 77 K) имеет значения ~ 3 и 5 нм, соответственно (здесь предполагается, что примесь в дельта-слое полностью ионизована при 300 K и частично вымерзает с понижением температуры). Эти данные хорошо согласуются с шириной на полувысоте функции  $\psi_1$ , полученной при моделировании:  $d_0 = 3.5$  и 5.5 нм при 300 и 77 K (рисунок 3.13). Пики волновой функции  $\psi_2$ , отвечающей второму уровню, сдвинуты относительно центра потенциальной ямы на 1.5 и 2.5 нм при 300 и 77 K, соответственно. За счет этого подвижность таких носителей повышается, так как в данном случае рассеяние на ионах примеси, преимущественно сосредоточенных в одной или нескольких атомных плоскостях, значительно слабее. Таким образом, можно предположить, что данные состояния вносят существенный вклад в проводимость вследствие более высокой подвижности дырок.

3.14 Ha рисунке представлены температурные зависимости слоевого сопротивления образцов с  $Q_{Mn} = 0.09$ , 0.18, 0.26 и 0.35 МС в диапазоне от 10 до 300 К. Как видно из рисунка, поведение слоевого сопротивления структур в области низких температур зависит от содержания Mn в дельта-слое. Так, при значениях  $Q_{Mn} = 0.09$ , 0.26 и 0.35 МС зависимость  $R_s(T)$  имеет полупроводниковый характер – сопротивление увеличивается с понижением температуры во всем диапазоне. При  $Q_{\rm Mn} = 0.18$  MC  $R_{\rm s}(T)$ демонстрирует при низких температурах поведение типа металлического, ему соответствует понижение слоевого сопротивления с уменьшением температуры. В последнем случае на температурной зависимости слоевого сопротивления видна особенность в виде локального максимума при температуре ~ 30 К (вставка на рисунке 3.14), которая интерпретируется как температура Кюри, связанная с фазовым переходом ферромагнетик – парамагнетик [94].

Как показано в [17], аналогичные зависимости для однородно-легированного Ga<sub>1</sub>. <sub>x</sub>Mn<sub>x</sub>As также демонстрируют различный характер зависимости  $R_s(T)$  от содержания Mn. В диапазоне x = 0.035 - 0.055, температурная зависимость удельного сопротивления имеет металлический характер с выраженным максимумом. Однако, как при уменьшении, так и концентрации при увеличении Mn характер зависимости изменяется на полупроводниковый. Можно предположить, что существует некая оптимальная концентрация Mn как в однородно-легированном материале, так и в дельта-слое, при которой в области низких температур наблюдается металлический характер проводимости. При этом вид зависимостей R<sub>s</sub>(T) практически совпадает при охлаждении и нагреве образца (вставка к рисунку 3.14). Уменьшение сопротивления для Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As в области

температур ниже 30-50 К связывают с преобладанием проводимости по примесной зоне, образующейся в данном материале уже при содержании Mn около 0.3 ат. % и более [95].



Рисунок 3.14. Температурные зависимости слоевого сопротивления для структур GaAs с различной величиной  $Q_{Mn}$ , MC: 1 - 0.09, 2 - 0.18, 3 - 0.26, 4 - 0.35. На вставке приведена зависимость слоевого сопротивления в низкотемпературной области для образца с  $Q_{Mn} = 0.18$  MC, полученная при нагреве образца.

Подвижность и слоевая концентрация носителей заряда для арсенид-галлиевых структур с дельта-слоем Mn были рассчитаны из магнитополевых зависимостей  $R_{\rm H}$  при температурах от 10 до 300 К. Внешнее магнитное поле при измерениях варьировалось в диапазоне  $\pm$  3500 Э. В случае, когда зависимости имели нелинейный вид, расчет параметров производился с использованием методики, описанной в подразделе 2.2.1.

Температурные зависимости  $p_s$  и  $\mu_{eff}$  дырок для двух структур с содержанием Mn в дельта-слое 0.14 и 0.18 MC приведены на рисунке 3.14*a* и *б*, соответственно. При понижении температуры от 300 до 70 К наблюдается рост подвижности, которая в данной области температур обусловливается, главным образом, рассеянием на фононах [96]. Далее, при T < 70 К, преобладающим становится механизм рассеяния на ионизованной примеси, и  $\mu_{eff}$  уменьшается. Как известно из литературных данных для объемнолегированного мелкой водородоподобной примесью GaAs, каждому из перечисленных выше механизмов рассеяния соответствуют зависимости  $\mu(T) \sim T^{1.5}$  (в случае рассеяния на ионизованной примеси) и  $\mu(T) \sim T^{-2.3}$ (в случае рассеяния на фононах для GaAs) [96]. Для исследуемых нами структур с дельта-легированным марганцем слоем GaAs наблюдается

завышенное значение показателей в рассчитанных зависимостях  $\mu(T)$ . Наблюдаемое несовпадение с литературными данными, вероятно, обусловлено особенностями встраивания Mn в GaAs: марганец образует глубокий акцепторный уровень, а при больших концентрациях избыточные атомы примеси могут занимать междоузельное положение и компенсировать акцепторы Mn<sub>Ga</sub>. Встраивание марганца в матрицу GaAs приводит к деформации кристаллической решетки и оказывает влияние на поведение фононов. В частности, твердый раствор Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As имеет больший параметр решетки, чем подложка GaAs, поэтому является напряженным (содержит напряжения сжатия) [14].



Рисунок 3.14. Температурные зависимости подвижности (круги) и слоевой концентрации (треугольники) дырок для образцов GaAs с различным содержанием Mn в дельта-слое  $Q_{Mn}$ , MC: *a*) 0.14, *б*) 0.18.

Слоевая концентрация вначале уменьшается за счет «вымораживания» примеси при понижении температуры, а затем при T < 60 К наблюдается ее возрастание. Можно предположить, что при температуре порядка 60-70 К происходит смена механизма проводимости. Зависимость  $\ln(p_s)(1/T)$  подтверждает данное предположение (рисунок 3.15). По-видимому, в области температур T > 60 К преобладает проводимость по валентной зоне с энергией активации ~ 50-60 мэВ. Это значение меньше энергии активации акцепторного уровня марганца в GaAs ~ 100 мэВ, вероятно, из-за образования примесной зоны. Как показано в [16], зависимость нормального коэффициента Холла для данного образца является немонотонной и имеет максимум в области температур ~60 К. Это свидетельствует о смене активационного механизма проводимости по валентной зоне на прыжковую проводимость по примесной зоне [97] при T < 60 К. Причем проводимость здесь может соответствовать двумерной прыжковой проводимости и определяться зависимостью  $\ln(\sigma) \sim 1/T^{1/3}$  в отличие от случая обычного примесного полупроводника, когда  $\ln(\sigma) \sim 1/T$  [21].



Рисунок 3.15. Зависимости слоевой концентрации носителей в GaAs структурах от обратной температуры для  $Q_{\rm Mn}$ , MC: l - 0.14, 2 - 0.18.

На рисунке 3.16 представлена зависимость  $\ln(\sigma)(1/T^{1/3})$  для образца GaAs с дельтаслоем марганца ( $Q_{Mn} = 0.18$  MC). Видно, что кривая  $\ln(\sigma)(1/T^{1/3})$  в области низких температур хорошо аппроксимируется линейной зависимостью, что может указывать на возможный двумерный характер прыжковой проводимости.

В прыжковой проводимости по примесной зоне могут принимать участие все находящиеся на акцепторах дырки, а в зонной (по валентной зоне) – только

экспоненциально малое число свободных носителей, поэтому прыжковая проводимость выигрывает в конкуренции с зонной проводимостью в области низких температур [96]. Это может служить объяснением наблюдаемого возрастания концентрации дырок в области T < 60 К.



Рисунок 3.16. Зависимость логарифма проводимости от обратной температуры для GaAs структуры с  $Q_{\rm Mn} = 0.18$  MC.

### 3.3.2 Магнитные свойства структур с дельта-слоем марганца

В температурном диапазоне от 10 до 300 К для всех образцов (таблица 3.2) были исследованы зависимости сопротивления Холла и магнетосопротивления ОТ приложенного магнитного поля в диапазоне  $H = \pm 3500$  Э. При температурах ниже 30 К зависимости сопротивления Холла от магнитного поля для структур с дельталегированными Mn слоями ( $Q_{Mn} \ge 0.12$  MC) имеют нелинейный вид (рисунок 3.17). В ряде случаев зависимость  $R_{\rm H}(H)$  содержит петлю гистерезиса. Значение коэрцитивной силы составляет около 80 Э для образца с  $Q_{Mn} = 0.35$  MC. Этот результат обсуждался нами в работе [78], и представляет собой основное доказательство наличия ферромагнетизма в данных структурах. Ранее было показано [10], что подобные структуры GaAs с одиночным дельта-слоем Mn, полученные методом низкотемпературной молекулярнолучевой эпитаксии, при таких же температурах измерений демонстрировали линейные зависимости R<sub>H</sub>(H). Наблюдать влияние ферромагнетизма на гальваномагнитные характеристики удавалось лишь при формировании дополнительного двумерного дырочного канала проводимости посредством введения в структуры мелкой акцепторной примеси (например, берилия [10]).

Как известно, сопротивление Холла описывается выражением [16]:

$$R_H(H) = \frac{R_0 H}{d} + \frac{R_s M}{d}$$
(3.3)

где d – толщина слоя, H – напряженность магнитного поля, M - намагниченность,  $R_0$  – константа нормального эффекта Холла,  $R_S$  – константа аномального эффекта Холла (АЭХ). Первый член в правой части описывает вклад нормального эффекта Холла, второй – аномального. Как видно из рисунка 3.17, при температурах ниже температуры Кюри преобладает АЭХ и холловское сопротивление в этом случае можно определить выражением  $R_H \sim R_S \mu_0 M/d$  ( $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума). Этот факт используется для определения спонтанного сопротивления Холла ( $R^S_H$ ), которое пропорционально спонтанной намагниченности  $M_S$ , характеризующей ферромагнитное упорядочивание. Для определения температуры фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик использовалась процедура Арротта [98]. Данные, полученные при исследовании холловского сопротивления для GaAs структуры с дельта-легированным Mn слоем ( $Q_{Mn} = 0.18$  MC), приводятся в координатах  $R^2_H(H/R_H)$  (рисунок 3.18).



Рисунок 3.17. Зависимости сопротивления Холла от величины магнитного поля для структур GaAs с различной  $Q_{Mn}$ , MC: 1 - 0.18, 2 - 0.26, 3 - 0.35 при температуре 10 К.

Если линейная экстраполяция  $R^2_{\rm H}(H/R_{\rm H})$  к оси ординат дает  $(R_{\rm H})^2 > 0$ , то это означает наличие ферромагнитного упорядочения в структуре при данной температуре измерения. Если величина  $(R_{\rm H})^2 < 0$ , то ферромагнетизм отсутствует. На рисунке 3.19 представлена полученная выше описанным методом зависимость  $R^2_{\rm H}(T)$ . Можно сделать вывод, что температура фазового перехода составляет ~ 30 К, что согласуется с более ранней оценкой, полученной из температурной зависимости слоевого сопротивления (рисунок 3.14).



Рисунок 3.18. Арроттовские зависимости для структуры GaAs с содержанием Mn в дельта-слое 0.18 MC.



Рисунок 3.19. Зависимость спонтанной составляющей холловского сопротивления от температуры для образца с  $Q_{\rm Mn} = 0.18$  MC.

Магнетосопротивление принято представлять в процентах по отношению к сопротивлению образца в нулевом магнитном поле следующим образом:

$$MR(H) = [(\rho(0) - \rho(H))/\rho(0)] \cdot 100\%, \qquad (3.4)$$

где  $\rho(0)$  — удельное сопротивление в нулевом магнитном поле,  $\rho(H)$  —удельное сопротивление в магнитном поле *H*. На рисунке 3.20*a*, *б* представлены зависимости *MR*(*H*) от магнитного поля для образцов с концентрацией Mn в дельта-слое 0.09, 0.18, 0.26 и 0.35 MC при температуре 10 и 25 K. Отрицательное магнетосопротивление для структуры с
$Q_{\rm Mn} = 0.35$  MC достигает 4% в поле ~ 3000 Э при 10 К. Для сравнения в случае однородно легированного марганцем GaAs при такой же температуре измерений значение *MR* составляло менее 0.1 % при том же значении магнитного поля [17].



Рисунок 3.20. Зависимости *MR*(*H*) для образцов с различной концентрацией Mn в дельта-слое: *I* - 0.09, *2* - 0.18, *3* - 0.26, *4* - 0.35 MC при температуре: *a*) 10, *б*) 25 K.

Следует отметить, что для образца с  $Q_{\rm Mn} = 0.18$  MC, демонстрирующего металлический характер температурной зависимости  $R_{\rm s}$  (рисунок 3.14), при 10 К наблюдаются участки положительного магнетосопротивления в области магнитных полей до 1000 Э. Наличие подобных участков положительного магнетосопротивления

объясняется возникновением такого специфического гальваномагнитного явления как эффект анизотропного магнетосопротивления (AMC). Первоначально о наблюдении эффекта AMC сообщалось для массивных ферромагнитных материалов, в том числе для ферромагнитных полупроводниковых слоев толщиной порядка десятых долей микрометра [99]. Изучению AMC в дельта-легированных марганцем арсенид-галлиевых структурах, полученных сочетанием методов MOC-гидридной эпитаксии и ИЛН, посвящена работа [79]. Эффект анизотропного магнетосопротивления заключается в зависимости сопротивления ферромагнитного материала от взаимной ориентации направления намагниченности материала и направления протекающего тока.

магнитополевой Другими словами. наличие положительных участков на зависимости магнетосопротивления является следствием анизотропии сопротивления. Анизотропия сопротивления ферромагнетиков приводит к появлению отличных от нуля недиагональных компонент тензора сопротивления и, как следствие, к возникновению электрического поля в направлении, перпендикулярном протеканию тока даже в случае ориентации внешнего магнитного поля в плоскости ферромагнитной пленки (планарный эффект Холла) [99]. В более высоких магнитных полях (> 1000 Э при 10 К) намагниченность структуры достигает насыщения, и ее направление с дальнейшим увеличением поля не меняется, а магнитополевая зависимость сопротивления определяется характерным для магнитных полупроводников эффектом отрицательного магнетосопротивления [79].

С повышением температуры измерений величина положительного магнетосопротивления уменьшается, также уменьшается величина магнитного поля, в котором происходит переход к отрицательному магнетосопротивлению. При температурах выше 20 К участок положительного магнетосопротивления пропадает, и поведение магнетосопротивления для образца с содержанием марганца 0.18 МС становится подобным поведению структур с  $Q_{\rm Mn} = 0.26$  и 0.35 МС. При увеличении температуры величина собственной намагниченности уменьшается, что приводит к уменьшению величины эффекта АМС.

Эффект анизотропного магнетосопротивления, как отмечалось выше, приводит к появлению сопротивления Холла при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости структуры (планарный эффект Холла). Соответствующие магнитополевые зависимости холловского сопротивления приведены на рисунке 3.21. Данные зависимости имеют характерный вид для планарного эффекта Холла, наблюдаемого как в однородно легированном GaMnAs [100], так и в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с одиночным дельтаслоем Mn и дополнительным двумерным дырочным каналом проводимости [42]. Однако,

74

как и для аномального эффекта Холла, планарный эффект Холла ранее не наблюдался в структурах, содержащих только дельта-слой Mn. Впервые об этом сообщалось в работе [79]. Небольшая несимметричность относительно нулевого магнитного поля на рисунке 3.21 связана с вкладом нормального и аномального эффектов Холла вследствие отсутствия возможности абсолютно точного ориентирования поля в плоскости структуры. При увеличении температуры наблюдается уменьшение  $R_{\rm H}$  и сдвиг положения экстремумов к нулю, что вызвано уменьшением намагниченности структуры.





Рисунок 3.21. *а*) Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для структуры GaAs с  $Q_{\rm Mn} = 0.14$  MC. Магнитное поле приложено в плоскости структуры.  $\delta$ ) Температурные зависимости магнетосопротивления структуры с  $Q_{\rm Mn} = 0.14$  MC. Магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости структуры.

Магнитополевые зависимости намагниченности структур с одиночным дельтаслоем марганца, описание которых представлено в таблице 3.2, исследовались при комнатной температуре. Описание методики изучения намагниченности дано в главе 2 (подраздел 2.2.6). Нелинейные зависимости намагниченности от магнитного поля были зарегистрированы только для двух образцов (рисунок 3.22). Зависимость 1 соответствует структуре 5462 с  $Q_{Mn} = 1.1$  MC, зависимость 2, имеющая гистерезис, соответствует структуре 5463 с содержанием марганца 1.4 MC.

Как было отмечено выше, при достаточно большом содержании марганца в дельта-слое (свыше 0.3 - 0.4 MC) наблюдается насыщение электрической проводимости. Вероятные причины – возрастание доли междоузельного марганца, компенсирующего дырочную проводимость, и образование кластеров ферромагнитного полуметаллического соединения MnAs с температурой Кюри выше комнатной (315 K [101]). Полученные результаты изучения намагниченности подтверждают наличие в образцах с  $Q_{\rm Mn} > 1$  MC второй ферромагнитной при 300 К фазы, предположительно кластеров соединения MnAs.



Рисунок 3.22. Магнитополевые зависимости намагниченности при 300 К структур с одиночным дельта-слоем Mn с различным  $Q_{Mn}$ , MC: I - 1.1, 2 - 1.4. Магнитное поле приложено в плоскости структуры.

### **3.4** Исследование влияния состава газа-носителя в процессе выращивания дельтаслоя Mn на электрические и магнитные свойства арсенид-галлиевых структур

На процесс дельта-легирования арсенид-галлиевых структур донорными или акцепторными примесями оказывает существенное влияние тот факт, какие атомы (Ga или As) будут преобладать на растущей поверхности. В частности, при формировании дельта-слоев Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии было обнаружено, что при испарении кремния в условиях, когда подача галлия прекращается и подается только мышьяк, формируются дельта-легированные Si слои GaAs со слоевой концентрацией электронов  $1.5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, что эквивалентно объемной концентрации ~  $6 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> [93]. Это значение концентрации превышает максимальную концентрацию электронов для однородно легированного кремнием GaAs, которая составляет (3-8)·10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>. Кремний в GaAs является амфотерной примесью, т.е. может занимать как положения атомов Ga, так и положения атомов As, и соответственно быть либо донором, либо акцептором. Благодаря приему, который применили авторы [93], им удалось существенным образом снизить количество примеси кремния в положении As, повлияв на процесс автокомпенсации. В результате была получена столь значительная концентрация электронов при дельта-легировании.

Аналогичный результат по снижению автокомпенсации примеси углерода (которая также является амфотерной в GaAs) и достижения высоких концентраций дырок в дельталегированных углеродом структурах GaAs, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении, представлен в работе [102]. Одновременная подача в реактор CCl<sub>4</sub> (источник углерода) и триметилгаллия при формировании дельта-слоя позволила достичь слоевой концентрации дырок ~ 1.6·10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>.

Проведение процесса импульсного лазерного нанесения в реакторе для МОСгидридной эпитаксии позволяет при росте арсенидов или фосфидов вводить в газовый поток арсин или фосфин, который, разлагаясь в лазерной плазме, поставляет к поверхности роста атомы элементов 5 группы, компенсирующие потери их при испарении полупроводниковой мишени. Кроме того, можно полагать, что количество вводимых в реактор гидридов будет оказывать влияние на встраивание примесных атомов в растущий слой полупроводника при испарении соответствующей мишени лазерным излучением. В данном разделе представлены результаты исследования влияния состава газа-носителя (содержания арсина в нем) при формировании ИЛН дельта-слоя Mn на оптические и гальваномагнитные свойства арсенид-галлиевых структур.

Было изучено влияние содержания арсина (от 0 до 8 мкмоль), подаваемого в реактор вместе с водородом при лазерном распылении мишени Mn, на оптические и

гальваномагнитные свойства арсенид-галлиевых структур с одиночным дельта-слоем марганца. Образцы были изготовлены на подложках полуизолирующего GaAs с ориентацией 3° от (100) и содержали нелегированный буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм, выращенный МОСГЭ при 600°С, дельта-слой Mn с содержанием примеси 0.2 MC и покровный слой GaAs толщиной 20-30 нм, сформированные импульсным лазерным нанесением при 400°С. Содержание арсина при нанесении дельта-слоя марганца и электрические свойства образцов, измеренные по методике Ван дер Пау при температуре жидкого азота и при комнатной температуре, приведены в таблице 3.5. Покровный слой арсенида галлия формировался при молярной доли арсина 2.5 мкмоль. Как видно из таблицы, для обеих температур измерений наибольшая слоевая концентрация дырок и наименьшая подвижность в структурах достигается при молярной доле арсина 2.5 мкмоль. Увеличение содержания арсина до 8 мкмоль или его отсутствие ведет к значительному уменьшению слоевой концентрации и увеличению подвижности носителей заряда.

Таблица 3.5. Влияние содержание арсина на электрические свойства структур GaAs с одиночным дельта-слоем Mn ( $Q_{Mn} = 0.2$  MC).

Мо	AsH <sub>3</sub> ,		300 K		77 K		
145	мкмоль	$\mu_{\rm eff},  {\rm cm}^2/{\rm B}{\cdot}{\rm c}$	$p_{\rm s},{\rm cm}^{-2}$	$R_{\rm s}$ , Ом/кв	$\mu_{\rm eff},  {\rm cm}^2/{\rm B}{\cdot}{\rm c}$	$p_{\rm s},  {\rm cm}^{-2}$	$R_{\rm s}$ , Ом/кв
6552	0	35	$3 \cdot 10^{13}$	6300	800	$5.6 \cdot 10^{11}$	13800
6553	2.5	15	$6.5 \cdot 10^{13}$	6750	140	$3.4 \cdot 10^{12}$	13800
6550	8	30	$2.2 \cdot 10^{13}$	8700	840	$6 \cdot 10^{11}$	15300

Результаты исследований спектров отражения изготовленных образцов в области энергий квантов от 2 до 4 эВ позволяют сделать заключение о кристаллическом качестве дельта-легированного марганцем низкотемпературного покровного слоя GaAs. Как уже отмечалось ранее, глубина проникновения излучения кванта с такой энергией составляет величину около 20 нм, сопоставимую с толщиной покровного слоя. Представленные на рисунке 3.23 спектральные зависимости коэффициента отражения содержат характерный для монокристаллического арсенида галлия дублет пиков в области энергий  $E_1$  (2.9 эВ) и  $E_1 + \Delta_1$  (3.12 эВ), соответствующий переходам в направлении  $\Lambda$  зоны Бриллюэна. Для образца 6550 (с наибольшим содержанием арсина при нанесении дельта-слоя Mn) пики разрешаются наилучшим образом.

Наблюдаемое небольшое «синее» смещение пиков в область больших энергий для образца 6553 может быть связано с особенностями встраивания атомов Mn в решетку GaAs. По-видимому, при содержании арсина 2.5 мкмоль создаются условия для

предпочтительного вхождения атомов Mn в подрешетку галлия. Подтверждением этого предположения является полученное для данной структуры значение  $p_s$  дырок при комнатной температуре (таблица 3.5). Как отмечалось выше (подраздел 3.2), процесс замещения атомов Ga марганцем сопровождается *sp-d* гибридизацией, влияющей на зонную структуру GaAs, а именно, на энергию переходов в области дублета  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$ . В случае образца 6552, когда нанесение дельта-слоя марганца осуществлялось только в атмосфере водорода, коэффициент отражения уменьшается, а пики  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  расплываются существенным образом. Это может быть связано с нарушением стехиометрии кристаллической решетки и/или с увеличением количества дефектов из-за дефицита атомов мышьяка при импульсном лазерном испарении мишени Mn.



Рисунок 3.23. Спектры отражения, исследованные при комнатной температуре, для образцов с различным содержанием AsH<sub>3</sub> при формировании одиночного дельта-слоя Mn. Структура 6552 (кривая *0*) – дельта-слой формировался только в потоке водорода, структуры 6553 (кривая *1*) и 6550 (кривая *2*) – дельта-слой формировался с добавлением к водороду арсина в количестве 2.5 и 8 мкмоль, соответственно.

Зависимости слоевого сопротивления исследуемых образцов (рисунок 3.24) также значительным образом определяются содержанием арсина в газовой атмосфере реактора при формировании дельта-слоя Мп. Видно, что слоевое сопротивление структур возрастает в диапазоне температур измерения от 10 до 150 К при увеличении молярной доли арсина до 8 мкмоль или в его отсутствие. В первом случае наблюдаемый эффект может быть обусловлен частичной компенсацией дырочной проводимости возможными дефектами донорного типа, образующимися вследствие избытка мышьяка на растущей поверхности (атомы мышьяка в положении галлия или в междоузлии). Во втором случае, когда арсин не подается в реактор, и формирование дельта-слоя происходит в атмосфере водорода, ростовая поверхность, вероятно, оказывается обогащенной атомами галлия, и это обстоятельство затрудняет встраивание марганца в подрешетку Ga. Избыточный марганец может занимать междоузельное положение и являться двойным донором, что приводит к уменьшению дырочной проводимости.



Рисунок 3.24. Зависимость слоевого сопротивления для образцов с различным содержанием AsH<sub>3</sub> при формировании одиночного дельта-слоя Mn. Структура 6552 (кривая *0*) – дельта-слой формировался только в потоке водорода, структуры 6553 (кривая *I*) и 6550 (кривая *2*) – дельта-слой формировался с добавлением к водороду арсина в количестве 2.5 и 8 мкмоль, соответственно.

Результаты магнитотранспортных исследований образцов показаны на рисунках 3.25-3.27. Согласно представленным данным, нелинейный характер магнитополевой зависимости сопротивления Холла для структуры, выращенной с максимальным значением молярной доли арсина в потоке газа-носителя (6550) наблюдается в области температур 10-20 К (рисунок 3.25a). В этом же диапазоне температур регистрируется отрицательное магнетосопротивление величиной не менее 2 % (рисунок 3.25a). Подобный характер поведения  $R_{\rm H}(H)$  и *MR* от температуры обнаруживается и для образца с дельтаслоем Mn, нанесенным в отсутствии арсина (6552) (рисунок 3.27). Можно полагать, что температура фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик для этих двух образцов менее 30 К. Сохранение нелинейного вида магнитополевых зависимостей холловского сопротивления при 30 К для образца 6553 с дельта-слоем марганца, сформированным при содержании арсина 2.5 мкмоль, указывает на достижение температуры Кюри вблизи 40 К (рисунок 3.26a).



Рисунок 3.25. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла и магнетосопротивления (при различных температурах) образца 6550 с одиночным дельтаслоем Mn ( $Q_{\rm Mn} = 0.2$  MC), сформированным при содержании арсина 8 мкмоль.



Рисунок 3.26. Магнитополевые зависимости  $R_{\rm H}$  и магнетосопротивления (при различных температурах измерения) образца 6553 с одиночным дельта-слоем марганца ( $Q_{\rm Mn} = 0.2$  MC), сформированным при содержании арсина 2.5 мкмоль.



Рисунок 3.27. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла и магнетосопротивления (при различных температурах измерения) образца 6552 с одиночным дельта-слоем марганца ( $Q_{\rm Mn} = 0.2$  MC), сформированным без арсина.

#### 3.5 Выводы к главе 3

В данной главе представлены результаты исследований структур GaAs, содержащих одиночный дельта-слой примеси переходного элемента – марганца, изготовленных комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения. Было реализовано изучение влияния таких основных параметров технологического процесса как *температура выращивания, содержание примеси в дельта-слое* и *состав газа-носителя при импульсном лазерном нанесении* на оптические, электрические и магнитные свойства структур.

- Исследования излучательных и оптических свойств структур показали, что при температурах нанесения 380-450°С дельта-легированный марганцем покровный слой GaAs имеет достаточно высокое кристаллическое качество, сопоставимое со структурным совершенством буферного слоя GaAs, полученного МОСГЭ при 600-650°С.
- 2) Представленные результаты исследования методом вторичной ионной массспектрометрии дельта-легированных марганцем структур, изготовленных методом импульсного лазерного нанесения, подтвердили формирование дельта-слоя Mn без существенного расплывания и сегрегации при температуре выращивания 400°С и содержании примеси менее, чем 0.3 MC.
- 3) Изучение электрических свойств структур с содержанием примеси 0.2 МС в дельтаслое, изготовленном при температурах в диапазоне от 250 до 450°С, обнаружило, что минимальное значение слоевого сопротивления достигается вблизи  $T_g = 400$ °С. Это позволяет предположить, что указанное значение температуры является оптимальной температурой процесса импульсного лазерного нанесения, обеспечивающей достаточно высокую электрическую активность примеси Mn.
- 4) Исследования серии образцов с одиночным дельта-слоем марганца (содержание которого варьировалось от 0.06 до 1.4 МС) изготовленных при T<sub>g</sub> = 400°C показали следующие особенности электрофизических свойств:

- отношение слоевой концентрации дырок к содержанию примеси в дельта-слое (электрическая активность) на порядок величины превышает значения для дельталегированных марганцем структур GaAs, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии при аналогичных технологических условиях выращивания;

- эффективная подвижность дырок в исследованных дельта-легированных марганцем структурах GaAs значительным образом превосходит подвижность в однороднолегированных слоях Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As при тех же значениях слоевой концентрации носителей; - наблюдается насыщение слоевой концентрации дырок в результате дельта-легирования марганцем при содержании примеси, превышающем 0.3-0.4 МС, предположительно, из-за встраивания марганца в междоузельное положение и перехода в электрически неактивное состояние с образованием включений соединения MnAs.

- 5) Обнаружено проявление ферромагнетизма в гальваномагнитных свойствах структур GaAs с одиночным дельта-легированным слоем марганца (Q<sub>Mn</sub> ≥ 0.12 MC) при температурах ниже 30-40 К. Наблюдаются нелинейные зависимости сопротивления Холла с петлей гистерезиса, планарный эффект Холла и отрицательное магнетосопротивление.
- 6) При комнатной температуре нелинейные зависимости намагниченности от магнитного поля, в том числе и с петлей гистерезиса, были зарегистрированы только для образцов с содержанием марганца в дельта-слое > 1 МС, что может служить подтверждением образования кластеров ферромагнитного полуметаллического соединения MnAs с температурой Кюри, выше комнатной.
- 7) Исследовано влияние содержания арсина в атмосфере реактора при формировании дельта-слоя марганца (Q<sub>Mn</sub> = 0.2 MC) методом импульсного лазерного нанесения на оптические, электрические и магнитные свойства структур. Показано, что молярная доля арсина около 2.5 мкмоль при формировании дельта-легированного марганцем слоя GaAs позволяет получать эпитаксиальные монокристаллические структуры с высокой дырочной проводимостью (сохраняющейся вплоть до низких температур ~ 10 К) и температурой фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик вблизи 40 К. Увеличение содержания арсина до 8 мкмоль или его отсутствие в потоке водорода приводит к значительному росту слоевого сопротивления в области температур ниже 150 К и снижению температуры Кюри.

### 4 СВОЙСТВА АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaAs(GaAsSb)/GaAs И ДЕЛЬТА-СЛОЕМ МАРГАНЦА

В данной главе представлены результаты исследований гетероструктур на основе GaAs, содержащих одиночную квантовую яму InGaAs/GaAs или GaAsSb/GaAs и дельтаслой марганца. Структуры изготавливались методом, описанным в главе 2, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию и импульсное лазерное нанесение в едином ростовом цикле.

Указанные гетеронаноструктуры являются перспективными для создания спиновых светоизлучающих диодов [55]. Кроме того, подобные структуры могут быть использованы для создания элементов с каналом проводимости спин-поляризованных носителей с высокой подвижностью. Для реализации таких приборов необходимо исследование их гальваномагнитных и оптических (интенсивность и циркулярная поляризация фото- и электролюминесценции) свойств в зависимости от технологических параметров получения. Основной целью было выяснение механизма воздействия слоя, легированного магнитной примесью, и квантово-размерной области на перенос и поляризацию носителей в структурах.

# 4.1 Влияние особенностей дизайна гетероструктур InGaAs/GaAs с магнитной примесью на их гальваномагнитные и излучательные свойства

Исследовалось влияние содержания индия в слое InGaAs и толщины спейсерного слоя GaAs между квантовой ямой и дельта-слоем Mn на гальваномагнитные и оптические (интенсивность и циркулярная поляризация ФЛ) свойства гетеронаноструктур. Исследуемые гетеронаноструктуры изготавливались комбинированным методом МОСГЭ и ИЛН на пластинах полуизолирующего GaAs (001). Метод МОСГЭ использовался для получения буферного слоя GaAs, квантовой ямы  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  шириной ( $h_{OW}$ ) порядка 10-12 нм и спейсерного слоя GaAs между квантовой ямой и дельта-слоем Mn толщиной d<sub>s</sub>. Затем температура подложки понижалась от 600 до 400°С, и методом лазерного нанесения формировались дельта-слой марганца ( $Q_{Mn} = 0.2 \text{ MC}$ ) и покровный слой GaAs толщиной d<sub>c</sub>. Схематическое изображение гетероструктур показано на рисунке 4.1. Аналогичным способом были получены контрольные структуры с одиночным дельта-слоем марганца без квантовой ямы. В данном разделе представлены результаты по изучению двух серий образцов: серии А, которая включала в себя структуры с различным спейсерным слоем между квантовой ямой и дельта-слоем марганца (1.5, 2.5, 4 и 8 нм) и серии В, где варьировалось содержание индия  $(x_{In})$  в квантовой яме от 0.09 до 0.3. Описания структур приведены в таблицах 4.1 и 4.2, соответственно.



Рисунок 4.1. Схематическое изображение структуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn.

Рентгено-дифракционные исследования показали, что все структуры имеют хорошее кристаллическое качество. В спектрах рентгеновской дифракции ( $\Theta/2\Theta$  сканирование) для всех образцов наблюдается интерференция верхних слоев GaAs с подложкой. Расположение дельта-слоя марганца непосредственно вблизи квантовой ямы (даже при минимальной толщине спейсера около 1.5 нм) не нарушает когерентность решетки (рисунок 4.2). Подгонка расчетных спектров к экспериментальным кривым в программном комплексе DiffracLeptos 7 [84] позволяет вычислить основные параметры дизайна структур: ширину квантовой ямы, содержание индия в материале квантовой ямы и толщину верхнего слоя GaAs ( $d_c+d_s$ ). Следует отметить, что в большинстве случаев перечисленные расчетные характеристики достаточно хорошо согласуются с данными, полученными из технологического процесса формирования исследуемых структур (таблица 4.2). Состав слоя In<sub>r</sub>Ga<sub>1-r</sub>As также определялся с использованием вычисленной ширины квантовой ямы h<sub>OW</sub> и величины энергии фотона, отвечающего излучению квантовой ямы в спектре фотолюминесценции структур при 77 К (рисунок 4.3), с применением программы расчета уровней квантования в прямоугольной квантовой яме  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  с учетом упругих напряжений [85].

Структура	N⁰	<i>x</i> <sub>In</sub>	$d_{ m s}$ , нм	<i>FWHM</i> , мэВ
A1	6455	0.18	1.5	13
A2	6456	0.16	2.5	9
A3	6458	0.16	4	8
A4	6457	0.18	8	8
A5	6462	Содержит т	только дель	та-слой Mn

Таблица 4.1. Основные технологические параметры структур с различным спейсерным расстоянием между квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn.

Таблица 4.2. Основные параметры дизайна структур с различной глубиной квантовой ямы: определенные из технологических условий роста и рассчитанные по спектрам рентгеновской дифракции и фотолюминесценции.

Nº		Оценка из технологических условий роста		Рентгеновская дифракция			Оценка по ФЛ	
		$d_{c}+d_{s}$ , нм	$h_{ m QW}$ , нм	$d_{c}+d_{s}$ , нм	$h_{ m QW}$ , нм	x <sub>In</sub>	x <sub>In</sub>	<i>FWHM,</i> мэВ
<b>B1</b>	6891	22	10-12	23	12	0.06	0.09	6
<b>B2</b>	6890	22	10-12	15	12	0.11	0.15	7
<b>B3</b>	6888	22	10-12	21	14	0.13	0.16	8
<b>B4</b>	6892	22	10-12	16	10	0.25	0.30	11
<b>B5</b>	6887	Содержит только дельта-слой Мп						

Как видно из представленных данных (таблица 4.2), расчет по подгонке рентгеновских спектров дает меньшие значения x<sub>In</sub>, чем оценка этих величин с использованием спектров фотолюминесценции. Подобное расхождение может быть связано, в первую очередь, с различным проявлением неоднородностей по составу и толщине квантовых ям в методах рентгеновской дифракции и спектроскопии фотолюминесценции. При анализе спектров рентгеновской дифракции получается некоторое усредненное значение  $x_{ln}$ , то есть, такие явления, как сегрегация индия, его неравномерное распределение в направлении роста и в плоскости структуры не учитываются. Рассчитанная ширина квантовой ямы также является усредненной величиной. При фотолюминесценции излучательная рекомбинация осуществляется после того, как неравновесные носители перейдут на нижние энергетические уровни. Поэтому, например, большей части носителей будет энергетически выгодно рекомбинировать через области слоя In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с большим содержанием индия. Таким образом, максимум излучения в спектре фотолюминесценции может соответствовать наибольшему возможному значению  $x_{In}$  в слое  $In_xGa_{1-x}As$  данной структуры. Кроме того, в квантовой яме возможно образование экситонов и излучательная рекомбинация может происходить с их участием. В таком случае энергия основного перехода будет меньше на величину энергии связи экситона, которая в зависимости от соотношения ширины квантовой ямы и эффективного боровского радиуса экситона может достигать 7-9 мэВ [103].



Рисунок 4.2. Спектры рентгеновской дифракции структур с различным спейсерным расстоянием между квантовой ямой и дельта-слоем Mn (структуры A1-A4 в таблице 4.1).



Рисунок 4.3. Спектры фотолюминесценции структур при 77 К с различным содержанием индия  $x_{\text{In}}$ : B1 - 0.09, B3 - 0.16, B4 - 0.3.

На рисунке 4.4*a* приведены спектры фотолюминесценции структур серии **A** в зависимости от толщины спейсерного слоя. Пик в области ~ 1.36 эВ отвечает излучению квантовой ямы, пик с большей энергией – буферному слою GaAs. Обнаружено, что с уменьшением толщины спейсерного слоя между квантовой ямой и дельта-слоем марганца наблюдается спад интенсивности фотолюминесцентного ( $I_{PL}$ ) излучения от квантовой ямы (рисунок 4.4*б*). В случае  $d_s = 2.5$  нм значение  $I_{PL}$  становится на порядок величины меньше

интенсивности структур с большим спейсерным расстоянием, а для образца с  $d_s = 1.5$  нм значение I<sub>PL</sub> уменьшается более чем на три порядка величины. При этом ширина пика фотолюминесценции квантовой ямы на полувысоте возрастает до 13 мэВ (таблица 4.1). Вероятно, основные механизмы безызлучательной рекомбинации можно связать с центрами, обусловленными проникновением марганца в квантовую яму. Встраивание в тонкий слой GaAs (около 5 нм по данным вторичной ионной масс-спектрометрии на наших образцах для содержания марганца 0.2 МС [104]) большого количества примесных атомов марганца (выше предела растворимости), может приводить к появлению дефектов донорного типа - марганец в междоузлии. Кроме того, атомы марганца могут образовывать комплексы с собственными точечными дефектами в слое GaAs, полученном низкотемпературной эпитаксией [105]. Перечисленные дефекты могут участвовать в безызлучательной рекомбинации. Более подробно этот вопрос рассмотрен далее (в главе 5) при изучении диффузии марганца И точечных дефектов В подобных гетеронаноструктурах.



Рисунок 4.4. *a*) Спектры фотолюминесценции при 77 К структур A1 ( $d_s = 1.5$  нм) и A4 ( $d_s = 8$  нм);  $\delta$ ) зависимость относительной интенсивности излучения квантовой ямы от толщины спейсерного слоя.

## 4.1.1 Влияние толщины спейсерного слоя GaAs между квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn на гальваномагнитные свойства и поляризацию излучения структур

Все исследуемые структуры демонстрировали дырочный тип проводимости. По измерениям ЭДС Холла на образцах в геометрии Ван дер Пау были рассчитаны значения подвижности и слоевой концентрации дырок при комнатной температуре. Результаты расчетов показаны в таблице 4.3. С увеличением толщины спейсера до 4-8 нм наблюдается снижение слоевой концентрации более чем в 4 раза и значительное

увеличение подвижности носителей заряда. Такое поведение обусловлено тем фактом, что проводимость в данных структурах осуществляется по двум «конкурирующим» каналам – квантовой яме и дельта-слою марганца. При большей толщине спейсера, по-видимому, преобладает перенос носителей заряда в квантовой яме, и полученные из расчетов в данном случае подвижность и концентрация относятся к дыркам в слое InGaAs, хотя общее (в дельта-слое и в квантовой яме) количество дырок, появляющихся в результате встраивания атомов марганца, вероятно, одинаково для всех структур серии А.

Таблица 4.3. Электрические параметры структур с различным спейсерным расстоянием между квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn при комнатной температуре измерений. Структура 6462 содержит только дельта-слой Mn.

Структура	N⁰	$d_{\rm s}$ , нм	$\mu_{\rm eff}$ , cm <sup>2</sup> /Bc	$p_{\rm s}$ , см <sup>-2</sup>
A1	6455	1.5	15	$6.7 \cdot 10^{13}$
A2	6456	2.5	35	$2.2 \cdot 10^{13}$
A3	6458	4	70	$1.3 \cdot 10^{13}$
A4	6457	8	50	$1.1 \cdot 10^{13}$
A5	6462	-	15	5.4·10 <sup>13</sup>

Температурные зависимости (от 10 до 200 К) слоевого сопротивления структур, показанные на рисунке 4.5, также отражают влияние проводимости по квантовой яме при различной толщине спейсера, отделяющего ее от дельта-легированной Mn области. Особенно наглядно это видно для структуры A4 с толщиной слоя GaAs  $d_s$ =8 нм. В данном случае слоевое сопротивление незначительно изменялось при снижении температуры от комнатной до 150 К, затем уменьшалось и в диапазоне от 70 до 10 К практически не изменялось. Наблюдаемый вид температурной зависимости характерен для проводимости по квантовой яме [62]. В диапазоне температур от 200 К до комнатной слоевое сопротивление близси близким по величине.

Исследуемые образцы демонстрируют нелинейный вид магнитополевых зависимостей сопротивления Холла (рисунок 4.6) при температурах < 30-40 К для значений  $d_s = 1.5$ , 2.5 и 4 нм. Это свидетельствует о спиновой поляризации носителей и наличии ферромагнитных свойств. В случае  $d_s = 8$  нм наблюдается линейная зависимость  $R_{\rm H}(H)$ , что связано с преобладанием канала проводимости по квантовой яме, и, повидимому, можно говорить об ослаблении роли спин-поляризованных носителей в процессе проводимости при увеличении спейсерного расстояния между квантовой ямой и дельта-слоем Mn.



Рисунок 4.5. Температурные зависимости слоевого сопротивления структур с различной толщиной спейсерного слоя GaAs  $d_s$ , нм: A1 – 1.5, A2 – 2.5, A3 – 4, A4 – 8, A5 соответствует структуре с одиночным дельта-слоем Mn.



Рисунок 4.6. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла при 10 К для образцов с различной толщиной спейсерного слоя GaAs  $d_s$ , нм: A1 – 1.5, A2 – 2.5, A3 – 4, A4 – 8, A5 соответствует структуре с одиночным дельта-слоем Mn.

Подтверждением наблюдения ферромагнетизма в исследуемых структурах также служит наличие отрицательного магнетосопротивления, возникающего благодаря уменьшению рассеяния дырок на отдельных магнитных моментах атомов марганца, которые сориентированы вдоль приложенного магнитного поля. Установлено, что увеличение спейсерного расстояния между квантовой ямой и дельта-слоем Mn приводит к уменьшению величины отрицательного магнетосопротивления (рисунок 4.7). Образец с  $d_s = 8$  нм демонстрирует самое низкое по величине *MR*, которое становится положительным уже при 30 K, в то время как для структур с меньшим спейсерным расстоянием *MR* остается отрицательным вплоть до 50-60 K. Наблюдаемый эффект, вероятно, связан со снижением влияния спин-зависимого рассеяния носителей заряда на проводимость в структурах.



Рисунок 4.7. Зависимость магнетосопротивленя от внешнего магнитного поля при 10 К для образцов с различной толщиной спейсерного слоя GaAs  $d_s$ , нм: A1 – 1.5, A2 – 2.5, A3 – 4, A4 – 8, A5 соответствует структуре с одиночным дельта-слоем Mn.

Присутствие спин-поляризованных дырок в дельта-легированных марганцем гетеронаноструктурах InGaAs/GaAs проявлялось не только в продольном транспорте, но и в излучательных свойствах. Ранее было показано, что дельта-слой марганца, расположенный вблизи квантовой ЯМЫ InGaAs, является источником спинполяризованных дырок, которые туннелируют в квантовую яму с сохранением спина, где могут рекомбинировать с электронами с излучением циркулярно-поляризованного света (фото- и электролюминесценции) [55,56,106]. Была предложена физическая модель процессов спиновой поляризации, заключающаяся в обменном взаимодействии *sp-d* типа между дырками в квантовой яме и ионами Mn в дельта-слое с последующей эмиссией циркулярно-поляризованного излучения, возникающего из-за рекомбинации спинполяризованных дырок и неполяризованных электронов в квантовой яме [56].

Проведено изучение магнитополевых зависимостей степени циркулярной поляризации фотолюминесцентного излучения ( $P_{\rm PL}$ ) гетеронаноструктур InGaAs/GaAs A2 - А4 (таблица 4.1). Измерения выполнены по обычной схеме с использованием четвертьволновой пластины, описание 2. методики представлено В главе Поляризационные характеристики структуры А1 не удалось исследовать из-за низкого

уровня сигнала фотолюминесценции квантовой ямы. Результаты исследований при температуре 10 К показаны на рисунке 4.8. Зависимости  $P_{PL}(H)$  являются нелинейными в области магнитных полей до 2000 Э, что подтверждает наличие ферромагнитных свойств. Линейные участки  $P_{PL}(H)$  в области H > 2000 Э, обусловлены сильным зеемановским расщеплением из-за увеличения значения g-фактора дырок вследствие их сильной локализации в области квантовой ямы [57]. Степень циркулярной поляризации фотолюминесценции квантовой ямы при увеличении спейсерного расстояния уменьшается. Величина  $P_{\rm PL}(H)$  составляет 6 % в поле 3500 Э для структуры с толщиной спейсера 2.5 нм и снижается до 0.3 % при толщине спейсерного слоя 8 нм. Это может свидетельствовать о возрастании количества преимущественно неполяризованных по спину носителей в квантовой яме InGaAs/GaAs с увеличением расстояния до дельта-слоя марганца в барьере GaAs.



Рисунок 4.8. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации фотолюминесценции квантовой ямы при 10 К для структур с различной толщиной спейсерного слоя *d*<sub>s</sub>, нм: A2 – 2.5, A3 – 4, A4 – 8.

Результаты гальваномагнитных исследований были использованы для расчета слоевой концентрации дырок (рисунок 4.9*a*) и эффективной холловской подвижности (рисунок 4.9*б*) в диапазоне температур от 10 до 80 К. Методика расчета представлена в главе 2. Из рисунка видно, что зависимости  $p_s(T)$  и  $\mu_{eff}(T)$  для образца со спейсерным расстоянием 8 нм имеют вид, характерный для случая проводимости по квантовой яме [107]: значения  $p_s$  и  $\mu_{eff}$  вначале слабо изменяются с понижением температуры, а затем остаются практически постоянными (в интервале температур 10-30 К). При этом величина подвижности достигает значения приблизительно 4000 см<sup>2</sup>/В·с.

В отсутствие квантовой ямы, в случае структуры с одиночным дельта-легированным марганцем слоем GaAs, эффективная подвижность дырок на порядок величины меньше.

Кроме того, с понижением температуры от 80 до 40 К  $\mu_{eff}$  вначале увеличивается, а затем уменьшается в диапазоне от 40 до 10 К, а слоевая концентрация носителей показывает противоположную тенденцию поведения. Такие температурные зависимости  $\mu_{eff}$  и  $p_s$ , предположительно, обусловлены сменой механизма проводимости носителей: вблизи 40 К проводимость по валентной зоне сменяется двумерной прыжковой проводимостью по примесной зоне [108].

Для структур A1 - A3 с толщинами спейсерных слоев GaAs 1.5, 2.5 и 4 нм зависимости  $\mu_{eff}(T)$  и  $p_s(T)$  имеют вид, который можно считать промежуточным между описанными выше характерными случаями. При этом величина эффективной подвижности возрастает во всем температурном диапазоне с увеличением спейсерного расстояния, что, по-видимому, указывает на усиление роли квантовой ямы в проводимости.



Рисунок 4.9. Температурные зависимости *a*) слоевой концентрации и  $\delta$ ) эффективной подвижности дырок для образцов с различной толщиной спейсерного слоя  $d_s$ , нм: A1 – 1.5, A2 – 2.5, A3 – 4, A4 – 8, A5 соответствует структуре с одиночным дельта-слоем Mn.

Было произведено моделирование зонной структуры с использованием программы 1D Poisson/Schrödinger [87], позволяющей решать уравнения Шредингера и Пуассона в одномерном приближении (рисунок 4.10). Следует отметить, что данный расчет не учитывал упругие напряжения в слое InGaAs. При расчетах была использована стандартная методика формирования файла моделирования, в котором поочередно описываются параметры каждого слоя гетеронаноструктуры (толщина, концентрация носителей, ширина запрещенной зоны для температуры 77 К). Дельта-слой марганца представлялся как тонкий (5 нм) слой GaMnAs с концентрацией дырок ~ 1.4·10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup> при 77 К. Согласно моделированию в таких условиях заполненными являются три дырочных уровня: два из них отвечают тяжелым дыркам и один - легким.



Рисунок 4.10. Рассчитанные в одномерном приближении для температуры 77 К значения волновых функций заполненных состояний структур с различной толщиной спейсера между квантовой ямой и дельта-слоем Mn,  $d_s$ , нм : a - 1.5, 6 - 2.5, e - 4, z - 8.

Энергии  $E_{hh1}$  (жирная линия) и  $E_{hh2}$  (тонкая линия), определяющие положение уровней тяжелых дырок, отсчитываются от уровня Ферми. Моделирование показало наличие перекрытия волновых функций заполненных состояний дырок, локализованных в квантовой яме и дельта-слое Mn для  $d_s = 1.5$ , 2.5 и 4 нм (рисунки 4.10*a*, *б*, *в*). Таким образом, результаты моделирования подтверждают возможность присутствия спинполяризованных носителей как в области дельта-слоя, так и в квантовой яме In<sub>x</sub>Ga<sub>1</sub>. <sub>x</sub>As/GaAs. При увеличении спейсерного расстояния перекрытие волновых функций снижается, и практически пропадает при  $d_s = 8$  нм (рисунок 4.10*г*), чем можно объяснить уменьшение степени циркулярной поляризации фотолюминесценции, отсутствие аномального эффекта Холла и меньшее по величине магнетосопротивление в этом случае.

Модельные расчеты позволили также получить одномерные (в направлении роста

структур) распределения концентрации носителей заряда, появляющихся в результате введения акцепторной примеси марганца. На рисунке 4.11 показаны такие зависимости, рассчитанные для температуры измерений 77 К. Видно, что с увеличением толщины спейсера GaAs, разделяющего легированную Mn область и слой InGaAs, концентрация дырок в квантовой яме уменьшается, но благодаря значительному увеличению их подвижности канал проводимости по квантовой яме начинает доминировать. В связи с этим, как обсуждалось выше, экспериментально наблюдается ряд особенностей магнитотранспортных и излучательных свойств исследованных гетероструктур.



Рисунок 4.11. Рассчитанные в одномерном приближении для температуры 77 К распределения концентрации дырок с структурах с различной толщиной  $d_s$ , нм: A1 – 1.5, A2 – 2.5, A3 – 4, A4 – 8, A5 соответствует структуре с одиночным дельта-слоем Mn.

# 4.1.2 Влияние содержания индия в квантовой яме InGaAs/GaAs на гальваномагнитные свойства и поляризацию излучения структур с дельта-слоем Mn

Дельта-легированные Mn структуры, отличающиеся содержанием индия в квантовой яме InGaAs/GaAs, также имели дырочный тип проводимости. Результаты расчетов значений  $\mu_{eff}$  и  $p_s$  для данной серии структур показаны в таблице 4.4. С увеличением содержания индия в слое InGaAs наблюдается снижение  $p_s$  более чем в 5 раз и значительное увеличение  $\mu_{eff}$  (по отношению к контрольному образцу **B5** без квантовой ямы). По-видимому, можно предполагать, что при  $x_{In} = 0.3$  будет преобладать перенос носителей заряда по квантовой яме, и полученные из расчетов  $\mu_{eff}$  и  $p_s$  относятся к дыркам в слое InGaAs.

Таблица 4.4. Электрические параметры структур с различным содержанием индия (*x*<sub>In</sub>) в квантовой яме InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn при комнатной температуре измерений. Структура 6887 содержит только дельта-слой Mn.

Структура	N⁰	$x_{\mathrm{In}}$	$\mu_{\rm eff},{\rm cm}^2/{\rm B}{\cdot}{\rm c}$	$p_{\rm s},{\rm cm}^{-2}$
B1	6891	0.09	20	$5.2 \cdot 10^{13}$
B2	6890	0.15	30	$3.3 \cdot 10^{13}$
B3	6888	0.16	35	$3.3 \cdot 10^{13}$
<b>B4</b>	6892	0.30	70	$1.2 \cdot 10^{13}$
B5	6887	-	15	$6.8 \cdot 10^{13}$

Зависимости  $R_s$  от температуры приведены на рисунке 4.12. Кривая  $R_s(T)$  для контрольного образца **B5** с одиночным дельта-слоем Mn содержит максимум при температуре ~ 30 K, который, вероятно, обусловлен фазовым переходом ферромагнетикпарамагнетик [94]. Для образцов **B1-B3** с содержанием индия 0.09-0.16 зависимости носят полупроводниковый характер: наблюдается увеличение  $R_s$  с понижением температуры. В случае структуры с  $x_{In} = 0.3$  слоевое сопротивление уменьшается при температурах ниже 200 K, а в диапазоне от 50-60 до 10 K остается практически постоянным, что характерно для преобладания проводимости по квантовой яме [62].



Рисунок 4.12. Температурные зависимости слоевого сопротивления структур с различным содержанием индия в квантовой яме: В1 соответствует  $x_{ln} = 0.09$ , В3 -  $x_{ln} = 0.16$ , В4 -  $x_{ln} = 0.3$ , В5 - структуре с одиночным дельта-слоем марганца. Вид зависимости для структур В2 и В3 подобен, поэтому на рисунке приведена только одна из них.

Исследуемые структуры **B1-B3** и **B5** демонстрируют ферромагнитные свойства: наличие отрицательного магнетосопротивления и нелинейный вид зависимости

холловского сопротивления (рисунки 4.13*a* и  $\delta$ ). Увеличение содержания индия в квантовой яме до  $x_{In} = 0.3$  приводит к появлению положительного *MR* и линейной зависимости  $R_H(H)$ . Эти эффекты указывают на преобладание канала проводимости по слою InGaAs с таким содержанием индия, причем носители в нем, по-видимому, не являются спин-поляризованными.

Магнитотранспортные измерения можно сопоставить с исследованиями циркулярной поляризации фотолюминесценции структур. Обнаружено, что фотолюминесцентное излучение структур с дельта-слоем Mn в магнитном поле (геометрия Фарадея) становится частично циркулярно-поляризованным, при этом в спектре излучения квантовой ямы доминирует лево-поляризованная компонента (положительный знак степени поляризации).



Рисунок 4.13. Магнитополевые зависимости при 10 К величины: *a*) магнетосопротивления и  $\delta$ ) сопротивления Холла структур с различным содержанием индия в квантовой яме  $x_{\text{In}}$ : В1 - 0.09, В3 - 0.16, В4 - 0.3, В5 - структура с одиночным дельта-слоем Мп. Вид зависимостей для структур В2 и В3 подобен, поэтому приведена только одна из них.

Как показано на рисунке 4.14, наблюдаемая зависимость степени циркулярной поляризации излучения от магнитного поля в целом подобна магнитополевой зависимости относительной намагниченности ( $M_{\rm H}$ ). Величина  $M_{\rm H}$  определялась из измерений эффекта Холла следующим образом:  $M_{\rm H}(H) \sim R_{\rm AH}(H)/R_{\rm s}(H)$ , где  $R_{\rm AH}$  – составляющая  $R_{\rm H}(H)$ , соответствующая аномальному эффекту Холла, а  $R_{\rm s}$  – слоевое сопротивление структуры [15]. Относительная намагниченность с точностью до константы соответствует намагниченности образца. Факт подобия магнитополевых зависимостей циркулярной поляризации фотолюминесценции, обусловленной рекомбинационным излучением неравновесных (возбужденных) носителей, и аномальной составляющей эффекта Холла, связанного с транспортом равновесных носителей, по-видимому, связан с определяющей ролью намагниченности в поведении  $P_{\rm PL}(H)$  и  $R_{\rm AH}(H)$  в области слабых полей.



Рисунок 4.14. Магнитополевые зависимости *1* - степени циркулярной поляризации фотолюминесценции квантовой ямы (точки), *2* - относительной намагниченности (сплошная линия) структуры В3 с содержанием индия *x*<sub>In</sub> = 0.16 при 10 К.

Как отмечалось выше, линейный участок  $P_{PL}(H)$  в области H > 2000 Э, обусловлен сильным зеемановским расщеплением из-за увеличения значения *g*-фактора дырок вследствие их сильной локализации в области квантовой ямы. Увеличение содержания In в квантовой яме до 0.3 приводит к снижению степени циркулярной поляризации на порядок величины (таблица 4.5). Это подтверждает предположение о присутствии преимущественно неполяризованных по спину носителей в глубоких квантовых ямах.

Таблица 4.5. Влияние содержания индия в квантовой яме на оптические характеристики структур. Поляризационные характеристики структуры **B1** не удалось исследовать из-за низкого уровня сигнала фотолюминесценции квантовой ямы.

Структура	$x_{ m In}$	<i>ds</i> , нм	<i>FWHM</i> , мэВ (77К)	<i>P</i> <sub>PL</sub> , % ( <i>T</i> = 10 К; <i>H</i> = 3500 Э)
B1 (6891)	0.09	4	6	-
B2 (6890)	0.15	4	7	3.6
B3 (6888)	0.16	4	8	3.2
B4 (6892)	0.30	4	11	0.4

Моделирование зонной структуры дельта-легированных Mn образцов с различным содержанием индия в квантовой яме с использованием программы 1D Poisson/Schrödinger приводит к результатам, аналогичным для модельных структур, отличающихся толщиной спейсерного слоя GaAs (рисунок 4.15).



Рисунок 4.15. Рассчитанные в 1D приближении (77 К) зонные диаграммы ( $E_V$ ) и волновые функции заполненных состояний структур с  $x_{In}$ : *a*) 0.09, *б*) 0.16, *в*) 0.3. Энергии  $E_{hh1}$  и  $E_{hh2}$  определяют положение заполненных уровней тяжелых дырок и отсчитываются от уровня Ферми. Фрагмент *г*) содержит рассчитанные для температуры 77 К распределения концентрации дырок для структур с различным  $x_{In}$ :  $\theta$  – с одиночным дельта-слоем Mn; I – 0.09, 2 – 0.16, 3 – 0.3.

Увеличение  $x_{ln}$  от 0.09 до 0.3 при  $d_s = 4$  нм приводит к практически полному пространственному разделению волновых функций: волновая функция, отвечающая уровню  $E_{hh1}$ , сосредоточена в области дельта-слоя, а волновая функция для уровня  $E_{hh2}$  – в области квантовой ямы. Эти расчетные данные коррелируют с наблюдаемым малым значением степени циркулярной поляризации излучения квантовой ямы и с гальваномагнитными свойствами структуры при  $x_{ln} = 0.3$ .

С использованием результатов гальваномагнитных исследований был проведен расчет эффективной холловской подвижности и слоевой концентрации дырок в диапазоне температур от 10 до 300 К (рисунок 4.16). Для образца с  $x_{ln} = 0.3$  значения  $p_s$  и  $\mu_{eff}$  вначале монотонно изменяются с понижением температуры, а затем слабо меняются в интервале температур 10-80 К. При этом величина подвижности достигает приблизительно 2500 см<sup>2</sup>/В·с. Как отмечалось выше, подобные зависимости  $p_s(T)$  и  $\mu_{eff}(T)$  имеют вид, характерный для случая проводимости по квантовой яме. Наблюдаемые температурные зависимости  $\mu_{eff}$  и  $p_s$  для структуры с одиночным (без квантовой ямы) дельталегированным марганцем GaAs слоем предположительно обусловлены сменой механизма проводимости носителей при низких температурах. Для структур со значениями  $x_{ln}$ =0.09 или  $x_{ln}$ =0.15-0.16 зависимости  $\mu_{eff}(T)$  и  $p_s(T)$  имеют вид, который можно считать промежуточным между двумя рассмотренными выше случаями.



Рисунок 4.16. Температурные зависимости *a*) эффективной подвижности;  $\delta$ ) слоевой концентрации дырок образцов с различным содержанием индия  $x_{\text{In}}$ : B1 - 0.09, B3 - 0.16, B4 - 0.3, B5 - структура с одиночным дельта-слоем Mn. Вид зависимостей для структур B2 и B3 подобен, поэтому приведена только одна из них.

Согласно [109] для гетероструктур, имеющих два проводящих слоя, при описании эффекта Холла величины  $\mu_{eff}$  и  $p_s$  можно выразить через электрические параметры отдельных слоев следующим образом:

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{p_1 \mu_2^2 + p_2 \mu_2^2}{p_1 \mu_1 + p_2 \mu_2} \tag{4.1}$$

$$p_{5} = \frac{(\mu_{1}\mu_{1} + \mu_{2}\mu_{2})^{2}}{p_{1}\mu_{1}^{2} + p_{2}\mu_{2}^{2}}.$$
(4.2)

Здесь  $p_1$ ,  $\mu_1$  и  $p_2$ ,  $\mu_2$  соответствуют слоевой концентрации и подвижности носителей заряда в первом и втором слое.

В нашем случае, используя полученные из эксперимента значения  $\mu_{eff}$  и  $p_s$  для образца с двумя каналами проводимости (например, для образца ВЗ) и рассчитанные значения  $p_1$ ,  $\mu_1$  для образца с одиночным дельта-слоем Mn (B5), с применением численного метода по формулам (4.1), (4.2) были вычислены эффективная подвижность и слоевая концентрация дырок во втором канале проводимости образца ВЗ ( $p_2$ ,  $\mu_2$ ) – квантовой яме InGaAs. Результаты расчетов показаны на рисунке 4.17. Видно, что полученные численным методом значения для проводимости по квантовой яме хорошо согласуются с экспериментальными результатами для образца с максимальным содержанием индия **В4** (рисунок 4.16). Как и в эксперименте, величина подвижности достигает ~ 2000 см<sup>2</sup>/В·с при температурах ниже 50 К.



Рисунок 4.17. Температурные зависимости *a*) эффективной подвижности, *б*) слоевой концентрации дырок: кривые l – соответствуют структуре B3 с  $x_{In} = 0.16$ , 2 – структуре B5 с одиночным дельта-слоем Mn, 3 – значения, рассчитанные для проводимости по квантовой яме образца B3 с применением численного метода (формулы 4.1, 4.2).

Используемый расчет электрических параметров по двухслойной модели позволяет сделать оценку эффективной подвижности и слоевой концентрации носителей заряда в слое квантовой ямы дельта-легированных марганцем гетероструктур.

#### 4.2 Исследование гетероструктур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и дельта-слоем Мп

При выполнении настоящей работы впервые были изготовлены и исследованы ферромагнитные полупроводниковые структуры, содержащие квантовую яму GaAsSb/GaAs и дельта-слой марганца.

Исследуемые гетеронаноструктуры GaAsSb/GaAs с дельта-слоем марганца также были выращены комбинированным методом МОСГЭ и импульсного лазерного нанесения на подложках полуизолирующего GaAs, вырезанных с отклонением 2° от плоскости (100). Изготовление образцов, как и в случае гетероструктур InGaAs/GaAs, начиналось с выращивания МОС-гидридной эпитаксией при температуре  $T_g = 620^{\circ}$ C буферного слоя GaAs толщиной 0.4 - 0.5 мкм. Квантовая яма GaAs<sub>1-y</sub>Sb<sub>y</sub> (шириной 12 - 15 нм), в отличие от квантовой ямы In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, выращивалась при пониженной температуре 580°C. При такой же температуре поверх слоя GaAs<sub>1-y</sub>Sb<sub>y</sub> формировались дельта-слой углерода и спейсерные слои GaAs, разделяющие квантовую яму и дельта-слои углерода и марганца.

Следует отметить, что температурный диапазон (560–580°С) и соотношение потоков элементов V и III групп (меньше или около 1) для процесса выращивания методом МОСгидридной эпитаксии слоя  $GaAs_{1-v}Sb_v$  (0.1  $\leq v \leq 0.25$ ) хорошего качества были экспериментально определены ранее [110,111]. Содержание сурьмы в квантовых ямах определялось соотношением потоков арсина, триметилсурьмы и триметилгаллия и составляло y = 0.16 - 0.20. Далее методом ИЛН при  $T_g = 400^{\circ}$ С были получены дельтаслой марганца и покровный слой GaAs толщиной ~ 20-40 нм. Содержание марганца в дельта-слое варьировалось в пределах 0.15 - 0.7 МС посредством изменения времени распыления соответствующей мишени и использования ослабляющих лазерное излучение стекол. Дельта-слой углерода в структурах формировался как дополнительный источник носителей заряда – дырок. Аналогичным образом были получены контрольные гетеронаноструктуры: структура без квантовой ямы с дельта-слоями углерода и марганца, структура без марганца, но с дельта-слоем углерода, структура без углерода и марганца, содержащая только квантовую яму GaAsSb/GaAs и покровный слой GaAs, изготовленный методом импульсного лазерного нанесения. Схематичное изображение структур показано на рисунке 4.17. Основные технологические параметры формирования структур и их электрические свойства представлены в таблице 4.6.



Рисунок 4.17. Схематичное изображение гетероструктур GaAsSb/GaAs с дельта-слоями марганца и углерода.

Таблица 4.6. Характеристики изготовленных гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs. Толщина спейсерных слоев, разделяющих квантовую яму и дельта-слои примесей, составляла около 3-4 нм. Структура 6792\* подобна структуре 6777, но не содержит квантовой ямы GaAsSb/GaAs.

	0	Дельта-	300 K		77 K		Покр. слой
N⁰	QMn. MC	слой С	$\mu_{ m eff},\ { m cm}^2/{ m B}{\cdot}{ m c}$	$p_{\rm s}$ , cm <sup>-2</sup>	$\mu_{ m eff},\ { m cm}^2/{ m B}{\cdot}{ m c}$	$p_{\rm s},{\rm cm}^{-2}$	GaAs T <sub>g</sub> , °C
6775	нет	нет	-	-	-	-	580 (МОСГЭ)
6791	нет	нет	-	-	-	-	400 (ИЛН)
6776	нет	есть	210	$8.8 \cdot 10^{12}$	800	$2.7 \cdot 10^{12}$	400 (ИЛН)
6777	0.15	есть	160	$2.2 \cdot 10^{13}$	490	6.5·10 <sup>12</sup>	400 (ИЛН)
6783	0.35	нет	45	$1.8 \cdot 10^{13}$	15	$1.4 \cdot 10^{13}$	400 (ИЛН)
6793	0.7	есть	150	$2.3 \cdot 10^{13}$	490	$6 \cdot 10^{12}$	400 (ИЛН)
6792*	0.15	есть	130	$2.5 \cdot 10^{13}$	514	5.8·10 <sup>12</sup>	400 (ИЛН)

# 4.2.1 Излучательные и структурные свойства гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs с дельта-слоем Мп

Рентгено-дифракционный анализ структур показал наличие интерференции между покровным слоем GaAs и подложкой. Следовательно, как и в случае дельта-легрованных марганцем гетероструктур InGaAs/GaAs, понижение температуры выращивания в процессе лазерного нанесения покровного слоя GaAs и введение в него марганца не привели к ухудшению кристаллического качества структур в целом. Были выполнены расчеты подгоночных спектров рентгеновской дифракции, достаточно хорошо совпадающих с экспериментальными данными. Установлено, что такие подгоночные параметры, как содержание сурьмы в квантовой яме и толщина покровного слоя GaAs, практически совпадают с оценкой их значений по технологическим условиям роста.

Достаточно высокое кристаллическое качество подтверждается результатами исследования фотолюминесцентных свойств структур (рисунок 4.18). Видно, что все структуры демонстрируют высокий уровень фотолюминесцентного сигнала в области квантовой ямы. Кроме того, наблюдается возрастание интенсивности излучения пика фотолюминесценции, соответствующего квантовой яме GaAsSb, и его смещение в область больших энергий при введении в структуру дельта-слоев акцепторных примесей углерода и марганца. Причем, легирование образцов только углеродом (спектр 2) приводит к увеличению полной ширины пика на полувысоте до 56 мэВ против 42 мэВ для нелегированной структуры (спектр 1), а при легировании марганцем происходит уменьшение *FWHM* до 40 мэВ с ростом содержания примеси в дельта-слое от 0.15 до 0.7 МС (спектры 3, 4 и 5).

Возрастание интенсивности фотолюминесцентного излучения квантовой ямы может быть связано с изменениями зонной структуры в приповерхностной области образцов, приводящими к увеличению барьера для электронов и усилению локализации дырок в слое GaAsSb. Вследствие этого может происходить уменьшение термического выброса носителей из области квантовой ямы GaAsSb.

Данное предположение подтверждается результатами моделирования зонной диаграммы структур в одномерном приближении (с использованием пакета программ 1D Poisson/Schrödinger). Ширина запрещенной зоны для твердого раствора GaAs<sub>1-y</sub>Sb<sub>y</sub> рассчитывалась по формуле  $E_g$ = 1.508-1.79y-1.54y<sup>2</sup> [112]. Значение у варьировалось в пределах от 0.15 до 0.2. Предполагалось, что весь разрыв зон на границах с барьерными слоями GaAs приходится на валентную зону. Дельта-легированный Mn слой GaAs был представлен в программе как легированный акцепторной примесью тонкий слой GaAs (толщиной ~ 5 нм).



Рисунок 4.18. Спектры ФЛ (77 К) структур: спектр I – одиночная КЯ GaAsSb (6791); 2 – структура с КЯ GaAsSb и дельта-слоем С (6776). GaAsSb/GaAs структуры с дельта-слоем С и различным содержанием примеси Мп в дельта-слое, МС: 3 – 0.15 (6777); 4 – 0.3 (6783); 5 – 0.7 (6793).

Были рассчитаны зонные диаграммы для трех структур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и различным содержанием Mn в дельта-слое  $Q_{Mn}=0$ , 0.15 и 0.35 MC. Полученные результаты для температуры 77 К показаны на рисунке 4.19*a*. Видно, что введение дельта-слоя акцепторной примеси приводит к изменениям зонной структуры в приповерхностной области образцов: появляется барьер для электронов, который увеличивается с возрастанием  $Q_{Mn}$  от 0.15 до 0.35 MC. При этом дырки, появляющиеся вследствие легирования, находятся как в области дельта-слоя, так и в области квантовой ямы, о чем свидетельствуют результаты расчета распределения концентрации дырок в структуре (рисунок 4.19*6*). Вследствие большого разрыва зон дырки локализованы в области квантовой ямы. Благодаря этим двум факторам происходит уменьшение термического выброса носителей из области квантовой ямы GaAsSb и, как следствие, наблюдается увеличение интенсивности люминесцентного излучения.



Рисунок 4.19. *а*) Зонные диаграммы структур при 77 К: *1* - с одиночной квантовой ямой GaAs<sub>1-y</sub>Sb<sub>y</sub> ( $y_{Sb}$ =0.18) без дельта-слоя Mn, и структур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и дельта-слоем с различным содержанием Mn: *2* - 0.15 и *3* - 0.35 MC. *б*) Распределение объемной концентрации свободных носителей по глубине структуры для структур с  $Q_{Mn}$  = 0.15 и 0.35 MC, соответственно.

Уширение пика фотолюминесценции квантовой ямы при дельта-легировании углеродом покровного слоя GaAs может быть вызвано влиянием примеси C на распределение сурьмы в GaAsSb слое. Это видно из сравнения представленных на рисунке 4.20 ВИМС-профилей распределения Sb, As и C для гетеронаноструктур без легирования (*a*) и с дельта-слоем углерода (*б*). Наблюдается изменение профиля квантовой ямы, проявляющееся в размытии гетерограницы GaAsSb/GaAs из-за сегрегации сурьмы, вероятно, вызванной вытеснением атомов Sb атомами C, поскольку углерод, как и Sb замещает в GaAs элемент V группы - As. Кроме того, вследствие этого квантовая яма становится эффективно мельче и поэтому в спектрах фотолюминесценции регистрируется сдвиг пика в область больших энергий.

Как видно из рисунка 4.206, большая часть примеси углерода сегрегировала в низкотемпературный покровный слой в процессе роста: в поверхностном слое, толщиной 10 нм, концентрация атомов С в 3 раза больше, чем в дельта-слое углерода (рисунок 4.206). Подобное накопление примеси углерода у поверхности наблюдалось в GaAs, облученном ионами С, и отожженном при 800-950°C [113]. Был проведен эксперимент в процессе которого удалялся посредством химического травления приповерхностный слой толщиной ~ 10 нм, где преимущественно располагается примесь С. Затем были измерены электрические свойства структуры. Полученные значения приведены в таблице 4.7. Наблюдаемое сохранение значений концентрации дырок и их подвижности является косвенным подтверждением, что углерод в приповерхностном слое электрически не активен, возможно, вследствие образования комплексов с точечными дефектами.



Рисунок 4.20. ВИМС профили As, Sb, C и Mn структур: *a*) 6775 с одиночной КЯ GaAsSb/GaAs; *б*) 6776 с КЯ и дельта-слоем C; *в*) 6783 с КЯ и дельта-слоем Mn; *г*) 6777 с КЯ и дельта-слоями C и Mn.

Таблица 4.7. Электрические свойства структуры 6776 до и после травления 10 нм покровного слоя.

<i>Т,</i> К	Исходный образец 6776	После химического травления 6776
300	$\mu_{\rm eff}$ =210 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =8.8·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 3340 Ом/кв	$\mu_{\rm eff}$ =220 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =8.9·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 3190 Ом/кв

Напротив, дельта-легирование структур марганцем делает профиль распределения сурьмы в квантовой яме GaAsSb/GaAs более резким (рисунок 4.20*в*). Видно, что атомы марганца проникают в квантовую яму, но при этом гашения фотолюминесцентного излучения от ямы, как это было в случае структур InGaAs/GaAs [104], не наблюдается. Можно предполагать, что марганец препятствует сегрегации атомов сурьмы, поэтому

границы слоя GaAsSb более резкие, что вероятно способствует наблюдаемому улучшению излучательных свойств – увеличению интенсивности излучения и сужению пика ФЛ.

Особый интерес представляет случай совместного легирования структур углеродом и марганцем (рисунок 4.20*г*). Как видно из представленных ВИМС профилей, марганец в количестве 0.15 МС не оказывает значительного влияния на распределение примеси углерода. По-прежнему наблюдается значительное уширение квантовой ямы и сегрегация сурьмы. Вместе с тем, интенсивность пика фотолюминесценции, отвечающего квантовой яме, немного снижается, а его полная ширина на полувысоте уменьшается до 52 мэВ. Последний факт может свидетельствовать о том, что марганец начинает участвовать в процессе сегрегации сурьмы и нейтрализовывать влияние углерода.

### 4.2.2 Гальваномагнитные свойства гетероструктур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и дельта-слоем Mn

Все образцы демонстрируют *p*-тип проводимости (таблица 4.6). Температурные зависимости слоевого сопротивления структур имеют полупроводниковый характер: слоевое сопротивление увеличивается от 2-8 кОм/кв до ~ 50-100 кОм/кв с понижением температуры от комнатной до 10 К. Как видно из представленных данных, при введении уже небольшого количества атомов марганца (около 0.15 MC) концентрация дырок при 300 К возрастает значительным образом, а увеличение  $Q_{\rm Mn}$  до 0.35 и 0.7 MC не приводит к дальнейшему сильному росту  $p_{\rm s}$ . Подобная тенденция в зависимости слоевой концентрации от содержания Mn наблюдалась ранее для одиночных дельта-слоев марганца (глава 3) и, по аналогии, может быть обусловлена процессами автокомпенсации и перехода части атомов марганца в электрически неактивное состояние.

Как указано выше, дельта-слой углерода вводился в легированные Mn гетероструктуры GaAsSb/GaAs как дополнительный источник носителей заряда – дырок. Увеличение количества носителей заряда в полупроводниках A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>, легированных атомами Mn (основными из которых являются GaMnAs и InMnAs), делает вероятным сохранение ферромагнитных свойств до более высоких температур. Носители заряда (дырки) осуществляют косвенное обменное взаимодействие между магнитными моментами ионов Mn и участвуют в возникновении дальнодействующего обменного взаимодействия, что обусловливает появление у них преимущественной спиновой поляризации носителей заряда зависят как от концентрации атомов магнитной примеси, так и от концентрации носителей заряда [114]. Предполагается, что температура
фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик для таких полупроводниковых материалов – температура Кюри  $T_{\rm C} \sim p^{1/3}$ , где p – концентрация дырок [15].

Зависимости от магнитного поля сопротивления Холла и магнетосопротивления структур были исследованы в температурном диапазоне от 10 до 180 К. Практически все дельта-легированные марганцем структуры, за исключением образца 6793 с  $Q_{\rm Mn} = 0.7$  МС, демонстрировали нелинейные зависимости  $R_{\rm H}(H)$  при температурах ниже 20 – 25 К в магнитных полях до ± 3200 Э (рисунок 4.21).



Рисунок 4.21. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs при температуре 10 К с различной величиной  $Q_{Mn}$ , MC: 1 - 0.15 (6777), 2 - 0.35 (6783), 3 - 0.7 (6793).

Примерно в этом же температурном диапазоне регистрировалось отрицательное магнетосопротивление (рисунок 4.22). Обнаружено, что величина MR зависела от содержания марганца в дельта-слое. Максимальная величина MR = 12.5 % наблюдалась в магнитном поле 3800 Э при 10 К для структуры с  $Q_{\rm Mn} = 0.35$  MC, не содержащей дельтаслой углерода. С уменьшением или увеличением количества введенных в покровный слой GaAs атомов марганца наблюдалось снижение величины MR по модулю. Полученные данные позволяют полагать, что при температурах ниже 20 - 25 К гетеронаноструктуры GaAsSb/GaAs обладают ферромагнитными свойствами.



Рисунок 4.22. Зависимости магнетосопротивления от приложенного магнитного поля, измеренные при температуре 10 К с различной величиной  $Q_{\rm Mn}$ , MC: 1 - 0.15 (6777), 2 - 0.35 (6783), 3 - 0.7 (6793).

Используемое повышение концентрации дырок за счет дельта-легирования покровного слоя углеродом оказалось недостаточным для существенного (более чем на 5-10 К) повышения температуры фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик. Кроме того, при большом содержании марганца в дельта-слое (0.7 МС) зависимость  $R_{\rm H}(H)$  становится линейной благодаря преимущественной проводимости по области структуры, легированной углеродом. Это следует из сопоставления показанных в таблице 4.6 электрических характеристик структур. Эффективная подвижность дырок при введении в структуру дельта-слоя углерода имеет более высокие значения. В частности, для образца 6783, не содержащего примеси С, эффективная подвижность дырок при комнатной температуре составляет  $\mu_{\rm eff} = 45 \text{ см}^2/\text{B·c.}$  Структуры 6776, 6777, 6792 и 6793, дельталегированные углеродом, показывают значения  $\mu_{\rm eff}$  от 130 до 200 см<sup>2</sup>/В·с.

Рассчитанные при различных температурах на основе полученных магнитополевых зависимостей сопротивления Холла и *MR* значения слоевой концентрации носителей заряда и их подвижности для образцов, отличающихся наличием (6777) или отсутствием квантовой ямы GaAsSb (6792), показаны на рисунке 4.23. Видно, что зависимости  $\mu_{eff}(T)$  и  $p_s(T)$  для обеих структур практически совпадают. Таким образом, можно заключить, что в исследуемых гетероструктурах GaAsSb/GaAs проводимость осуществляется в основном по слоям GaAs, легированным Mn и C.



Рисунок 4.23. Температурные зависимости слоевой концентрации (*a*) и эффективной подвижности дырок (*б*): *1* соответствует структуре 6777 с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и дельта-слоями Mn и C, *2* – структуре 6792, содержащей только дельта-слои Mn и C.

# 4.2.3 Циркулярная поляризация электролюминесценции гетероструктур GaAsSb/GaAs с дельта-слоем марганца

В данном подразделе представлены результаты по исследованию возможности использования гетероструктур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и дельта-легированным марганцем слоем GaAs для создания спиновых светоизлучающих диодов. Сочетанием методов МОСГЭ и ИЛН были изготовлены диодные гетероструктуры GaAs/GaAs<sub>0.8</sub>Sb<sub>0.2</sub>/GaAs с дельта-слоем марганца на подложке  $n^+$ -GaAs (100). Буферный слой легировался Si до концентрации  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>, ширина квантовой ямы составляла около 10 нм, толщина спейсера GaAs между слоем GaAsSb и дельта-слоем Mn была около 4 нм. Содержание марганца в структурах не превышало  $Q_{\rm Mn} = 0.3$  MC.

Фотолюминесцентные свойства структур исследовались в зависимости от изменения мощности (P) возбуждающего излучения твердотельного лазера с диодной накачкой от 4.5 мВт до 114 мВт ( $\lambda = 532$  нм) при 10 К. Изготовление на основе полученных гетероструктур светоизлучающих диодов включало в себя формирование металлического (Au) контакта методом электронно-лучевого испарения в вакууме, получение мезаструктур диаметром 500 мкм с применением фотолитографии и химического травления и создание омического контакта к подложке  $n^+$ -GaAs искровым вжиганием оловянной фольги. На изготовленных диодах были проведены исследования электролюминесценции и циркулярной поляризации ЭЛ в интервале температур от 10 до 77 К. Спектры ЭЛ измерялись в режиме прямого смещения диодов.

Как обсуждалось в обзоре литературы (глава 1), согласно результатам, представленным в [72], гетеропереход второго рода может образовываться при выращивании квантовой ямы GaAs<sub>1-y</sub>Sb<sub>y</sub>/GaAs с составом y = 0.16 - 0.20. Для гетероструктур второго рода GaAsSb/GaAs наблюдаются оптические непрямые в координатном пространстве переходы между сильно локализованными в слое GaAsSb дырками и слабо локализованными (или делокализованными) электронами в барьерах GaAs (вставка на рисунке 4.24). Характерным признаком непрямых переходов в полупроводниковых гетероструктурах второго рода является возрастание энергии кванта фотолюминесцентного излучения квантовой ямы, пропорциональное  $P^{1/3}$  (здесь P - мощность возбуждающего лазерного излучения) [115].

Исследование зависимости фотолюминесцентных характеристик изготовленных структур от мощности оптической накачки выявило смещение пика излучения квантовой ямы в область больших энергий, величина которого пропорциональна  $P^{1/3}$  (рисунок 4.24). Наблюдаемый синий сдвиг энергии излучения квантовой ямы обусловлен эффектом изгиба зон [116], возникающего из-за пространственно разделенных фотовозбужденных носителей заряда. Это ведет к появлению электрического поля в системе, которое в свою очередь приводит к искривлению валентной зоны и зоны проводимости и, следовательно, перекрытие волновых изменяет функций электронов и дырок. Кроме того. высокоэнергетическое смещение пика фотолюминесценции связывают с появлением вклада от прямых оптических переходов при значительном увеличении интенсивности возбуждения (вставка на рисунке 4.24) [68].

Характерный спектр электролюминесценции диодов с активной областью, содержащей квантовую яму GaAs/GaAs<sub>0.8</sub>Sb<sub>0.2</sub>/GaAs, показан на вставке к рисунку 4.25. Спектр, измеренный при температуре 10 К и токе диода 10 мА, содержит пик при энергии ~ 1.28 эВ, соответствующий излучательному переходу в квантово-размерном слое. При введении диодов в магнитное поле (при температуре 10 К), электролюминесцентное излучение становится циркулярно-поляризованным. Зависимость степени циркулярной поляризации от величины магнитного поля приведена на рисунке 4.25.

112



Рисунок 4.24. Зависимость энергии излучения квантовой ямы GaAs/GaAs<sub>0.8</sub>Sb<sub>0.2</sub>/GaAs при изменении мощности возбуждающего излучения твердотельного лазера с диодной накачкой от 4.5 мВт до 114 мВт ( $\lambda$  = 532 нм) при 10 К. На вставке изображена зонная диаграмма структуры гетероперехода GaAsSb/GaAs [68].



Рисунок 4.25. Зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции от магнитного поля структуры с квантовой ямой GaAs/GaAs<sub>0.8</sub>Sb<sub>0.2</sub>/GaAs, измеренная при температуре 10 К и токе диода 10 мА. На вставке приведен спектр электролюминесценции, измеренный в тех же условиях.

С ростом величины магнитного поля значение  $P_{\rm EL}$  увеличивается и в поле ~ 1000 Ое выходит на насыщение. Величина  $P_{\rm EL}$  в насыщении не превышает 0.1%. Наибольшее значение степени поляризации по абсолютной величине составило 0.0015. Вид магнитополевой зависимости  $P_{\rm EL}$ , подобный показанному на рисунке 4.25, характерен для намагниченности (и магнитных характеристик) ферромагнитного дельта-слоя Mn. Отметим, что для контрольной диодной структуры (содержащей вместо марганца примесь Zn) в тех же условиях эксперимента, значение *P*<sub>EL</sub> было равно нулю с точностью до погрешности измерений.

Полученные результаты могут быть описаны с точки зрения механизма обменного взаимодействия ионов Mn и дырок в квантовой яме, рассмотренного ранее [56,57]. Такое обменное взаимодействие приводит к спиновой поляризации дырок в квантовой яме. При этом рекомбинация носителей, в соответствии со схемой, показанной на вставке рисунка 4.24, сопровождается циркулярно-поляризованным излучением. По-видимому, выводы о влиянии дельта-слоя Mn на поляризацию носителей в KЯ InGaAs/GaAs, сделанные в работах [55,57], могут быть применены и в случае квантово-размерных структур, содержащих слои GaAsSb. Сравнительно низкое значение  $P_{\rm EL}$  (по отношению к структурам с KЯ InGaAs/GaAs [55,57]), вероятно, обусловлено более значительным несовпадением примесной зоны в тонком слое GaAs, легированном Mn, и положением уровня дырок в квантовой яме GaAs<sub>0.8</sub>Sb<sub>0.2</sub>. Указанное предположение согласуется с представленными в работе [106] зависимостями степени циркулярной поляризации от энергии перехода в квантовой яме InGaAs/GaAs.

# 4.3 Полевые гетеронаноструктуры InGaAs/GaAs с подзатворным диэлектриком на основе слоев оксида алюминия

Ранее отмечалось, что гетероструктуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельтаслоем марганца представляют интерес как кандидаты для разработки спинового полевого транзистора, поскольку в них можно создать канал проводимости спин-поляризованных носителей заряда с высокой подвижностью. При выполнении настоящей работы на основе этих гетеронаноструктур были сформированы модельные образцы со спиновым латеральным переносом, являющиеся прототипами спиновых полевых транзисторов. Модельные образцы представляли собой меза-структуры типа «холловский мостик» с подзатворным диэлектриком и полевым электродом размером 3×4 мм<sup>2</sup>. При их изготовлении, кроме дельта-легированных марганцем структур, были использованы контрольные дельта-легированные немагнитной примесью (углеродом) гетероструктуры InGaAs/GaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и температуре 600 - 620°C. Структуры содержали нелегированный буферный слой GaAs толщиной ~ 0.4 мкм, квантовую яму InGaAs/GaAs с содержанием индия x~0.1 и и/или дельта-легированный углеродом слой GaAs. Толщина спейсера GaAs между квантовой ямой и дельта-слоем С составляла 3 - 4 нм, а толщина покровного слоя GaAs около 20 - 30 нм.

Процесс изготовления модельных образцов состоял из следующих процедур:

- с использованием фотолитографии и последующего химического травления на глубину 0.5 - 0.6 мкм на основе указанных выше GaAs-структур формировались мезаструктуры типа холловский мостик с размерами 3×4 мм<sup>2</sup>;

- методом электронно-лучевого распыления в вакууме при температуре 160 - 200°С в едином ростовом цикле формировались слой подзатворного диэлектрика (комбинированные конструкции диэлектриков Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub>) и металлические контакты Au (30 нм)/Ti (15 нм).

- с использованием фотолитографии и последующего химического травления формировались управляющий электрод и контактные площадки образца.

Полученные таким образом образцы представляют собой меза-структуры типа «холловский мостик» с контактными площадками, подзатворным диэлектриком и управляющим металлическим электродом (рисунок 4.26).



Рисунок 4.26. Фотографическое изображение изготовленных меза-структур типа «холловский мостик» с подзатворным диэлектриком и управляющим электродом, представляющих собой модельные образцы спиновых полевых транзисторов.

После формирования меза-структур с использованием ультразвуковой сварки к контактной площадке управляющего электрода крепились золотые проволочки диаметром порядка 25 мкм. К контактным площадкам холловского мостика аналогичные проволочки припаивались с использованием сплава на основе индия. Это было необходимой операцией для последующего монтажа меза-структур на держатель и проведения исследований. В качестве подзатворного диэлектрика использовали, в основном, трехслойную композицию  $Al_2O_3/SiO_2/Al_2O_3$ . Согласно ранее полученным результатам [117], использование трехслойного диэлектрика  $Al_2O_3/SiO_2/Al_2O_3$  приводит к повышению рабочих напряжений для GaAs-структур с двумерным каналом проводимости в несколько раз по сравнению с одиночным слоем  $Al_2O_3$ . Введение промежуточного слоя SiO<sub>2</sub> способствует прерыванию каналов паразитной проводимости, присутствующих в слоях

оксида алюминия, а верхний слой  $Al_2O_3$  позволяет предотвратить проникновение атомов Au и Ti вглубь диэлектрика. Использование титана в данном случае позволяет улучшить адгезию пленки Au [58]. Толщина слоев  $Al_2O_3$  составляла 10 нм. Толщина диэлектрика SiO<sub>2</sub> для структуры 6942 с одиночным дельта-слоем углерода составляла 200 нм, для структуры 6944 - 130 нм и для структуры с одиночным дельта-слоем марганца 6781 – 100 нм. При формировании меза-структуры с управляющим электродом на основе образца 6458 был нанесен двухслойный диэлектрик SiO<sub>2</sub> (50 нм)/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (30 нм). На поверхность структуры вначале наносился слой  $Al_2O_3$ .

Описание полученных образцов приведено в таблице 4.8. Для всех структур была исследована возможность управления проводимостью в двумерном канале (схема измерений показана на рисунке 4.27). Использование управляющего электрода в зависимости от прикладываемого на затвор напряжения  $V_{\rm G}$  позволило влиять на концентрацию носителей в области дельта-слоя: уменьшать (при  $V_{\rm G} < 0$ ) или увеличивать (когда $V_{\rm G} > 0$ ) наклон зависимости сопротивления Холла от магнитного поля для структур с дырочным типом проводимости.

Nº	Особенности структуры GaAs	Тип диэлектрика	Толщины диэлектрических слоев, нм
6942	Дельта-слой С	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub> /Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	10/200/10
6944	Дельта-слой С и КЯ InGaAs/GaAs	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub> /Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	10/130/10
6458	Дельта-слой Mn и КЯ InGaAs/GaAs	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub>	30/50
6781	Дельта-слой Mn	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub> /Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	10/100/10

Таблица 4.8.	Описание исследуемых	меза-структур.
1		mese erpjarjp.



Рисунок 4.27. Схема измерений с использованием меза-структуры типа «холловский мостик» с управляющим электродом: 1 - контактные площадки; 2 - диэлектрик; 3 – управляющий электрод.

Вначале обсудим результаты исследований изготовленных меза-структур с управляющим электродом, полученные для образцов, легированных углеродом. На рисунке 4.28 представлены магнитополевые зависимости сопротивления Холла (a) и слоевой концентрации дырок (б) от приложенного смещения  $V_{\rm G}$  при температуре измерений 80 К для структуры 6944. Как видно из рисунка, изменение p<sub>s</sub> пропорционально величине прикладываемого на затвор напряжения. Значительное уменьшение (в 5 раз) концентрации носителей наблюдается в случае положительного напряжения величиной 20 В на затворе. Слабое увеличение концентрации носителей при приложении отрицательного смещения может быть обусловлено отсутствием дополнительных каналов/областей – поставщиков дырок, поскольку все имеющиеся дырки уже задействованы в процессе проводимости.



Рисунок 4.28. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла (*a*) и слоевой концентрации дырок (*б*) от приложенного смещения для структуры 6944 с двумя каналами проводимости: КЯ InGaAs и дельта-слоем С при температуре 80 К.

Рассчитанные с использованием  $R_{\rm H}(H)$  значения слоевой концентрации дырок для структуры 6942 с одиночным дельта-слоем углерода в зависимости от величины и знака подаваемого на затвор напряжения при различных температурах измерения представлены в таблице 4.9. Видно, что с увеличением значения положительного смещения до 30 В удается уменьшить концентрацию носителей в двумерном канале проводимости в 3.5 раза. Отрицательное смещение позволяет в значительно меньшей степени влиять на концентрацию дырок (увеличение  $p_{\rm s}$  лишь на 12%).

Температура	Напряжение смещения V <sub>G</sub> , В							
измерений, К	-40	-20	-10	0	+10	+20	+30	
100	8.76	8.24	8.17	7.73	3.56	2.27	2.2	
200	-	17.7	_	13.6	7.76	7.67	-	
300	-	-	17.4	16.1	14.5	11.3	-	

Таблица 4.9. Слоевая концентрация дырок  $p_s [10^{11} \text{ см}^{-2}]$  в зависимости от приложенного смещения  $V_G$  при различной температуре для образца 6942 с одиночным дельта-слоем углерода.

На основе гетеронаноструктур, содержащих дельта-легированные марганцем ферромагнитные слои GaAs (описание структур и анализ их гальваномагнитных свойств содержится в разделе 4.1), были сформированы модельные образцы со спиновым латеральным переносом (меза-структуры с управляющим электродом), являющиеся прототипами спиновых полевых транзисторов. Некоторые результаты исследований изготовленных образцов представлены на рисунках 4.29 - 4.31. Как было показано выше (раздел 4.1), гетеронаноструктуры, использованные для изготовления образцов, демонстрируют нелинейные магнитополевые зависимости сопротивления Холла и отрицательное магнетосопротивление, что указывает на наличие в них ферромагнитных свойств и спинзависимого транспорта при температурах ниже  $T_{\rm C}$  (около 30 - 40 K).

Известно, что возникновение ферромагнетизма в полупроводниковых GaAs структурах, легированных Мп, связано с наличием достаточного количества свободных носителей заряда (дырок) [33]. Обнаружено, что концентрация дырок в ферромагнитных слоях однородно-легированного GaMnAs достигает значений 10<sup>19</sup> - 10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup> при комнатной температуре измерений. Ферромагнитное упорядочение ионов магнитной примеси появляется благодаря их обменному взаимодействию через свободные носители заряда, которые при этом становятся поляризованными по спину. В гальваномагнитных свойствах ферромагнетизм проявляется в виде аномального эффекта Холла (нелинейные зависимости  $R_{\rm H}(H)$ ) и отрицательного магнетосопротивления благодаря преобладанию в проводимости спин-поляризованных дырок. Предполагалось, что использование управляющего электрода в зависимости от величины прикладываемого на затвор напряжения позволит увеличить или уменьшить концентрацию носителей в области дельта-слоя Mn и тем самым повлиять на ферромагнитные свойства и вид зависимости холловского сопротивления от магнитного поля.

На рисунке 4.29 приведены зависимости *R*<sub>H</sub>(*H*) для образца с одиночным дельтаслоем марганца (6781) при различных значениях управляющего напряжения на затворе. Температура измерений составляла 100 К. При этой температуре исследуемый образец обладает парамагнитными свойствами, что подтверждается линейными магнитополевыми зависимостями холловского сопротивления. Видно, что положительные значения управляющего напряжения увеличивают величину  $R_{\rm H}$ , «оттесняя» дырки из области дельта-слоя, а отрицательные значения  $V_{\rm G}$  увеличивают плотность носителей заряда, что проявляется в уменьшении  $R_{\rm H}$ . При температурах ниже температуры фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик данный образец имел высокие значения сопротивления, сопоставимые по величине с сопротивлением подзатворного трехслойного диэлектрика, поэтому реализовать управление проводимостью двумерного канала при температурах 10 – 40 К напряжением на затворе не предоставлялось возможным.



Рисунок 4.29. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла образца с одиночным дельта-слоем Mn (6781) для различных значений напряжения, подаваемого на затвор.

Зависимости  $R_{\rm H}(H)$  при различных значениях  $V_{\rm G}$  для образца с управляющим электродом, изготовленного на основе гетроструктуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем марганца (6458), приведены на рисунке 4.30*a*. При температуре измерения 10 К положительное значение напряжения на затворе (+1 В) значительным образом уменьшает вклад аномального эффекта Холла и увеличивает вклад нормальной составляющей  $R_{\rm H}$ .

С увеличением подаваемого на затвор напряжения до +3 В характер зависимости  $R_{\rm H}(H)$  изменяется от нелинейного к практически линейному (рисунок 4.31). При этом наклон в области нормального Холла возрастает, что свидетельствует об уменьшении концентрации дырок (от 4.10<sup>11</sup> до 2.10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>). Эти особенности поведения  $R_{\rm H}(H)$  демонстрируют возможность управления спинзависимым каналом проводимости с использованием электрического поля.



Рисунок 4.30. Магнитополевые зависимости *a*) сопротивления Холла и  $\delta$ ) магнетосопротивления образца с квантовой ямой InGaAs и дельта-слоем марганца (6458) для различных значений напряжения, подаваемого на затвор ( $V_{\rm G} = \pm 1$  В)



Рисунок 4.31. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла образца с квантовой ямой InGaAs и дельта-слоем марганца (6458) для различных значений напряжения, подаваемого на затвор ( $-1 \text{ B} \le V_{\text{G}} \le 3 \text{ B}$ ).

Представленные зависимости MR(H) содержат участки с положительным магнетосопротивлением (рисунок 4.30*б*), что обусловлено эффектом анизотропного магнетосопротивления, состоящем во влиянии на сопротивление ферромагнитного материала взаимной ориентации вектора намагниченности и направления протекающего тока [99]. Положительное напряжение на затворе (+1 В) увеличивает диапазон магнитных полей, в котором сохраняется эффект АМС, или, другими словами, ослабляет вклад отрицательного магнетосопротивления. Уменьшение доли ОМС можно интерпретировать,

как результат снижения степени упорядочения магнитных моментов ионов марганца в структурах, что приводит к увеличинию рассеяния носителей заряда.

Следует отметить такую особенность: изготовленные на основе гетероструктур с марганцем меза-приборы с управляющим электродом, как правило, не позволяли варьировать подаваемое на затвор напряжение в пределах шире ± 5 В. Основное отличие данных гетероструктур от образцов 6942 и 6944 – это присутствие низкотемпературного покровного слоя GaAs, изготовленного методом импульсного лазерного нанесения. Было показано, что такой слой может содержать точечные дефекты и комплексы на их основе, создающие глубокие зарядовые центры [118]. Это обстоятельство, по-видимому, оказывает значительное влияние на реализацию управления внешним электрическим полем проводимостью в двумерном канале дельта-легированной области и/или квантовой ямы.

#### 4.4 Выводы к главе 4

Исследованы гетероструктуры на основе GaAs, содержащие одиночную квантовую яму InGaAs/GaAs или GaAsSb/GaAs и дельта-слой марганца, изготовленные методом, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию и импульсное лазерное нанесение в едином ростовом цикле. Основное внимание уделено влиянию конструкции гетероструктур и технологических параметров их получения на структурные, гальваномагнитные и оптические свойства. Получены следующие основные результаты.

1) Установлено, что кристаллическое качество структур сохраняется с уменьшением спейсерного расстояния до 1.5 нм между квантовой ямой и дельта слоем Mn, но при этом наблюдается сильный спад интенсивности излучения ФЛ вследствие безызлучательной рекомбинации с участием центров, обусловленных проникновением Mn в квантовую яму. Проведенные исследования позволили определить величину толщины спейсерного слоя между квантовой ямой и дельта-слоем Mn (от 2.5 нм до 4 нм), которая позволяет сохранить достаточно высокие излучательные характеристики структур и проявление ферромагнетизма в гальваномагнитных свойствах структур вплоть до температур 30-40 К.

2) Определены экспериментально и подтверждены модельными расчетами в одномерном приближении оптимальные значения содержания индия в квантовой яме  $In_xGa_{1-x}As$  ( $x \approx 0.14-0.16$ ) для наблюдения ферромагнетизма (циркулярно-поляризованное фотолюминесцентное излучение и аномальный эффект Холла) благодаря присутствию спин-поляризованных носителей как в области дельта-слоя Mn, так и в квантовой яме.

3) Показано экспериментально с использованием температурных зависимостей слоевой концентрации и эффективной подвижности носителей заряда и расчетов в

двухслойной модели проводимости, что при  $x_{In} = 0.3$  в слое  $In_xGa_{1-x}As$  или толщине спейсерного слоя между квантовой ямой и дельта-слоем марганца  $d_s = 8$  нм преобладает проводимость по квантовой яме.

4) Впервые изготовлены и исследованы структуры, содержащие квантовую яму GaAsSb/GaAs и дельта-слои марганца и углерода в покровном слое GaAs. Полученные гетеронаноструктуры имеют хорошее кристаллическое качество, что подтверждается рентгенодифракционным анализом и фотолюминесцентными исследованиями. Обнаружено, что при температурах ниже 20 - 25 К они обладают ферромагнитными свойствами, демонстрируя нелинейные магнитополевые зависимости сопротивления Холла и отрицательное магнетосопротивление.

5) Профилирование элементного состава методом вторичной ионной массспектрометрии выявило противоположное влияние дельта-легирования углеродом и марганцем покровного GaAs слоя на профиль квантовой ямы GaAsSb. Введение углерода приводит к размытию гетерограницы GaAsSb/GaAs из-за сегрегации сурьмы. Легирование марганцем препятствует сегрегации атомов сурьмы, поэтому границы слоя GaAsSb более резкие, что, вероятно, способствует наблюдаемому улучшению излучательных свойств – увеличению интенсивности излучения и сужению пика фотолюминесценции.

6) Впервые показано ферромагнитное воздействие дельта-слоя Mn на спиновую поляризацию носителей в одиночной квантовой яме на основе гетероструктур II рода GaAs/GaAsSb/GaAs, проявляющееся в наличии циркулярно-поляризованного электролюминесцентного излучения.

7) На основе дельта-легированных марганцем гетероструктур InGaAs/GaAs изготовлены модельные образцы полевых приборов со спиновым латеральным переносом – прототипов спиновых полевых транзисторов. Исследованы их гальваномагнитные характеристики и продемонстрирована возможность управления величиной сопротивления Холла (концентрацией носителей и магнитными свойствами) путем приложения различного по величине напряжения на затворе.

122

#### 5 ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУР, ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ

В настоящей главе приводятся результаты исследования влияния термического отжига на излучательные, электрические и магнитные свойства гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs, GaAsSb/GaAs и дельта-слоем марганца, являющихся перспективными для создания приборов наноэлектроники (например, спиновых светоизлучающих диодов). Использование приема дельта-легирования марганцем при формировании гетеронаноструктур сопровождается значительным понижением температуры в процессе лазерного нанесения дельта-слоя Mn и покровного слоя GaAs. Это позволяет подавить диффузию марганца и сохранить дельтаобразный вид распределения примеси, но, в свою очередь, способствует возникновению дефектов в низкотемпературном слое GaAs. В итоге, присутствие дефектов и их возможная диффузия при послеростовых операциях изготовления (например, в ходе термической обработки при нанесении металлических контактов) может негативно сказываться на электрических и излучательных характеристиках будущих приборов. Отсюда следует необходимость проведения исследований по определению термостабильности структур и изучению природы точечных дефектов в них. Для решения поставленной задачи был использован термический отжиг гетероструктур в потоке азота.

# 5.1 Структуры с квантовыми ямами InGaAs/GaAs и дельта-слоем марганца для проведения высокотемпературных отжигов

Комбинированным методом МОСГЭ и импульсного лазерного нанесения (описание приведено в главе 2) на подложках *n*-GaAs (001) были получены структуры с тремя квантовыми ямами InGaAs/GaAs и низкотемпературным покровным слоем GaAs с дельтаслоем марганца и без него (таблица 5.1). Квантовые ямы In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs (шириной 8-9 нм с содержанием индия x = 0.11, 0.18 и 0.26), разделенные спейсерными слоями GaAs толщиной 24 нм, были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при  $T_g = 600^{\circ}$ С. Дельта-слой марганца и покровный слой GaAs формировались методом импульсного лазерного нанесения при  $T_g = 400^{\circ}$ С. Содержание Mn в дельта-слое составляло 0.3 и 1 МС. При этом толщина спейсерного слоя GaAs между ближайшей квантовой ямой и дельта-слоем Mn составляла 12 нм. Аналогичным образом была изготовлена структура без легирования марганцем (6041, таблица 5.1). Для осуществления контроля термических обработок методом МОСГЭ был сформирован образец с тремя квантовыми ямами и высокотемпературным (600°С) покровным слоем GaAs (6046, таблица 5.1).

N₂	Температура роста квантовых ям, °С	Q <sub>Mn</sub> , MC	$d_s$ , нм	Температура роста покровного слоя, °С	Толщина покровного слоя, нм	Метод выращивания покровного слоя
6041	600	0	12	400	30-40	ИЛН
6046	600	0	-	600	12	МОСГЭ
6030	600	0.3	12	400	30-40	ИЛН
6031	600	1	12	400	30-40	ИЛН
5573	550	0.12	4	400	30-40	ИЛН

Таблица 5.1. Технологические параметры изготовления гетеронаноструктур с тремя квантовыми ямами InGaAs/GaAs.

Кроме того, с целью изучения влияния температуры формирования квантовых ям на светоизлучающие свойства структур и их термостабильность был выращен образец 5573 (таблица 5.1). Квантовые ямы  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  с содержанием индия x = 0.22, 0.27 и 0.33 имели ширину 5, 8 и 8 нм, соответственно, и были изготовлены методом МОСГЭ при 550°С. Содержание Мп в дельта-слое составляло 0.12 МС. Спейсерное расстояние между дельта-слоем Мп и ближайшей квантовой ямой (КЯЗ) было в данном случае 4 нм, что соответствует оптимальной ширине спейсерного слоя GaAs в структурах для спиновых светоизлучающих диодов [9].

Все изготовленные гетеронаноструктуры подвергались изохронному термическому отжигу в течение 30 минут в потоке азота в диапазоне температур 325 - 730°С с шагом по температуре в 25°С. После каждого этапа отжига исследовались излучательные характеристики структур методом спектроскопии фотолюминесценции при 77 К.

## 5.1.1 Точечные дефекты в низкотемпературном покровном слое GaAs, полученном методом импульсного лазерного нанесения

Можно ожидать, что, как и в случае низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии, в слоях GaAs, сформированных методом импульсного лазерного нанесения, основными точечными дефектами могут быть антиструктурные дефекты (As<sub>Ga</sub>), междоузельные дефекты мышьяка (As<sub>i</sub>) и вакансии галлия (V<sub>Ga</sub>) [13].

Методом спектроскопии фотоэдс в барьере полупроводник/электролит (ФПЭ) были проведены исследования фотоэлектрических свойств образцов 6030, 6031, 6041 и 6046 с тремя квантовыми ямами InGaAs/GaAs. Полученные спектральные зависимости фоточувствительности представлены на рисунке 5.1. Спектры содержат три ступенчатые полосы фоточувствительности от квантовых ям с характерными пиками на их краях, обусловленными присутствием экситонов [119]. Максимальные значения фоточувствительности в области квантовых ям (1.19 - 1.39 эВ) относительно фоточувствительности в области матрицы GaAs (1.4 эВ) наблюдаются для структуры без дельта-слоя Mn и с покровным слоем, выращенным методом МОСГЭ при температуре 600°С (спектр 1). Для структуры с НТ покровным слоем без дельта-слоя марганца фоточувствительность в области квантовых ям значительным образом уменьшается (спектр 2). Встраивание дельта-слоя Mn приводит к дальнейшему падению сигнала, возрастающему с увеличением Q<sub>Mn</sub> в дельта-слое (спектры 3,4). Наблюдаемое подавление фоточувствительности в области квантовых ям связано с присутствием дефектов в НТ покровном слое GaAs. Образец 6041 с НТ покровным слоем демонстрирует фоточувствительность в длинноволновой зоне. Если представить длинноволновую часть спектра в координатах Луковского [120] (вставка на рисунке 5.1), то аппроксимация линейного участка полученной зависимости к оси абсцисс дает значение около 0.72 эВ. Эта величина, отсчитываемая от дна зоны проводимости, соответствует глубине залегания собственного дефектного центра EL2 в арсениде галлия [121]. Как известно, эти центры представляют собой изолированные либо связанные в пары с As<sub>i</sub> или V<sub>Ga</sub> антиструктурные дефекты мышьяка [10]. Представленные здесь результаты исследования фотоэлектрических свойств структур с НТ покровным слоем GaAs позволяют предположить в них присутствие EL2-центров и других дефектных центров с меньшей глубиной залегания, образованных собственными точечными дефектами.



Рисунок 5.1. Фотоэлектрические спектры структур при температуре 300 К. Спектр *1* соответствует образцу 6046, *2* - 6041, *3* - 6030 и *4* - 6031. На вставке представлена длинноволновая часть спектра образца 6041 в координатах Луковского [120].

#### 5.1.2 Термический отжиг структур с InGaAs/GaAs квантовыми ямами

Вначале были исследованы спектры фотолюминесценции всех перечисленных структур (таблица 5.1) в исходном состоянии, т.е. без термического воздействия. Как видно из рисунка 5.2, спектры ФЛ исходных образцов содержали три пика, соответствующие энергиям основных переходов в трех Из квантовых ямах. представленных данных можно заключить, что понижение температуры выращивания покровного слоя GaAs до 400°C и присутствие в нем дельта-слоя Mn с  $Q_{\rm Mn} = 0.3 {\rm MC}$ светоизлучающие практически не оказало влияния на характеристики гетеронаноструктур. Это позволяет предположить сохранение достаточно хорошего кристаллического качества низкотемпературного покровного слоя GaAs даже при условии легирования его небольшим количеством марганца.



Рисунок 5.2. Исходные спектры фотолюминесценции КЯЗ (77 К) структур без дельта-слоя марганца 6041 (1) и 6046 (2) и образцов с различным содержанием Мп в дельта-слое: 0.3 МС (3) и 1 МС (4), структуры 6030 и 6031, соответственно. Представленный на вставке спектр соответствует структуре 6041.

Напротив, наличие дельта-слоя с большим содержанием Mn (~ 1 MC) в покровном слое GaAs (образец 6031) приводит к значительному уменьшению интенсивности пика, отвечающего основному переходу в квантовой яме (КЯЗ), ближайшей по расположению к дельта-слою Mn. Для двух других квантовых ям (КЯ1 и КЯ2) спада интенсивности излучения по отношению к тестовому образцу 6046 не наблюдается. По-видимому, такой эффект обусловлен увеличением количества центров безизлучательной рекомбинации, возникающих вследствие избыточного содержания марганца. Так, в [10] было показано, что концентрация Mn в один монослой является критической, и при  $Q_{Mn} \ge 1$  MC в GaAs возникают дислокации и наблюдается поверхностная сегрегация марганца.

Исследования излучательных характеристик структур после проведения термических обработок показали, что спектры ФЛ в области КЯ1 и КЯ2 практически не изменяются с увеличением температуры отжига, а все основные изменения происходят со спектром КЯ3, ближайшей по расположению к НТ покровному слою GaAs. Приведенные на рисунках 5.3 и 5.4 фотолюминесцентные характеристики КЯ3 отожженных структур 6041 и 6030 наглядно это демонстрируют. С увеличением температуры отжига наблюдается ряд эффектов для квантовой ямы, ближайшей к низкотемпературному покровному слою GaAs: значительный спад *I*<sub>PL</sub> КЯ3, сдвиг пика ФЛ КЯ3 в область больших энергий и увеличение его ширины.



Рисунок 5.3. Спектры фотолюминесценции в области излучения КЯЗ исходного образца и отожженных при различных температурах образцов структуры 6041.



Рисунок 5.4. Спектры фотолюминесценции в области излучения КЯЗ исходного образца и отожженных при различных температурах образцов структуры 6030.

Вначале сравним влияние термического отжига на излучательные свойства структур высокотемпературным И низкотемпературным покровными слоями GaAs. с Анализировались зависимости относительной интенсивности фотолюминесцентного излучения КЯЗ от температуры отжига (I/I<sub>0</sub>(T<sub>a</sub>), где I<sub>0</sub> - интенсивность квантовой ямы исходного образца структуры 6046), изменение энергии основного перехода КЯЗ при термическом воздействии и ширина пика ФЛ КЯЗ на полувысоте. Из сопоставления зависимостей  $I/I_0(T_a)$  для структур 6041 и 6046, не содержащих Mn и отличающихся температурой формирования покровного слоя GaAs (рисунок 5.5, кривые 1 и 2, соответственно), видно, что в диапазоне температур от 475°C до 525°C интенсивность фотолюминесценции КЯЗ структуры 6041 уменьшается более чем на два порядка величины. При температурах свыше 525°С регистрируется частичное восстановление сигнала ФЛ квантовой ямы. Кроме того, начиная с температуры отжига ~ 525°С регистрируется значительный сдвиг пика фотолюминесценции КЯЗ в область больших энергий ( $\Delta E$ ). Величина  $\Delta E$  достигает 22 мэВ при  $T_a = 700^{\circ}$ С (рисунок 5.6, кривая 1).

Термообработка структуры 6046 (высокотемпературный покровный слой GaAs) показывает (рисунок 5.5, кривая 2), что значительных изменений в интенсивности излучения КЯЗ при 475°C  $\leq T_a \leq 525$ °C не происходит. Отсутствуют также необратимые изменения интенсивности вплоть до отжига при 725°C и, начиная с температуры отжига 675°C, наблюдается гораздо меньший сдвиг  $\Delta E$  (4 мэВ при 700°C).



Рисунок 5.5. Зависимости относительной интенсивности ФЛ излучения КЯЗ от температуры отжига. ( $I_0$  – интенсивность пика фотолюминесценции КЯЗ в исходном образце 6046 с ВТ покровным слоем). Зависимость I относится к структуре 6041, 2 - 6046, 3 - 6030 и 4 – 6031.



Рисунок 5.6. Величина сдвига пика фотолюминесценции КЯЗ в область больших энергий для исследуемых структур при различных температурах отжига. Зависимость *1* относится к структуре 6041, *2* - 6046, *3* - 6030 и *4* - 6031.

Ширина пика ФЛ КЯЗ увеличивается при температурах выше  $T_a = 525$ °C для обеих структур (рисунок 5.7): величина *FWHM* достигает 15 и 25 мэВ для образцов 6046 и 6041, соответственно.



Рисунок 5.7. Величина полной ширины на полувысоте пика фотолюминесценции КЯЗ для исследуемых структур при различных температурах отжига. Зависимость *1* относится к структуре 6041, *2* - 6046, *3* - 6030 и *4* - 6031.

Наблюдаемые сильный спад *I*<sub>PL</sub> и значительный «синий» сдвиг соответствующего пика КЯЗ в спектре образца 6041, по-видимому, обусловлены диффузией точечных дефектов, в первую очередь вакансий галлия, из низкотемпературного покровного слоя в

активную область структуры. Как известно, вакансии галлия являются центрами безызлучательной рекомбинации в GaAs [46] и активизируют перемешивание атомов In и Ga на границе InGaAs/GaAs в процессе термического отжига. В результате происходит изменение профиля квантовой ямы, она становиться эффективно мельче, а в спектре фотолюминесценции наблюдается «синий» сдвиг [47]. Подобные процессы перемешивания квантовых ям могут быть индуцированы протонным облучением [47] или нанесением на поверхность структуры диэлектрического слоя SiO<sub>2</sub> [122]. В случае наличия на поверхности структуры слоя SiO<sub>2</sub> при соответствующей термической обработке атомы галлия движутся к поверхности, а вакансии галлия диффундируют вглубь структуры и вызывают перемешивание на границах квантовых ям [122].

Можно полагать, что в нашем случае наблюдаемые сильные изменения спектра ФЛ КЯЗ связаны с диффузионным проникновением избыточных  $V_{Ga}$  из низкотемпературного покровного слоя в область квантовой ямы. Монотонный рост интенсивности фотолюминесценции после отжигов при температурах  $\geq 525$ °C объясняется тем, что полное количество  $V_{Ga}$  составляет  $[V_{Ga}] \times d_{GaAs}$  ( $d_{GaAs}$  - толщина сформированного импульсным лазерным нанесением покровного слоя GaAs), и мы имеем дело с диффузией вакансий из ограниченного источника, что приводит к размыванию профиля по всей структуре с понижением концентрации  $V_{Ga}$  в области КЯЗ. «Синий» сдвиг положения пика ФЛ КЯЗ структуры 6041 начинается с температуры отжига 525°C, что связано с перемешиванием границы раздела из-за прибытия вакансий из низкотемпературного покровного слоя GaAs. Гораздо меньший сдвиг в области температур свыше 625°C для структуры 6046 обусловлен, по нашему мнению, увеличением во время отжига в области границы раздела GaAs/InGaAs концентрации термически равновесных вакансий галлия, которая при охлаждении структуры возвращается к равновесному значению (не сказывается на интенсивности фотолюминесценции).

Теперь перейдем к сравнительному анализу термического воздействия на излучательные свойства структур 6041 и 6030, 6031, отличающихся отсутствием или наличием дельта-слоя марганца в низкотемпературном покровном слое GaAs. Как было показано выше, введение примеси в количестве  $Q_{\rm Mn} = 0.3$  MC не оказало влияния на величину сигнала фотолюминесценции КЯЗ исходных образцов структур. Вместе с тем, вид зависимостей  $I/I_0(T_a)$  меняется, когда в покровном GaAs слое присутствует дельта-слой Mn. Для образца 6030 с  $Q_{\rm Mn} = 0.3$  MC можно выделить три области температур: первая область быстрого спада интенсивности КЯЗ (почти на два порядка величины), начинается при  $T_a$ , близкой к температуре формирования дельта-слоя, и продолжается до температуры 450°C; вторая область от 450°C до 600°C, где ФЛ сигнал квантовой ямы

уменьшается значительно медленнее (примерно в два раза), и третья область полного гашения излучения КЯЗ при 600°С  $< T_a < 700$ °С (рисунок 5.5). В случае структуры с  $Q_{Mn} =$  1 МС (6031) данная тенденция выражена слабее, а излучение квантовой ямы КЯЗ регистрируется вплоть до самых высоких температур отжига. Кроме того, сдвиг пика фотолюминесценции КЯЗ в область больших энергий начинает появляться при температурах отжига > 625-650°С и достигает 8 мэВ в случае образца с  $Q_{Mn} = 0.3$  МС и 6 мэВ в случае образца с  $Q_{Mn} = 1$  МС (рисунок 5.6), а величина *FWHM* увеличивается незначительно на 4 и 2 мэВ, соответственно (рисунок 5.7).

#### 5.1.3 Обсуждение механизма диффузии марганца в гетероструктурах InGaAs/GaAs

Обсудим, что происходит в структурах при введении дельта-слоя Mn. Когда  $Q_{\rm Mn} = 0.3$  MC, концентрация атомов Mn в максимуме распределения, согласно данным ВИМС, достигает ~  $1\cdot10^{20}$  см<sup>-3</sup> (глава 3, рисунок 3.10, опубликовано в [123]). Можем полагать, что большая часть атомов Mn находится в узлах Ga. При увеличении  $Q_{\rm Mn}$  до 1 MC объемная концентрация атомов Mn в максимуме распределения практически не увеличивается по сравнению со случаем  $Q_{\rm Mn} = 0.3$  MC. Избыточный марганец (0.7 MC) испытывает сегрегацию и фронтом роста эпитаксиальной структуры 6031 смещается к поверхности [6]. Мы полагаем, что имеется также поток междоузельных атомов Mn<sub>i</sub> вглубь структуры при температуре выращивания  $T_{\rm g} = 400^{\circ}$ C [124]. Междоузельный марганец, который является центром безизлучательной рекомбинации в соединениях на основе GaAs [125], диффундирует вглубь структуры и достигает квантовой ямы за время формирования покровного слоя GaAs. Это может быть причиной наблюдаемого уменьшения интенсивности фотолюминесценции квантовой ямы КЯЗ для исходной структуры 6031 с  $Q_{\rm Mn} = 1$  MC по сравнению с ФЛ структуры 6030 (рисунок 5.2).

Термическое воздействие приводит к расплыванию дельта-слоя вследствие значительного увеличения коэффициента диффузии марганца с ростом температуры отжига. Это подтверждается результатами ВИМС исследований образцов структуры с содержанием Мп в дельта-слое 0.12 МС (5573, таблица 5.1): исходного образца и образцов, отожженных при температурах 425 и 700°С (рисунок 5.8).



Рисунок 5.8. ВИМС профили распределения атомов Mn по глубине GaAs структуры с  $Q_{Mn} = 0.12$  MC: *I* - исходный образец, *2* - отожженный при  $T_a = 425$ °C, *3* - отожженный при  $T_a = 700$ °C.

Видно, что процесс диффузии марганца в покровный НТ слой может преобладать над процессом диффузии в объем структуры. Для исходного образца профиль распределения атомов Мп в дельта-слое представляет собой практически симметричное распределение по глубине относительно положения дельта-слоя (ширина пика на полувысоте составляет порядка 6 нм). После отжига при температуре 425°C происходит диффузия марганца вглубь структуры. Кроме того, наблюдается проникновение атомов Мп в покровный слой GaAs и их накопление вблизи поверхности структуры. После отжига при 700°C основная часть атомов Мп сосредотачивается вблизи поверхности.

Атомы марганца диффундируют в GaAs по диссоциативному механизму, т.е. могут занимать как позиции в узлах Ga ( $Mn_{Ga}$ ), так и в междоузлиях ( $Mn_i$ ), с обменом атомами Mn между этими положениями; при этом концентрация Mn<sub>i</sub> значительно ниже концентрации  $Mn_{Ga}$  [48]. Присутствие точечных дефектов в GaAs, в частности вакансий галлия, играет важную роль в процессе диффузии марганца. Согласно данным позитронной аннигиляционной спектроскопии, приведенным в [13], в случае получения слоя GaAs при 400°C методом молекулярно-лучевой эпитаксии концентрация  $V_{Ga}$  может составлять как минимум  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Поскольку процесс лазерного осаждения может быть более неравновесным, чем МЛЭ, и возможны отклонения от стехиометрии, то концентрация вакансий, вероятно, превышает это значение. Согласно оценкам, сделанным нами по формулам, приведенным в [45,52], соответственно, коэффициент диффузии

марганца и коэффициент диффузии вакансий галлия сопоставимы по порядку величины в температурном диапазоне от 425 до 730°С и увеличиваются от ~  $10^{-18}$  см<sup>2</sup>/с до  $10^{-14}$  см<sup>2</sup>/с. Следовательно, можно допустить, что с повышением температуры отжига исследуемых нами гетеронаноструктур наблюдаемый преимущественный процесс диффузии марганца к поверхности обусловлен присутствием вакансий галлия (схема предполагаемого процесса показана на рисунке 5.9). На наш взгляд, поток V<sub>Ga</sub> из покровного слоя встречает атомы марганца; за счет этого при отжиге происходит перераспределение атомов Mn из дельта-слоя к поверхности структуры (см. рисунок 5.8). Обратим внимание, что «синий» сдвиг пика ФЛ для легированных Mn структур 6030 и 6031 начинается в результате отжига при температурах выше 650°С, поэтому, как и в случае структуры 6046 с высокотемпературным покровным слоем GaAs, он может быть обусловлен присутствием термически равновесных вакансий галлия. Принимая во внимание вышеизложенное, естественно полагать, что поток избыточных вакансий галлия из низкотемпературного покровного GaAs слоя не достигает КЯЗ в структурах с дельта-слоем марганца.



Рисунок 5.9. Схематическое изображение процессов диффузии примеси Mn и  $V_{Ga}$  в процессе термических отжигов.

Монотонное уменьшение интенсивности излучения КЯЗ для структуры 6030 можно объяснить диффузией Мn<sub>i</sub> из более глубокой части дельта-слоя по направлению к КЯЗ. Интенсивность фотолюминесцентного пика КЯЗ для структуры 6031 меняется не сильно, поскольку там уже имеется почти предельная концентрация междоузельного марганца.

Анализ электрических свойств дельта-легированных марганцем структур в зависимости от содержания Mn, сделанный нами ранее (глава 3), показал, что, начиная с  $Q_{\rm Mn} \ge 0.3$  MC, наблюдается насыщение слоевой концентрации носителей заряда (дырок) ( $p_{\rm s}$ =5·10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup> при 300 K). Подвижность дырок уменьшалась от 80 см<sup>2</sup>/(B·c) (при  $Q_{\rm Mn}$  =

0.06 MC) до 20 см<sup>2</sup>/(B·c) (при  $Q_{Mn} = 0.3$  MC) и далее с повышением содержания Mn оставалась неизменной. Следовательно, избыточный марганец находится в компенсированном и/или электрически неактивном состоянии.

Компенсация дырочной проводимости может происходить из-за возрастания доли атомов марганца, занимающих междоузельные положения и являющихся двойными донорами [126]. Кроме того, согласно исследованиям [127], при увеличении концентрации марганца от 0 до 5% в однородно легированных слоях GaMnAs возрастает количество антиструктурных дефектов донорного типа (атом мышьяка в положении галлия), вследствие чего также происходит компенсация дырочной проводимости.

Электрически неактивное состояние марганца связывают, главным образом, с образованием в полупроводнике GaMnAs кластеров полуметаллических ферромагнитных соединений (MnAs) с температурой Кюри выше комнатной [14]. Высокотемпературный отжиг слоев GaMnAs способствует этому процессу [128]. Мы попытались понять, в каком состоянии может находиться избыточная примесь марганца, введенная в процессе формирования дельта-легированных слоев GaAs с  $Q_{Mn} \ge 0.3$  MC, и что происходит с ней после цикла проведенных термических отжигов. С этой целью было проведено исследование магнитополевых зависимостей намагниченности при комнатной температуре структур 6030 и 6031 в исходном состоянии и после отжига ( $T_a = 725^{\circ}$ C).

Полученные для образца 6030 результаты представлены на рисунке 5.10. Зависимость M(H) исходного образца имеет нелинейный вид с выходом на насыщение в малых полях. После термического отжига нелинейный характер магнитополевой зависимости намагниченности сохраняется, увеличивается величина намагниченности насыщения и появляется петля гистерезиса. Наблюдаемые эффекты свидетельствуют об «усилении» ферромагнитных свойств, связанном с возрастанием в образце доли ферромагнитной фазы (кластеров MnAs) с температурой Кюри выше комнатной.



Рисунок 5.10. Магнитополевая зависимость намагниченности при 300 К для структуры 6030: 1 - исходный образец, 2 - отожженный при  $T_a = 725$  °C. Магнитное поле приложено в плоскости образца.

5.1.4 Влияние температуры формирования квантовых ям InGaAs/GaAs на светоизлучающие свойства дельта-легированных Mn структур и их термостабильность

Для изучения влияния температуры формирования квантовых ям на светоизлучающие свойства структур и диффузию примеси Mn из дельта-слоя в процессе термического отжига была изготовлена и исследована структура 5573 (T<sub>g</sub> = 550°C). В данном случае снижение интенсивности излучения КЯЗ начинается при более низкой температуре - около 365°С по сравнению с образцом 6030, что обусловлено меньшей (~ 4 нм) толщиной спейсера GaAs между КЯЗ и дельта-слоем Mn. При повышении температуры отжига интенсивность продолжает уменьшаться, вплоть до полного гашения люминесценции от КЯЗ при  $T_a = 425$ °С (рисунок 5.11). Спейсерное расстояние между дельта-слоем Mn и ближайшей квантовой ямой в данном случае является оптимальным для структур спиновых светоизлучающих диодов с точки зрения достижения достаточно высокого значения степени циркулярной поляризации излучения. Следовательно, этот результат необходимо учитывать при выборе температуры последующей послеростовой обработки дельта-легированных марганцем диодных гетеронаноструктур.

В отличие от легированных марганцем структур 6030, 6031 для квантовых ям КЯ1 и КЯ2 структуры 5573 наблюдается уменьшение интенсивности излучения в 2- 2.5 раза при температурах отжига более 600°С. Кроме того, при высоких температурах, более 625°С, появляется заметный сдвиг пиков фотолюминесценции в область больших энергий (рисунок. 5.12), обусловленный термическим перемешиванием элементов третьей группы 135

на гетерогранице InGaAs/GaAs, вследствие чего квантовые ямы становятся эффективно уже и мельче [129]. Для КЯ2 данный сдвиг составляет порядка 15-20 мэВ, для КЯ1 – 5-7 мэВ при температуре отжига 700°С. В образцах 6030 и 6031, в которых ямы формировались при температуре 600°С, сдвиг пиков ФЛ для КЯ2 в область больших энергий при температуре отжига ~ 700°С составляет 6 мэВ – образец 6030 и 8 мэВ - 6031, а положение пика фотолюминесценции КЯ1 практически не меняется.



Рисунок 5.11. Спектры фотолюминесценции исходного образца (0) и отожженных при различных температурах (1 - 365°C, 2 - 400°C, 3 - 425°C, 4 – 625°C, 5 – 700°C) образцов структуры 5573. Спектры сдвинуты по вертикальной шкале для наглядности.



Рисунок 5.12. Величина сдвига пика фотолюминесценции от КЯ2 в область больших энергий при различных температурах отжига для структур с температурой формирования квантовых ям: *1* - 550°C (5573), *2* - 600°C (6030 и 6031).

С помощью ВИМС были исследованы три образца структуры 5573 - исходный образец и отожженные при 425 и  $700^{\circ}$ С. Измеренные ВИМС профили распределения атомов представляли собой зависимости интенсивности счета (числа импульсов в секунду) от времени распыления. Затем, после измерения глубины соответствующих кратеров, были получены ВИМС профили компонентов по глубине (I(d)). Далее была сделана нормировка, позволяющая получить концентрационное распределение индия и марганца. Подробности используемой процедуры нормировки показаны в разделе 3.2 на примере обработки ВИМС данных для структур с одиночным дельта-слоем марганца. Аналогичным образом проводился расчет концентрационного распределения индия в структуре. Отличие состояло в том, что количество индия, замещающего атомы галлия, определялось по содержанию индия в квантовой яме, вычисленному по параметрам роста и спектру фотолюминесценции квантовой ямы.

Полученные распределения концентрации In и Mn по глубине структуры при различных температурах отжига и в исходном образце представлены на рисунке 5.13. Видно, что положение квантовых ям и дельта-слоя марганца в структуре по данным ВИМС хорошо согласуются с указанными выше ростовыми параметрами структуры (таблица 5.1). В исходном образце профиль атомов Mn при указанном значении  $Q_{Mn} = 0.12$  МС в дельта-слое представляет собой практически симметричное распределение по глубине относительно положения дельта-слоя в GaAs (полная ширина пика на полувысоте составляет порядка 6 нм). Возможно, наблюдаемое уширение профиля Mn по сравнению с дельта-функцией является аппаратным эффектом и объясняется распределением по глубине материала пробегов ионов распыляющего и анализирующего пучков, как обсуждалось ранее в разделе 3.2 настоящей работы.

Сравнение ВИМС профилей исходного и отожженных при 425 и 700°С образцов структур подтверждают результаты, полученные по изучениям спектров фотолюминесценции структуры 5573. Обнаружено, что после термического отжига при 425°С происходит ассиметричное уширение профиля дельта-слоя Мп, и марганец диффундирует в ближайшую квантовую яму (рисунок 5.136). Кроме того, наблюдается проникновение Mn и In в покровный слой GaAs к поверхности структуры. Процесс отжига при 700°С существенным образом усиливает эту тенденцию: основная часть атомов Mn и значительное количество In скапливаются вблизи поверхности (рисунок 5.136). В области расположения двух других квантовых ям содержание марганца близко к фоновому и составляет порядка 10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>. Профили распределения атомов индия и марганца вблизи поверхности выглядят подобными. Можно предположить, что на характер диффузии атомов In, как и Mn, влияет присутствие точечных дефектов в низкотемпературном покровном слое GaAs, полученном методом ИЛН.



Рисунок 5.13. ВИМС профили In и Mn в структуре 5573: *a*) исходный образец и отожженные образцы при: *б*) 425°С, *в*) 700°С.

### 5.1.5 Определение энергии активации процессов диффузии и коэффициента диффузии атомов марганца и вакансий галлия

Анализировались зависимости относительной интенсивности ФЛ излучения ближайшей к поверхности структур квантовой ямы – КЯЗ от температуры отжига для структур 6041, 6046, 6030 и 6031 (рисунок 5.5). Как обсуждалось выше, изменения интенсивности фотолюминесцентного излучения квантовой ямы при термических обработках образцов обусловлены диффузионными процессами с участием точечных дефектов (в первую очередь вакансий галлия) и атомов примеси (Mn) из низкотемпературного покровного слоя. Поведение коэффициента диффузии (D) в зависимости от температуры обычно описывается уравнением Аррениуса:

$$D = D_0 \exp(-E_a/kT) \tag{5.1}$$

где  $D_0$  – предэкспоненциальный множитель, а  $E_a$  – энергия активации процесса диффузии [48]. Поэтому для оценки энергии активации диффузионных процессов температурные зависимости относительной интенсивности фотолюминесценции квантовой ямы КЯЗ были построены в полулогарифмических координатах от обратной температуры,  $\ln I(1/T_a)$ , где  $T_a$  – температура отжига в градусах Кельвина (рисунки 5.14, 5.15).

Энергия активации процесса диффузии точечных дефектов оценивалась для образца 6041, содержащего НТ слой GaAs без Mn, по наклону линейного участка зависимости  $\ln I(1/T_a)$  в области гашения интенсивности КЯЗ (рисунок 5.14). Приблизительная оценка энергии активации составляет ~ 2.6 эВ, что соответствует данным работы [45] по активации диффузионного процесса с участием вакансий галлия  $E_a = 2.34$  эВ.



Рисунок 5.14. Зависимость логарифма относительной интенсивности ФЛ КЯЗ от обратной температуры для структуры 6041 с НТ-покровным слоем GaAs.

Как показано выше, диффузия марганца вглубь структуры из дельта-слоя предположительно имеет две компоненты: быструю, связанную с диффузией междоузельного Mn ( $T_a = 365-450^{\circ}$ С), и медленную, обусловленную диффузией марганца в узлах подрешетки галлия при  $T_a = 600-700^{\circ}$ С.

Для образцов 6030 и 5573, содержащих дельта-слой Mn, была произведена оценка энергии активации данных диффузионных процессов из соответствующих зависимостей  $\ln I(1/T_a)$ , приведенных на рисунке 5.15.



Рисунок 5.15. Зависимость логарифма относительной интенсивности ФЛ КЯЗ от обратной температуры отжига для структур, содержащих дельта-слой Mn: кружки соответствуют структуре 6030, квадраты – структуре 5573.

По нашим оценкам, энергия активации диффузии междоузельного Mn составляет 1.42-1.68 эВ. Полученное значение сопоставимо с величиной  $E_a(Mn_I) = 1.7-2.3$  эВ, приведенной в работе [124], где предполагается, что заметная диффузия междоузельного Mn начинается при температуре 400°C. Энергия активации диффузии Mn<sub>Ga</sub> оценивается по наклону в области высоких температур и составляет  $\approx 4$  эВ. Для сравнения, энергия активации диффузии Mn в GaAs при  $T_a = 600-1200$ °C по данным статьи [52] имеет значение 3.8 эВ (концентрация Mn составляла  $\sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup>), так что наши результаты хорошо согласуются с этим значением.

Далее была сделана оценка коэффициента диффузии Mn. Квантовые ямы в данном случае выступают как детекторы появления вблизи них примеси Mn, в результате чего начинается постепенное гашение фотолюминесцентного излучения квантовой ямы при повышении температуры отжига. Поскольку известно спейсерное расстояние от КЯЗ до дельта-слоя Mn, то с учетом модели диффузии из ограниченного источника был

рассчитан коэффициент диффузии Mn. Для этого была использована формула расчета глубины диффузии из ограниченного источника при термической обработке [48]:

$$r = 2\sqrt{Dt} \tag{5.2},$$

где *t* – время термического воздействия (в нашем случае составляет 30 минут).

По нашим оценкам (для образца 5573 с толщиной спейсера GaAs r = 4 нм) величина  $D_{\rm Mn}$  составляет ~ 2.3·10<sup>-17</sup> см<sup>2</sup>/с при температуре 365°С. Для структуры 6030 расстояние от дельта-слоя марганца до КЯЗ составляет 12 нм и гашение КЯЗ начинается при температуре отжига 400°С, рассчитанное значение  $D_{\rm Mn} \sim 2\cdot10^{-16}$  см<sup>2</sup>/с.

Рассчитанные по формуле 5.3, приведенной в работе [52], коэффициенты диффузии Мп в GaAs для температурного диапазона 450-640°С (таблица 5.2):

$$D_{\rm Mn} = 2 \cdot 10^5 \exp(-3.8/kT) \tag{5.3}$$

позволили нам оценить глубину диффузии Mn в процессе проводимого нами термического отжига. В частности, ее величина составляет ~ 50 нм при  $T_a$ =600°C. При такой глубине диффузии должна сильно упасть интенсивность излучения КЯ2, что противоречит наблюдаемым экспериментальным данным. Данный эффект связан повидимому со способностью напряженных квантово-размерных гетерослоев задерживать диффузию дефектов в объем. Здесь в роли такого квантово-размерного гетерослоя может выступать КЯ3. Другой причиной подобного поведения спектра ФЛ КЯ2 с ростом температуры отжига может служить преимущественная диффузия Mn в покровный низкотемпературный слой GaAs.

Таблица 5.2. Рассчитанные значения глубины проникновения по данным работы [52] для коэффициентов диффузии Mn в GaAs для температур 450-640°С. Время термического воздействия 30 минут.

<i>T</i> <sub><i>a</i></sub> , °C	$D_{ m Mn}$ , $ m cm^2/c$	<i>г,</i> НМ
450	8.34·10 <sup>-18</sup>	2.5
520	$1.65 \cdot 10^{-16}$	10
600	$3.75 \cdot 10^{-15}$	50
640	3.26.10-14	150

### 5.2 Влияние термического отжига на излучательные свойства структур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и дельта-слоями марганца и углерода

В данном разделе представлены результаты изучения влияния термического отжига на структуры с одиночной квантовой ямой GaAsSb/GaAs, содержащие дельта-слои марганца и углерода. Исследуемые структуры также выращивались сочетанием методов МОСГЭ и импульсного лазерного нанесения на пластинах полуизолирующего GaAs (100). Особенности изготовления, схематическое изображение конструкции структур, их оптические, структурные и гальваномагнитные свойства представлены в разделе 4.2. Здесь лишь отметим, что квантовая яма GaAs<sub>1-v</sub>Sb<sub>v</sub>/GaAs (12-15 нм) с содержанием сурьмы y = 0.16 - 0.20, спейсерные слои GaAs толщиной 3-4 нм между квантовой ямой и дельта-слоями С и Мn и дельта-слой углерода выращивались методом МОСГЭ при  $T_g$  = 580°С. Покровный слой и дельта-слой Мп формировались методом импульсного лазерного нанесения при T<sub>g</sub> = 400°C. Аналогичным образом была получена гетеронаноструктура, не содержащая примесных дельта-слоев (6791). Технологические параметры получения структур представлены в таблице 5.3. Для контроля процессов термической обработки в исследуемую серию образцов была введена структура с квантовой ямой GaAs<sub>1-v</sub>Sb<sub>v</sub>/GaAs, полностью изготовленная методом МОСГЭ при 580°С (6352). Все гетеронаноструктуры подвергались изохронному термическому отжигу (30 мин) в потоке азота в диапазоне температур 325 - 600°С с шагом по температуре в 25°С. После каждого шага по температуре контролировались излучательные свойства структур с применением спектроскопии ФЛ при 77 К.

№ структуры	Дельта- слои	Q <sub>Mn</sub> , MC	<i>T<sub>g</sub></i> покровного слоя, °С	Толщина покровного слоя, нм	Метод выращивания покровного слоя
6352	-	-	580	180	МОСГЭ
6791	-	-	400	30-40	ИЛН
6776	С	-	400	30-40	ИЛН
6777	C, Mn	0.15	400	30-40	ИЛН
6783	Mn	0.35	400	30-40	ИЛН

Таблица 5.3. Характеристики исследованных гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs, изготовленных на пластинах полуизолирующего GaAs.

Спектры ФЛ всех структур в исходном состоянии (до термического воздействия) представлены на рисунке 5.16. Видно, что контрольный образец (с высокотемпературным покровным слоем) демонстрирует большую (более чем в 3 раза) интенсивность

соответствующего квантовой яме GaAsSb/GaAs пика фотолюминесценции (*I*<sub>PL</sub>) по сравнению с образцами, имеющими низкотемпературный покровный слой GaAs, выращенный ИЛН. Такое отличие обусловлено появлением дополнительных каналов безизлучательной рекомбинации в структурах из-за присутствия точечных дефектов в низкотемпературном слое GaAs.



Рисунок 5.16. Спектры ФЛ исходных структур без отжигов: *1* – образец с ВТ покровным слоем GaAs (6352), *2* – образец с НТ покровным слоем GaAs (6791), *3* – образец с НТ покровным слоем и дельта-слоем С (6776), *4* – образец с НТ покровным слоем и дельта-слоем И дельта-слоем С (6776), *4* – образец с НТ покровным слоем и дельта-слоем Мп (6783).

В процессе отжигов во всем диапазоне температур от 325 до 600°С образец с высокотемпературным покровным слоем GaAs демонстрирует термостабильность интенсивности фотолюминесцентного излучения в области квантовой ямы (рисунок 5.17). Для образца 6791 (с низкотемпературным слоем GaAs на поверхности) наблюдается значительный (на порядок величины) спад интенсивности излучения квантовой ямы при температуре 450°С, и гашение сигнала фотолюминесценции при  $T_a > 475$ °С.

Характер температурных зависимостей интенсивности изменяется, когда в покровном слое GaAs присутствует дельта-слой Mn и/или C. Для структур, содержащих дельта-слой Mn (6777 и 6783), значительное уменьшение *I*<sub>PL</sub> и отсутствие сигнала фотолюминесценции наблюдается для больших температур отжига (550 - 600°C).



Рисунок 5.17. Зависимости относительной интегральной интенсивности  $\Phi \Pi$  излучения квантовой ямы от температуры отжига: *I* – соответствует образцу с ВТ покровным слоем GaAs (6352), *2* – образцу с НТ покровным слоем GaAs (6791), *3* – образцу с НТ покровным слоем и дельта-слоем С (6776), *4* – образцу с НТ покровным слоем и дельта-слоями Мп и С (6777), *5* – образцу с НТ покровным слоем и дельта-слоем Мп (6783). *I*<sub>0</sub> – интегральная интенсивность  $\Phi \Pi$  квантовой ямы в исходном образце 6352 с ВТ покровным слоем.

Наличие одиночного дельта-слоя С в приповерхностной области приводит к существенному возрастанию интенсивности излучения квантовой ямы после термической обработки при  $T_a = 325 - 375^{\circ}$ С и более плавному ее уменьшению при дальнейшем повышении температуры отжига вплоть до 600°С. Положение пика фотолюминесценции квантовой ямы и его ширины на полувысоте практически не зависели от температуры отжига для всех исследуемых гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs (рисунок 5.18).



Рисунок 5.18. Зависимости положения пика  $\Phi \Pi$  (*a*); ширины пика  $\Phi \Pi$  на полувысоте от температуры отжига (*б*): *l* – соответствует контрольному образцу 6352; *2* – 6791; *3* - 6776; *4* - 6777 и 5 - 6783.
Электрические свойства структур после всех этапов отжига значительным образом изменились только для образца 6783, содержащего квантовую яму GaAsSb и дельта-слой Mn. Слоевая концентрация дырок уменьшилась приблизительно в шесть раз, а их подвижность увеличилась вдвое (таблица 5.4). В результате слоевое сопротивление структуры выросло почти в 3 раза. Наблюдаемые эффекты отжига обусловлены диффузионными процессами с участием точечных дефектов покровного слоя и примесных атомов дельта-слоев.

Таблица 5.4. Электрические свойства дельта-легированных С и/или Мп гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs до и после отжига при  $T_a = 600^{\circ}$ C.

-			-	
№ структуры	300 К исходный	300 K, <i>T</i> <sub>a</sub> =600°C	77 К исходный	77 K, $T_{\rm a} = 600^{\circ} {\rm C}$
6776	$\mu_{\text{eff}}$ =210 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\text{s}}$ =8.8·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\text{s}}$ = 3350 Ом/кв	$\mu_{\rm eff}$ =190 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =1.14·10 <sup>13</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 2900 Ом/кв	$\mu_{eff}$ =800 см <sup>2</sup> /В·с $p_{s}$ =2.7·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{s}$ = 2900 Ом/кв	$\mu_{\rm eff}$ =570 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =3.6·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 3100 Ом/кв
6777	$\mu_{\rm eff}$ =160 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =2.2·10 <sup>13</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 1700 Ом/кв	$\mu_{\rm eff}$ =170 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =1.75·10 <sup>13</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 2100 Ом/кв	$\mu_{\rm eff}$ =490 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =6.5·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 1950 Ом/кв	$\mu_{\rm eff}$ =490 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =7.6·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 2600 Ом/кв
6783	$\mu_{eff}=45 \text{ cm}^2/\text{B}\cdot\text{c}$ $p_{s}=1.84\cdot10^{13} \text{ cm}^{-2}$ $R_{s}=7600 \text{ Om/kB}$	$\mu_{\rm eff}$ =85 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =2.85·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 26000 Ом/кв	$\mu_{\rm eff}$ =15 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\rm s}$ =1.42·10 <sup>13</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\rm s}$ = 29000 Ом/кв	$\mu_{\text{eff}}$ =305 см <sup>2</sup> /В·с $p_{\text{s}}$ =1.34·10 <sup>11</sup> см <sup>-2</sup> $R_{\text{s}}$ = 153500 Ом/кв

Величина энергии активации процесса, рассчитанная из логарифмической зависимости интегральной интенсивности от обратной температуры для образца 6791 (рисунок 5.19а), составляет около 2.4 эВ. Согласно [45], это значение энергии может соответствовать диффузионному процессу с участием вакансий галлия. Вакансии галлия являются центрами безизлучательной рекомбинации и их проникновение в область квантовой ямы, по-видимому, является основной причиной ухудшения излучательных свойств структуры 6791 с увеличением температуры отжига. Энергия активации, вычисленная для образцов с дельта-слоем марганца по соответствующим линейным участкам зависимостей ln  $I_{\rm PL}(1/T)$  (6777 и 6783, рисунок 5.196), достигает ~ 4.2 эВ. Эта величина близка по значению к энергии активации диффузии марганца (Mn<sub>Ga</sub>) в GaAs при  $T_{\rm a} = 600-1200^{\circ}$ С по данным работы [52].



Рисунок 5.19. Зависимость логарифма интегральной интенсивности фотолюминесценции квантовой ямы от обратной температуры для структур: *a*) 6791 с низкотемпературным слоем GaAs, не содержащей дельта-слоев примеси; *б*) 3 - 6776; 4 - 6777 и 5 - 6783.

Как дельта-легированных InGaAs/GaAs, В случае Mn гетероструктур И предполагаемый процесс механизм влияния примеси марганца на гашения фотолюминесцентного сигнала квантовой ямы связан с преимущественной диффузией Мп в покровный слой при термическом отжиге [104]. Проникновение атомов Mn в верхний слой GaAs происходит с участием вакансий галлия: при этом атомы марганца двигаются к поверхности. В приповерхностной области, вероятно, происходит образование комплексов точечных дефектов с участием атомов Mn и V<sub>Ga</sub>. В результате относительное количество вакансий галлия, попадающих в область квантовой ямы, уменьшается, а процесс гашения ФЛ квантовой ямы структур с дельта-слоем марганца замедляется.

Согласно ряду публикаций, углерод, в отличие от Mn, имеет низкий коэффициент диффузии вплоть до высоких температур обработки GaAs-структур и не склонен к сегрегации. Вместе с тем, по данным ВИМС низкотемпературный покровный слой исследуемых структур содержит значительное количество атомов углерода (раздел 4.2, рисунок 4.20), причем они не являются электрически активными. Косвенное подтверждение этому – сохранение электрических свойств структуры 6776 после удаления посредством химического травления приповерхностного слоя толщиной ~ 10 нм. Чем же может быть обусловлена наблюдаемая сегрегация углерода? В работе [113] подобное неоднородное распределение углерода, а именно его накопление у поверхности наблюдалось в слоях GaAs, облученных ионами углерода и отожженных при 800 - 950°С.

Следовательно, проникновение углерода в покровный слой при ИЛН может быть обусловлено наличием дефектов в этом слое. Причем присутствие углерода понижает дефектность низкотемпературного слоя, в результате образцы с дельта-слоем углерода демонстрируют более высокую термостабильность излучательных свойств.

#### 5.3 Выводы к главе 5

В данной главе представлены результаты исследований влияния термической обработки на излучательные свойства гетеронаноструктур InGaAs/GaAs и GaAsSb/GaAs, содержащих дельта-слой примеси переходного элемента – марганца и изготовленных комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

 Покровный слой GaAs, выращенный методом импульсного лазерного нанесения при пониженной температуре (400°С), имеет хорошее кристаллическое качество, но содержит точечные дефекты типа *EL*2 центров.

2) В случае гетеронаноструктур InGaAs/GaAs изохронный термический отжиг в потоке азота в диапазоне температур 325 - 725°С, способствует следующим процессам:

(*a*) диффузии точечных дефектов (в первую очередь вакансий галлия) из покровного слоя вглубь структуры, поскольку низкотемпературный покровный слой GaAs является источником избыточных (по сравнению с равновесным значением) вакансий галлия;

(б) диффузии марганца к поверхности и вглубь структуры, причем, в связи с присутствием избыточной концентрации вакансий галлия наблюдается преимущественное движение атомов Mn в покровный низкотемпературный слой, в результате чего задерживается проникновение вакансий галлия в область квантовой ямы.

Процесс (*a*) наиболее ярко выражен для структур с низкотемпературным покровным слоем GaAs без дельта-слоя Mn. В данном случае вакансии галлия, которые, согласно литературным данным, традиционно считаются центрами безизлучательной рекомбинации в GaAs, достигают квантовой ямы, приводят к диффузионному перемешиванию In и Ga, вследствие чего квантовая яма становится эффективно мельче, и в спектре фотолюминесценции наблюдается «синее» смещение пика, отвечающего основному переходу в квантовой яме.

При анализе процесса ( $\delta$ ) предполагалось, что атомы марганца диффундируют в GaAs по диссоциативному механизму, т.е. могут занимать как позиции в узлах Ga (Mn<sub>Ga</sub>), так и в междоузлиях, с обменом атомами Mn между этими положениями; при этом концентрация Mn<sub>i</sub> значительно ниже концентрации Mn<sub>Ga</sub>. Основными центрами безизлучательной рекомбинации в квантовых ямах InGaAs/GaAs дельта-легированных марганцем структур являются вакансии галлия и междоузельные атомы марганца. Результатом процесса ( $\delta$ ) также является возрастание доли ферромагнитной при комнатной температуре фазы (предположительно, кластеров MnAs) в низкотемпературном покровном слое.

- 3) Послеростовая термическая обработка светоизлучающих структур InGaAs/GaAs с дельта-слоем марганца и низкотемпературным покровным слоем GaAs должна происходить при температурах, значительно меньших температуры роста покровного слоя GaAs и дельта-слоя Mn: так при  $T_{\rm g}$ =400°C рекомендуемая температура отжига  $T_{\rm a}$  < 365°C.
- 4) Исследование влияния термического отжига на электрофизические и излучательные свойства гетеронаноструктур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и низкотемпературным слоем GaAs выявило повышение термической стабильности излучательных свойств структур не менее чем на 100°C благодаря присутствию дельта-слоя акцепторной примеси (С и/или Mn) в покровном слое GaAs. Обнаружено, что данный эффект может быть обусловлен диффузионными процессами с участием точечных дефектов низкотемпературного слоя и примесных атомов дельта-слоев.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Проведены исследования оптических, электрических и магнитных свойств дельталегированных марганцем арсенид-галлиевых структур, изготовленных оригинальным комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения в едином ростовом цикле.

2. Показано, что при температурах нанесения 380-450°С дельта-легированный марганцем покровный слой GaAs имеет высокое кристаллическое качество, сопоставимое со структурным совершенством буферного слоя GaAs, полученного МОС-гидридной эпитаксией при 600-650°С, но содержит точечные дефекты, в том числе, *EL*2-центры.

3. По исследованиям методом вторичной ионной масс-спектрометрии установлено, что при температуре процесса импульсного лазерного нанесения 400°С и содержании примеси не более 0.3 МС происходит формирование дельта-слоя марганца без существенного расплывания и сегрегации.

4. Обнаружено, что арсенид-галлиевые структуры с одиночным дельта-слоем марганца, полученные комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения при температуре 380 - 400°C и содержании марганца в дельта-слое ( $Q_{Mn}$ ) 0.1 - 0.3 MC, имеют электрическую активность, на порядок величины превышающую значения данного параметра для подобных GaAs-структур, изготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Данный факт позволяет наблюдать проявление ферромагнетизма в гальваномагнитных свойствах этих структур.

5. Наблюдается насыщение слоевой концентрации дырок в результате дельталегирования марганцем при содержании примеси, превышающем 0.3 - 0.4 МС предположительно из-за встраивания марганца в междоузельное положение и перехода в электрически неактивное состояние с образованием включений соединения MnAs.

6. Показано, что молярная доля арсина в составе газа-носителя около 2.5 мкмоль при формировании дельта-легированного марганцем слоя GaAs, позволяет получать эпитаксиальные монокристаллические структуры с высокой дырочной проводимостью и температурой Кюри вблизи 40 К. Увеличение содержания арсина до 8 мкмоль или его отсутствие в потоке водорода приводит к значительному росту слоевого сопротивления в области температур ниже 150 К и снижению температуры Кюри.

7. Определены экспериментально и подтверждены модельными расчетами в одномерном приближении оптимальные условия получения ферромагнитных излучающих гетероструктур In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As: толщина спейсерного расстояния между квантовой ямой и

дельта слоем марганца составляет от 2.5 до 4 нм при содержании индия в квантовой яме  $x \approx 0.14$ -0.16. При таких технологических параметрах формирования сохраняются достаточно высокие излучательные характеристики структур, и наблюдается проявление ферромагнитных свойств (благодаря присутствию спин-поляризованных носителей как в области дельта-слоя марганца, так и в квантовой яме).

8. Впервые изготовлены и исследованы структуры, содержащие квантовую яму GaAsSb/GaAs и дельта-слои марганца и углерода в покровном слое GaAs. Показано, что такие гетеронаноструктуры имеют хорошее кристаллическое качество и при температурах ниже 20 - 25 К обладают ферромагнитными свойствами, демонстрируя нелинейные магнитополевые зависимости сопротивления Холла и отрицательное магнетосопротивление.

9. Впервые показано ферромагнитное воздействие дельта-слоя Mn на спиновую поляризацию носителей в одиночной квантовой яме на основе гетероструктур II рода GaAs/GaAsSb/GaAs, проявляющееся в наличии циркулярно-поляризованного электролюминесцентного излучения.

10. Профилирование элементного состава методом вторичной ионной массспектрометрии выявило противоположное влияние дельта-легирования углеродом и марганцем покровного слоя GaAs на профиль квантовой ямы GaAsSb. Введение углерода приводит к размытию гетерограницы GaAsSb/GaAs из-за сегрегации сурьмы. Легирование Mn препятствует сегрегации атомов сурьмы, благодаря чему сохраняются резкие границы слоя GaAsSb, и это способствует улучшению излучательных свойств – увеличению интенсивности излучения и сужению пика фотолюминесценции.

11. Изготовлены модельные образцы полевых приборов со спиновым латеральным переносом на основе дельта-легированных марганцем гетероструктур InGaAs/GaAs. Продемонстрирована возможность управления величиной сопротивления Холла путем приложения различного по величине и знаку напряжения на затворе.

12. Установлено, что послеростовая термическая обработка светоизлучающих структур InGaAs/GaAs с дельта-слоем марганца и низкотемпературным покровным слоем GaAs должна происходить при температурах, меньших температуры роста покровного слоя GaAs и дельта-слоя Mn (на 40-50°C ниже температуры процесса импульсного лазерного нанесения).

13. Выявлено повышение термической стабильности излучательных свойств гетеронаноструктур с квантовой ямой GaAsSb/GaAs и низкотемпературным слоем GaAs не менее чем на 100°C благодаря присутствию дельта-слоя акцепторной примеси (С и/или Mn) в покровном слое GaAs.

### Благодарности

Автор благодарит сотрудников НИФТИ ННГУ (лаборатории спиновой и оптической электроники и лаборатории эпитаксиальной технологии), где была выполнена основная часть исследований:

 научного руководителя к.ф.-м.н. Вихрову О.В. за неоценимую помощь в проведении экспериментов и обсуждение полученных результатов;

 – к.ф.-м.н. А.В. Кудрина за помощь в исследовании гальваномагнитных свойств и намагниченности образцов;

– м.н.с. П.Б. Демину и д.ф.-м.н. М.В. Дорохина за помощь в исследовании поляризационных характеристик излучения структур;

 – к.ф.-м.н. Ю.А. Данилова и д.ф.-м.н. М.В. Дорохина за обсуждение результатов и помощь в их интерпретации;

к.ф.-м.н. Звонкова Б.Н. за выращивание структур комбинированным методом
 МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения;

 к.ф.-м.н. А.В. Здоровейщева за изготовление диэлектрических слоев и металлических контактов методом электронно-лучевого распыления.

Автор выражает признательность сотрудникам ИФМ РАН:

- к.ф.-м.н. М.Н. Дроздову за исследования образцов методом ВИМС;

– д.ф.-м.н. Ю.Н. Дроздову и к.ф.-м.н. П.А. Юнину за рентгеноструктурные исследования.

Автор благодарит заведущего кафедрой ФПО физического факультета ННГУ, профессора, д.ф.-м.н. Павлова Д.А. за помощь в представлении диссертационной работы и доцента кафедры ФПО, к.ф.-м.н. А.П. Горшкова за измерения фотоэлектрических спектров структур.

## Список основных сокращений и обозначений

# Сокращения:

Дельта-слой Мп – дельта-легированный марганцем слой GaAs

МЛЭ – молекулярно лучевая эпитаксия

МОСГЭ – МОС-гидридная эпитаксия, газофазная эпитаксия из металлоорганических

соединений и гидридов

ИЛН – импульсное лазерное нанесение

ВИМС - вторичная ионная масс-спектрометрия

- НТ низкотемпературный
- ВТ высокотемпературный
- МС монослой
- ФЛ фотолюминесценция
- ЭЛ электролюминесценция
- ССИД спиновый светоизлучающий диод
- АЭХ аномальный эффект Холла
- ОМС отрицательное магнетосопротивление
- АМС анизотропное магнетосопротивление
- КЯ квантовая яма

## Обозначения:

- *Т* температура
- Е энергия
- х, у содержание компонента в твердом растворе
- *T*<sub>C</sub> температура Кюри
- $T_{\rm g}$  температура роста
- *Т*<sub>а</sub>-температура отжига
- Мп<sub>Ga</sub> марганец в положении галлия
- As<sub>Ga</sub>- мышьяк в положении галлия
- As<sub>i</sub> мышьяк в междоузлии

## V<sub>Ga</sub> – вакансии галлия

- Mn<sub>i</sub> марганец в междоузлии
- N<sub>Mn</sub> количество атомов легирующей примеси марганца
- *Q*<sub>Mn</sub>-содержание марганца в дельта-слое
- Н-величина магнитного поля

- *R*<sub>H</sub> сопротивление Холла
- *MR* магнетосопротивление
- *R*<sub>0</sub> коэффициент Холла
- *p*<sub>s</sub> слоевая концентрация дырок
- $\mu_{\rm eff}$  эффективная подвижность носителей заряда
- $R_{\rm s}$  слоевое сопротивление
- $d_{\rm s}$  толщина спейсерного слоя
- *d*<sub>с</sub> толщина покровного слоя
- *V*<sub>G</sub> напряжение на затворе МДП структуры
- *E*<sub>a</sub> энергия активации
- *D*<sub>v</sub> коэффициент диффузии вакансий галлия
- *D*<sub>Mn</sub> коэффициент диффузии атомов марганца
- P<sub>PL</sub> степень циркулярной поляризации фотолюминесценции
- P<sub>EL</sub> степень циркулярной поляризации электролюминесценции
- *I*<sub>PL</sub>-интенсивность фотолюминесцентного излучения
- *I*<sub>EL</sub> интенсивность электролюминесцентного излучения
- *FWHM* полная ширина пика на полувысоте
- *E*<sub>V</sub> энергия потолка валентной зоны
- Ес-энергия дна зоны проводимости
- *E*<sub>F</sub> энергия уровня Ферми
- М намагниченность
- *h*<sub>QW</sub> ширина квантовой ямы

### Список публикаций автора по теме диссертации

- А1. Ферромагнетизм в GaAs структурах с дельта-легированным Мп слоем / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин // Письма в ЖТФ. 2009. Т.35, в.14. С.8-17.
- А2. Влияние дефектообразования при встраивании δ-слоя Mn на спектр фоточувствительности от квантовых ям InGaAs/GaAs / А.П. Горшков, И.А. Карпович, Е.Д. Павлова, И.Л. Калентьева // ФТП. –2012. –Т.46, в.2. – С.194-197.
- АЗ. Получение и свойства гетероструктур GaAsSb/GaAs, легированных магнитной примесью / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин // ФТП. –2012. –Т.46, в.12. С.1527-1531.
- А4. Диффузия марганца в InGaAs/GaAs квантово-размерных структурах / О.В. Вихрова,
  Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева // Поверхность.
  Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2012. В.6. С.51-54.
- А5. Формирование спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих ферромагнитные включения / М.М. Прокофьева, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, Е.И. Малышева, А.В. Кудрин, И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков // Изв. РАН. Сер. Физ. – 2012. – Т.76, в.2. – С.255-258.
- А6. Свойства гетероструктур MnSb/GaAs / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, А.В. Здоровейшев, А.В. Кудрин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева // Изв. РАН. Сер. Физ. 2013. Т.77, в.1. С.79-81.
- А7. Влияние особенностей дизайна гетероструктур InGaAs/GaAs с магнитной примесью на их гальваномагнитные и излучательные свойства / И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, А.В. Кудрин, П.А. Юнин // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т.78, в.1. С.24–29.
- А8. Влияние ферромагнитного дельта-слоя Мп на излучательные свойства гетероструктур GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs / О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, П.Б. Дёмина, Б.Н. Звонков, А.В. Здоровейщев, Ю.А. Данилов, И.Л. Калентьева // Письма в ЖТФ. - 2014. - Т.40, в.20. - С.96-103.
- А9. Структурные и оптические свойства гетероструктур с квантовыми ямами GaAsSb, выращенных методом лазерного осаждения/ Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, И.Л. Калентьева, С.В. Морозов, Д.И. Крыжков, П.А. Юнин// Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т.49, в.1. – С.113-116.
- A10. Исследование дельта-легированных марганцем гетеронаноструктур InGaAs/GaAs методом спектроскопии комбинационного рассеяния света / С.М. Планкина, О.В.

Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Нежданов, И.И. Чунин, П.А. Юнин // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т.49, в.1. – С.102-106.

- А11. Оптические и магнитотранспортные свойства структур InGaAs/GaAsSb/GaAs, легированных магнитной примесью / И.Л. Калентьева, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, А.В. Здоровейщев // Физика и техника полупроводников. – 2015. - Т.49, в.11. - С.1478-1483.
- А12. Арсенид-галлиевые структуры с подзатворным диэлектриком на основе слоев оксида алюминия / И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин, А.В. Здоровейщев // Физика и техника полупроводников. 2016. Т.50, в.2. С.204-207.
- А13. Влияние термического отжига на фотолюминесценцию структур с InGaAs/GaAs квантовыми ямами и низкотемпературным дельта-легированным Mn слоем GaAs / И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, А.В. Кудрин, М.Н. Дроздов // Физика и техника полупроводников. 2016. Т.50, в.11. С.1490-1496.
- A14. Manganese Distribution and Galvanomagnetic Properties of Delta<Mn>-Doped GaAs Structures / Yu.A. Danilov, M.N. Drozdov, Yu.N. Drozdov, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, I.L. Kalentieva, V.S. Dunaev // J. Spintronics and Magnetic Nanomaterials. 2012. V.1, n.1. P.82-84.
- А15. Сегрегация марганца в GaAs при выращивании структур с дельта<Мп>легированным слоем: ВИМС-профилирование и гальваномагнитные свойства -Нанофизика и наноэлектроника / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин, В.И. Шашкин // XIII Международный Симпозиум. Нижний Новгород, 16-20 марта 2009. – Нижний Новгород, 2009. – Т.2. – С.484-485.
- A16. Delta-doping of gallium arsenide by manganese / Yu.A. Danilov, M.N. Drozdov, Yu.N. Drozdov, I.L. Kalentieva, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov // 25th International Conference on Defects in Semiconductors. St Petersburg, Russia, July 20-24, 2009. Book of abstracts. St Petersburg: Ioffe Institute, 2009. P.307-308.
- А17. Электрические и магнитные свойства структур GaAs с дельта-легированным Mn слоем / И.Л. Калентьева, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, А.Ю. Данилов, М.В. Дорохин, А.В. Кудрин // Международный форум студенческой и учащейся молодежи «Первый шаг в науке 2009». Сборник материалов, Минск, 21 24 апреля 2009. Минск: Национальная академия наук, 2009. Т.2. С.498-500.
- А18. Калентьева, И.Л. Влияние термического отжига на фотолюминесценцию структур с InGaAs/GaAs квантовыми ямами и дельта-слоем марганца / И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова // Труды III Всероссийской школы-семинара для студентов, аспирантов и

молодых ученых по направлению «Наноматериалы»». Рязань: РГРТУ, 27 сентября - 1 октября 2010. Т.П. – С.168-172.

- А19. Гальваномагнитные и светоизлучающие свойства структур с квантовой ямой и дельта-слоем Мп / О.В. Вихрова, А.В. Кудрин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева // XIII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике. Тезисы докладов, Санкт-Петербург, 21-25 ноября, 2011. Санкт-Петербург, 2011. С.137.
- А20. Диффузия марганца в InGaAs/GaAs квантово-размерных структурах / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева // XV международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», Труды XV международного симпозиума, Нижний Новгород, 14 18 марта 2011. Нижний Новгород, 2011. Т.2. С.424-425.
- А21. Влияние толщины спейсерного слоя GaAs между квантовой ямой InGaAs/GaAs и дельта-слоем Mn на гальваномагнитные и светоизлучающие свойства структур / И.Л. Калентьева, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин // Труды V Всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению «Диагностика наноматериалов и наноструктур». Рязань: РГРТУ, 17-20 сентября, 2012. Т.III. С.219-223.
- А22. Получение и свойства гетероструктур GaAsSb/GaAs, легированных магнитной примесью / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов М.Н., Дроздов, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин // XVI международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», Труды XVI международного симпозиума, Нижний Новгород, 12 – 16 марта 2012. – Нижний Новгород, 2012. – Т.1. – С.259-260.
- А23. Необычные свойства гетероструктур MnSb/GaAs / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, А.В. Здоровейщев, А.В. Кудрин, И.Л. Калентьева // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XVI международного симпозиума. 12-16 марта 2012 г. Нижний Новгород. Т.1. - С.111-112.
- A24. Ferromagnetic effect of delta<Mn> doping in GaAs/InGaAs heterostructures: galvanomagnetic and luminescence studies / M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, A.V. Kudrin, I.L. Kalent'eva, M.M. Prokof'eva, O.V. Vikhrova // 20th Int.Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, June 24-30, 2012. St. Petersburg Academic University, 2012. P.170-171.
- А25. Влияние особенностей дизайна гетеронаноструктур InGaAs/GaAs с магнитной примесью на их гальваномагнитные и излучательные свойства / И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, А.В.

Кудрин // XVII международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», Труды XVII международного симпозиума, Нижний Новгород, 11 – 15 марта 2013. – Нижний Новгород, 2013. – Т.1. – С. 122-123.

- A26. Peculiarities of manifestation of spin-dependent effects in the ferromagnetic quantum confined GaAs structures / A. Kudrin, M. Dorokhin, O. Vikhrova, Yu. Danilov, I. Kalent'eva // Proceedings of International Conference. Nanomeeting-2013. Physics, Chemistry and Application of Nanostructures. Reviews and Short Notes. Minsk, Belarus, 28-31 May 2013. World Scientific. P.40-42.
- А27. Ферромагнитные свойства наноструктур на основе гетеросистемы InGaAs/GaAsдельта<Mn> / М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, Ю.А. Данилов, О.В. Вихрова, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин, А.В. Здоровейщев, Б.Н. Звонков // XI Российская конференция по физике полупроводников. Санкт-Петербург, 16-20 сентября 2013. Тезисы докладов. Санкт-Петербург: Изд-во ФТИ им.А.Ф. Иоффе, 2013. - С.312.
- A28. Combination of MOVPE and laser sputtering for epitaxial growth of GaAs-based ferromagnetic semiconductor heterostructures / M.V. Dorokhin, B.N. Zvonkov, A.V. Zdoroveishev, Yu.A. Danilov, E.I. Malysheva, O.V. Vikhrova, A.V. Kudrin // 15<sup>th</sup> European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (EWMOVPE XV), June 2-5, 2013, Aachen, Germany. P.219-222.
- А29. Исследование дельта-легированных марганцем гетеронаноструктур InGaAs/GaAs методом спектроскопии комбинационного рассеяния света / С.М. Планкина, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, И.Л. Калентьева, А.В. Нежданов, В.В. Скворцов, П.А. Юнин // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XVIII Международного симпозиума. 10 14 марта 2014 г. Нижний Новгород, 2014. Т.1. С.186-187.
- А30. Структурные и оптические свойства гетероструктур с квантовыми ямами GaAsSb, выращенных методом лазерного осаждения / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, И.Л. Калентьева, С.В. Морозов, П.А. Юнин // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XVIII Международного симпозиума. 10 – 14 марта 2014 г. Нижний Новгород, 2014. Т.2. - С.416-417.
- A31. Light-emitting GaAsSb/GaAs structures with GaMnAs ferromagnetic injector / I.L. Kalenteva, O.V. Vikhrova, M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, A.V. Kudrin // Moscow International Symposium on Magnetism, 29 June 3 July 2014. Book of Abstracts. MSU, 2014. P.233.
- А32. Оптические и магнитотранспортные свойства структур InGaAs/GaAsSb/GaAs / Б.Н.Звонков, О.В. Вихрова, М. В. Дорохин, Ю.А. Данилов, И.Л. Калентьева, П.Б.

Демина, А.В. Здоровейщев // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XIX Международного симпозиума. 10 – 14 марта 2015 г. Нижний Новгород, 2015. Т.2. - С.523-524.

- A33. Annealing of delta-doped (Mn, C) GaAsSb/GaAs heteronanostructures / I. Kalentyeva, B. Zvonkov, O. Vikhrova, Yu. Danilov, M. Drozdov // Proceedings of international conference nanomiting 2015 «Physics, chemistry and application of nanostructures» Minsk Belarus, 26-29 May 2015. P.402-405.
- АЗ4. Исследование возможности создания на основе слоев оксида алюминия подзатворного диэлектрика для арсенид-галлиевых структур / И.Л. Калентьева, Б.Н. Звонков, А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин // Труды VII Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Диагностика наноматериалов и наноструктур». Рязань: РГРТУ, 15 сентября 19 сентября 2014. Т.III. С.93-97.
- А35. Диагностика структур с двухслойными квантовыми ямами InGaAs/GaAsSb/GaAs и ферромагнитным инжектором GaMnAs / И.Л. Калентьева, Б.Н. Звонков, П.Б. Демина, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин, М.В. Дорохин, А.В. Здоровейщев // Труды VIII Всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых по направлению «Диагностика наноматериалов и наноструктур», Рязань.: РГРТУ, 14 сентября - 18 сентября 2015, т.3. 2015. - С. 95-99.
- АЗ6. Калентьева, И.Л. Комбинированные слои Al2O3 и HfO2 в качестве подзатворного диэлектрика для GaAs-структур / И.Л. Калентьева, А.В Кудрин., А.В. Здоровейщев // II Российско-Белорусской научно-технической конференции «Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение» им. О.В. Лосева, Нижний Новгород: ННГУ, 2015. С.191-194.
- А37. Влияние термического отжига на фотолюминесценцию гетеронаностуктур InGaAs/GaAs с дельта-легированным Mn слоем GaAs / И.Л. Калентьева, Б.Н.Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XX Международного симпозиума. 14 – 18 марта 2016 г. Нижний Новгород, 2016. Т.2. - С.600-601.
- АЗ8. Изготовление образцов со спиновым латеральным переносом на основе GaAs структур с дельта-слоем Мп / И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин, А.В. Здоровейщев, Б.Н. Звонков, Ю.А. Данилов, О.В. Вихрова // 23-я Всероссийская межвузовская научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Микроэлектроника и информатика-2016», Зеленоград.: МИЭТ, 20 22 апреля 2016. С.10.

- A39. Magnetic properties of epitaxial GaMnAs layers / I. Kalentyeva, O. Vikhrova, A. Kudrin,
  Y. Danilov, B. Zvonkov // Saint Petersburg OPEN 2017 «4th International School and
  Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures» Saint
  Petersburg, Russia, 3-6 April 2017. P.503-504.
- А40. Излучающие гетероструктуры с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb/GaAs и ферромагнитным слоем GaMnAs / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXI Международного симпозиума. 13-16 марта 2017 г. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского, 2017. Т.1. 2017. - С.149-150.
- А41. Особенности селективного легирования марганцем GaAs гетероструктур / И.Л. Калентьева, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, Д.А. Павлов, А.В. Пирогов, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, П.А. Юнин // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXI Международного симпозиума. 13-16 марта 2017 г. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского, 2017. Т.2. 2017. С.612-613.
- А42. Светоизлучающий диод на основе гетероструктуры второго рода / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Здоровейщев, И.Л. Калентьева // Патент на полезную модель №162411 (приоритет от 23.11.2015 г., зарегистрирован в Государственном реестре полезных моделей РФ 19.06.2016 г.)

## Список цитируемой литературы

1. Concepts in Spin Electronics / Ed. by S. Maekawa. – NY: Oxford Univ. Press. – 2006. – 398 p.

2. Holub, M. Spin-polarized light-emitting diodes and lasers / M. Holub, P. Bhattacharya // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2007. – V.40. – P.R179-R203.

3. Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Reviews of Modern Physics. – 2004. – V.76. – P.323-410.

4. Ferromagnetic semiconductor GaMnAs / S. Lee, J.H. Chung, X. Liu et al. // Materials Today.  $-2009.-V.12,\,n.4.-P.14\text{-}21.$ 

5. Nazmul, M. High temperature ferromagnetism in GaAs- based heterostructures with Mn  $\delta$ -doping / M. Nazmul, T. Amemiya, Y.Shyto // Physical Review Letters. – 2005. – V.95. – P.017201.

6. Spatially separated Mn and Be doping for high hole concentration in GaMnAs by using MEE / K. Onomitsu, H. Fukui, T. Maeda et al. // Journal of Crystal Growth. – 2005. – V.278. – P.699-703.

7. Chiba, D. Electric-field control of ferromagnetism in (Ga,Mn)As / D. Chiba, F. Matsukura, H. Ohno // Applied Physics Letters. – 2006. – V. 89. – P.162505.

8. Electrical and Optical Control of Ferromagnetism in III-V Semiconductor Heterostructures / M. Nazmul, S. Kobayashi, S. Sugahara, M. Tanaka // Jpn. Journal Applied Physics (Exp. Lett). – 2004. – V.43. – P. L233-L236.

9. Circularly polarized electroluminescence in LED heterostructures with InGaAs/GaAs quantum well and Mn  $\delta$ -layer / S.V. Zaitsev, V.D. Kulakovskii, M.V. Dorokhin et al. // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2009. – V.41, n.4. – P.652-654.

10. Nazmul, M. MBE growth, structural, and transport properties of Mn delta-doped GaAs layers / M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka // Journal of Crystal Growth. – 2003. – V.251. – P.303-310.

11. (Ga,Mn)As as a digital ferromagnetic heterostructure / R.K. Kawakami, E. Johnston-Halperin, L.F. Chen et al. // Applied Physics Letters. – 2000. – V.77, n.15. – P.2379-2381.

12. Лазерное распыление в атмосфере водорода как новый метод формирования полупроводниковых наногетероструктур / Б.Н Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Нанотехника. – 2008. – в.1. – С.32-43.

13. Легирование слоев GaAs кремнием в условиях низкотемпературной молекулярнолучевой эпитаксии / М.Д. Вилисова, А.Е. Куницин, Л.Г. Лаврентьева и др. // Физика и техника полупроводников. – 2002. – Т.36, в.9. – С.1025-1030.

14. Matsukura, F. III-V Ferromagnetic Semiconductor / F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handbook of Magnetic Materials. Ed. K.H.J. Buschow. – Elsevier, 2002. – V.14. – P.1-88.

15. Ohno, H. Properties of ferromagnetic III-V semiconductors / H. Ohno // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. – V.200. – P.110-129.

16. Кудрин, А.В. Гальваномагнитные свойства слоев магнитных полупроводников InMnAs, GaMnAs и полуметаллических соединений MnAs, MnP: дис. канд. физ. мат. наук / Н. Новгород, 2009.

17. Matsukura, F. Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga, Mn)As / F. Matsukura // Physical Review. – 1998. – V.57. – P.2037-2040.

18. Schallenberg, T. Preparation of ferromagnetic (In,Mn)As with a high Curie temperatures of 90 K / T. Schallenberg, H. Munekata // Applied Physics Letters. – 2006. – V.89. – P.042507.

19. Спиновая инжекция электронов в светоизлучающих диодах на основе структур GaMnAs/GaAs/InGaAs с туннельным переходом / М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, Б.Н. Звонков и др. // Журнал технической физики. – 2014. – Т.84. – В.12. – С.102-106.

20. Влияние напряжений сжатия и растяжения в слоях GaMnAs на их магнитные свойства / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Физика твердого тела. – 2010. – Т.52, в.11. – С.2124-2127.

21. Шик, А.Я. Полупроводниковые структуры с дельта-слоями / А.Я. Шик // Физика и техника полупроводников. – 1992. – Т. 26, в.7. – С. 1161-1179.

22. Mezrin, O. Theory of single  $\Box$ -layer / O. Mezrin, A. Shik // Superlattices and Microstructures. – 1991. – V.10. – P. 107-111.

23. Schubert, E.F. Delta doping of III-V compound semiconductors: Fundamentals and device applications / E. F. Schubert // Journal of Vacuum Science and Technology. A - 1990. - V.8, n.3. - P.2980-2996.

24. Батукова, Л.М. Свойства □-легированных углеродом слоев GaAs, полученных МОСгидридной эпитаксией / Л.М. Батукова, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков // Неорганические материалы. – 1993. – Т.29, в.3. – С.309-312.

25. Li, G. Recent progress in δ-doping of III-V semiconductors grown by metal organic vapour phase epitaxy / G. Li, C. Jagadish // State-Solid Electronics. – 1997. – V.41, n.9. – P.1207-1225.

26. Глубокие состояния в дельта-легированном кремнием GaAs / В.Я. Алешкин, В.М. Данильцев, А.В. Мурель и др. // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т.32, в.6. – С.733-7388.

27. Управление характером токопереноса в барьере Шоттки с помощью δ-легирования: расчет и эксперимент для Al/GaAs / В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин // Физика и техника полупроводников. – 2002. – Т.36, в.5. – Р.537-542.

28. Взаимодействие квантовых ям InGaAs/GaAs с дельта-легированными слоями / В.И. Зубков, А.В. Кудрин, О.В. Кучерова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков // Х Российская конференция по физике полупроводников. Тезисы конференции. Нижний Новгород, 19 - 23 сентября 2011. – С.57.

29. Studies of Mn/GaAs digital alloys using x-ray adsorption finestructures and x-ray diffraction methods / Y.L. Soo, G. Kioseoglou, S. Kim et al. // Applied Physics Letters. -2002. - V.80, n.15. -P.2654-2656.

30. Nazmul, A.M. Transport properties of Mn  $\delta$ -doped GaAs and the effect of selective doping / A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka // Applied Physics Letters. – 2002. – V.80, n.17. – P.3120-3122.

31. Омельяновский, Э.М. Примеси переходных металлов в полупроводниках / Э.М. Омельяновский, В.И. Фистуль. – М.: Металлургия, 1983. – 192 с.

32. Noh, J.P. Percolation transition of the quasi-two-dimensional hole system in  $\Box$ -doped GaAs structures / J.P. Noh, F. Shimogishi, Y. Idutsu // Physical Review Letters. -2004. - V.69. - P. 666-670.

33. Woodbury, D.A. Impurity conduction in Manganese-Doped GaAs / D.A. Woodbury, J.S. Blakemore // Bulletin of the American Physical Society. – 1973. – V.18, n.3. – P.381.

34. Ilegems, M. Optical and electrical properties of Mn-doped GaAs grown by molecular-beam epitaxy / M. Ilegems, R. Dingle, L.W. Rupp Jr. // Journal of Applied Physics. -1975. - V.46, n.7. - P.3059-3065.

35. Кузнецова, С.К. Расчет кривых солидуса с участием GaAs / С.К. Кузнецова // Неорганические материалы – 1975. – Т.11, в.5. – С.950-951.

36. Semiconductors spintronics / J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler et al. // Acta Physica Slovaca. – 2007. – V.57, n.4-5. – P.565-907.

37. How to make GaMnAs with a high ferromagnetic phase transition temperature? / J. Sadowski, J.Z. Domagała, J. Kanski et al. // Materials Science-Poland. -2006. - V.24, n.3. - P.617-625.

38. Ga Sublattice Defects in (Ga,Mn)As: Thermodynamical and Kinetic Trends / F. Tuomisto, K. Pennanen, K. Saarinen, J. Sadowski // Physical Review Letters. – 2004. – V.93, n.5. – P.055505.

39. Magnetism of Ultrathin Layers of (Ga,Mn)As / O. Proselkov // Dissertation submitted at the Institute of Physics Polish Academy of Sciences for the degree of Doctor of Philosophy in Physics, 2013.

40. Noite, D.D. Semi-insulating semiconductor heterostructures: Optoelectronic properties and applications / D.D. Noite // Journal of Applied Physics. – 1999. – V.85. – P.6259-6268.

41. Alberi, K. Electronic Structure and Lattice Site Location of Mn in III-Mn-V Ferromagnetic Semiconductors / K. Alberi, K.M. Yu, W.Walukiewicz // Handbook of Spintronic Semiconductors, edited by W. M. Chen and I. A. Buyanova, Pan Stanford Publishing Pte.Ltd., 2010.

42. Planar Hall effect and uniaxial in-plane magnetic anisotropy in Mn δ-doped GaAs/*p*-AlGaAs heterostructures / A.M. Nazmul, H.T. Lin, S.N. Tran et al. // Physical Review B. – 2008. – V.77. – P.155203.

43. Beryllium  $\delta$  doping of GaAs grown by molecular beam epitaxy / E.F. Schubert, J.M. Kuo, R.F. Kopf et al. // Journal of Applied Physics. – 1990. –V.67, n.4. – P.1969-1979.

44. Литвинова, М.Б. Влияние примесей на излучательную рекомбинацию через центры EL2 в монокристаллах арсенида галлия / М.Б. Литвинова // Физика и техника полупроводников. –2004. – Т.38, в.1. – С.44-48.

45. Kinetics of compositional disordening of AlGaAs/GaAs quantum wells induced by low-temperature grown GaAs / J.S. Tsang, C.P. Lee, S.H. Lee et al. // Journal of Applied Physics. – 1995. – V.77, n.9. – P.4302-4306.

46. Влияние условий молекулярно-лучевой эпитаксии на захват кремния в подрешетки А и В арсенида галлия / И.А. Бобровникова, М.Д. Вилисова, И.В. Ивонин и др. // Физика и техника полупроводников. –2003. – Т.37, в.9. – С.1072-1077.

47. Proton irradiation-induced intermixing in InGaAs/(Al)GaAs quantum wells and quantum-well lasers / L. Fu, H.H. Tan, M.B. Johnston et al. // Journal of Applied Physics. -1999 - V.85, n.9. -P.6786-6789.

48. Болтакс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках / Б.И. Болтакс. – Ленинград: Наука, 1972. – 384 с.

49. Direct identification of interstitial Mn in heavily *p*-type doped GaAs and evidence of its high thermal stability / L. M. C. Pereira, U. Wahl, S. Decoster et al. // Journal of Applied Physics. -2011. - V.98. - P.201905.

50. Фистуль В.И. Атомы легирующих примесей в полупроводниках / В.И. Фистуль. – М.: Физмалит, 2004. – 431 с.

51. The effect of a material growth technique on ion-implanted Mn diffusion in GaAs / O. Koskelo, J. Raisanen, F. Tuomisto, J. Sadowski // Semiconductor Science and Technology. -2009. - V.24. - P.045011.

52. Хлудков, С.С. Диффузия и растворимость электрически активных атомов примеси марганца в GaAs / С.С. Хлудков, О.Б. Корецкая // Известия вузов. Физика. – 1985. – Т.28, в.1. – С.107.

53. Уханов, Ю.И. Оптические свойства полупроводников / Ю.И. Уханов. – М: Наука, 1977. – 139 с.

54. Ellipsometric study of the electronic structure of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  and low-temperature GaAs / K.S. Burch, J. Stephens, R.K. Kawakami et al. // Physical Review B. -2004. - V.70. - P. 205208.

55. Формирование спиновых светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs, содержащих ферромагнитные включения // М.М. Прокофьева, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов и др. // Известия РАН. Серия Физическая. – 2012. – Т.76, в.2. – С.255-259.

56. Ферромагнитное воздействие δ-<Мn>-слоя в GaAs барьере на спиновую поляризацию носителей в InGaAs/GaAs квантовой яме / С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин и др.

// Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2009. – Т. 90, в.10. – С.730-735.

57. Emission properties of InGaAs/GaAs heterostructures with  $\delta$ <Mn>-doped barrier / M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2008. – V.41, n.24. – P.245110.

58. High-performance III-V MOSFET with nano-stacked high-k gate dielectric and 3D finshaped structure / S.H. Chen, W.S. Liao, H.C. Yang et al. // Nanoscale Research Letters. -2012. -V.7. - P.431-436.

59. Defect evaluation in InGaAs field effect transistors with  $HfO_2$  or  $Al_2O_3$  dielectric / G. Roll, J. Mo, S. Johansson et al. // Applied Physics Letters. -2015. - V.106, n.20. - P.203503.

60. Influence of  $\delta$  doping position on subband properties in In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs heterostructures / Z. Huang, R. Yu, Ch. Jiang et al. // Physical Review B. – 2002. – V.65, n.20. – P.205312.

61. Optical and electrical properties of selectively delta-doped strained  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  quantum wells / M. Ke, X. Chen, M. Zervos et al. // Journal of Applied Physics. – 1996. – V.79, n.5. – P.2627-2632.

62. Electrical transport of holes in InGaAs/GaAs single strained quantum wells / I.J. Fritz, T.J. Drummond, G.C. Osbourn et al. // Applied Physics Letters. – 1986. – V.48, n.24. – P.1678-1680.

63. Myers, R.C. Tunable spin polarization in III-V quantum wells with a ferromagnetic barrier / R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Physical Review B. -2004. -V.69, n.16. -P.161305.

64. Алферов, Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж.И. Алферов // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т.32, в.1. – С.3-18.

65. Зегря, Г.Г. Полупроводниковые лазеры среднего инфракрасного диапазона: достижения и проблемы / Г.Г. Зегря // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – Т.7, в.6. – С.70-74.

66. Carrier recombination in 1.3 μm GaAsSb/GaAs quantum well lasers / K. Hild, S.J. Sweeney, S. Wright et al. // Applied Physics Letters. – 2006. – V.89, n17. – P.173509.

67. Influence of de-tuning and non-radiative recombination on the temperature dependence of 1.3  $\mu$ m GaAsSb/GaAs vertical cavity surface emitting lasers / K. Hild, I.P. Marko, S.R. Johnson et al. // Applied Physics Letters. – 2011. – V.99. – P.071110.

68. Напряженные структуры GaAsSb/GaAs с квантовыми ямами для лазеров диапазона 1.3 мкм / Ю.Г. Садофьев, N. Samal, Б.А. Андреев и др // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т.44, в.3. – С.422-429.

69. Vurgaftman, I. Band parameters for III-V compound semiconductores and their alloys / I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan // Journal of Applied Physics. – 2001. – V.89, n.11. – P.5815-5875.

70. The influence of growth conditions on carrier recombination mechanisms in 1.3  $\mu$ m GaAsSb/GaAs quantum well lasers / N. Hossain, K. Hild, S.R. Jin et al. // Applied Physics Letters. – 2013 – V.102. – P.041106.

71. Определение оптическими методами типа гетероперехода в структурах с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs с различной долей сурьмы / С.В. Морозов, Д.И. Крыжков, В.И. Гавриленко и др. // Физика и техника полупроводников. – 2012. – Т.46, в.11. – С.1402-1407.

72. Influence of Sb/As soak times on the structural and optical properties of GaAsSb/GaAs interfaces / S.P. Bremner, K. Ghosh, L. Nataraj et al. // Thin Solid Films. -2010 - V.519. - P. 64-68.

73. Effects of boron incorporation on the strain and photoluminescence properties of GaAsSb/GaAs quantum wells / Z. Jia, Q. Wang, X. Ren et al. // Materials Science in Semiconductor Processing. -2013. -V.16. -P.1713-1717.

74. Optical spin polarization and Hanle effect in GaAsSb: Temperature dependence / W. Qiu, X. Wang, P. Chen et al. // Applied Physics Letters. – 2014 – V.105. – P.082104.

75. Светоизлучающий диод / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин и др. / Патент Российской Федерации № 2400866, приоритет 22.05.2009, опубликовано 27.09.2010. Бюл. № 27.

76. Циркулярно-поляризованная электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур InGaAs/GaAs с контактом Шоттки "ферромагнитный металл/GaAs"/ М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский и др. // Письма в журнал технической физики. – 2006. - Т.32, в.24. - С.46-52.

77. Светодиоды на основе гетероструктур InGaAs/GaAs с магнитоуправляемой электролюминесценцией / А.В. Кудрин, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, Е.И. Малышева // Письма в журнал технической физики. – 2011. – Т.37, в.4. – С.57-65.

78. Ферромагнетизм в GaAs структурах с дельта-легированным Mn слоем / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин и др. // Письма в журнал технической физики. – 2009. – Т.35, в.14. – С.8-17.

79. Кудрин, А.В. Анизотропное магнетосопротивление и планарный эффект Холла в GaAs структуре с дельта-легированным Mn слоем / А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов // Письма в журнал технической физики. – 2010. – Т.36, в.11. – С.46-53.

80. Свойства структур на основе GaAs, легированного Mn из лазерной плазмы в процессе MOC-гидридной эпитаксии / Ю.В.Васильева, Ю.А.Данилов, А.А.Ершов и др. //Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т.39, в.1. – С.87-91.

81. Магнитные свойства квантовых ям GaAs/δ<Mn>/GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs Б.А. Аронзон, А.С. Лагутин, В.В. Рыльков и др. // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2008. – Т.87, в.3. – С.192-198.

82. Structural and transport properties of GaAs/ $\delta$ -Mn/GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs quantum wells / B.A. Aronzon, M.V. Kovalchuk, E.M. Pashaev et al. // Journal of Physics.: Condensed Matter. – 2008. – V.20, n.14. – P.145207.

83. Using laser sputtering to obtain semiconductor nanoheterostructures / B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov et al. // Journal of Optical Technology. – 2008. – V.75. – P.389-393.

84. Diffrac. Leptos 7. User Manual. (Karlsruhe, Bruker AXS GmbH, 2009).

85. Алешкин В.Я. Энергетические уровни и коэффициенты туннелирования в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами и потенциальными барьерами / В.Я. Алешкин // Описание лабораторной работы. Н.Новгород: Издательство института физики микроструктур РАН, 2004. – 14 с.

86. R.T. Blunt. White Light Interferometry – a production worthy technique for measuring surface roughness on semiconductor wafers, CS MANTECH Conference, April 24-27, 2006, Vancouver, British Columbia, Canada. P.59-62.

87. Интернет pecypc: http://www.nd.edu/~gsnider.

88. Применение размерно-квантовых структур для исследования дефекто-образования на поверхности полупроводников / И.А. Карпович, А.В. Аншон. Н.В. Байдусь и др. // Физика и техника полупроводников. – 1994. – Т.28, в.1. – С. 104-112.

89. Карпович, И.А. Образование и пассивация дефектов в гетероструктурах с напряженными квантовыми ямами GaAs/InGaAs при обработке в водородной плазме / И.А. Карпович, А.В. Аншон, Д.О. Филатов // Физика и техника полупроводников. 1998. – Т.32, в.9. – С.1089-1093.

90. Flanders, P.J. An alternating-gradient magnetometer / P.J. Flanders // Journal of Applied Physics. - 2001. - V.63, n.8. - P.3940-3945.

91. Lukes, F. Effect of heavy doping on the optical properties and band structure of GaAs / F. Lukes, S. Gopalan, M. Cardona // Physical Review B. – 1993. – V.47, n.12. – P.7071-7079.

92. Hofmann, S. From depth resolution to depth resolution function: refinement of the concept for delta layers, single layers and multilayers / S. Hofmann // Surface and Interface Analysis. -1999. - V. 27, n.9. - P.825-834.

93. Schubert, E. F. Electron-Mobility Enhancement and Electron-Concentration Enhancement in delta-doped *n*-GaAs at T=300 K / E.F. Schubert, J.E. Cunningham, U.T. Tsang // Solid State Communications. – 1987. – V.63, n.7. – P.591-594.

94. Нагаев, Э.Л. Физика магнитных полупроводников / Э.Л. Нагаев. – М.: Наука, 1979. – 432 с.

95. Slupinski, T. Hole Transport in Impurity Band and Valence Bands Studied in Moderately Doped GaAs:Mn Single Crystals / T. Slupinski, J. Caban and K. Moskalik // Acta Physica Polonica A. – 2007. – V.112, n.2. – P.325-330.

96. Blakemore, J.S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide / J. Blakemore // Applied Physics Letters. – 1982. – V.53. – P.123-181.

97. Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. – М.: Энергия, 1971. – 312 с.

98. Arrott, A. Criterion for ferromagnetism from observations of magnetic isotherms / A. Arrott // Physical Review B. – 1957. – V.108. – P. 1394-1396.

99. Anisotropic magnetoresistance and magnetic anisotropy in high-quality (Ga,Mn)As films / K.Y. Wang, K.W. Edmonds, R.P. Campion et al. // Physical Review B. - 2005. - V.72. - P.085201.

100. Giant Planar Hall Effect in Epitaxial (Ga,Mn)As Devices / H.X. Tang, R.K. Kawakami, D.D. Awschalom, M.L. Roukes // Physical Review Letters. – 2003. – V.90, n.10. – P.107201.

101. Strain-mediated phase coexistence in MnAs heteroepitaxial films on GaAs: An x-ray diffraction study / V.M. Kaganer, B. Jenichen, F. Schippan et al. // Physical Review B. -2002. - V.66. - P.045305.

102. Ионно-имплантационная изоляция дельта-слоев GaAs, выращенных методом МОСгидридной эпитаксии / В.К. Васильев, Ю.В. Васильева, Ю.А. Данилов Б.Н. Звонков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2004. – Т.4. – С.32-35.

103. Исследование квантовых ям In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs методами низкотемпературной фотолюминесценции и рентгеновской дифрактометрии / С.В. Евстигнеев, Р.М. Имамов, А.А. Ломов и др. // Физика и техника полупроводников. – 2000. – Т.34, в.6. – С.719-725.

104. Диффузия марганца в InGaAs/GaAs квантово-размерных структурах / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2012. – В.6. – С.51-54.

105. Влияние дефектообразования при встраивании δ-слоя Mn на спектр фоточувствительности от квантовых ям InGaAs/GaAs / А.П. Горшков, И.А. Карпович, Е.Д. Павлова, И.Л. Калентьева // Физика и техника полупроводников. – 2012. –Т.46, в.2. – С.194-197.

106. Излучательные свойства квантовых ям GaAs/InGaAs с GaAs барьером, дельталегированным атомами Mn / O.B. Вихрова, Ю.А. Данилов, П.Б. Демина и др. // Известия РАН. Серия Физическая. – 2009. – Т.73, в.1. – С.16-19.

107. Hall-effect measurements in *p*-type InGaAs/GaAs strained-layer superlattices / I.J. Fritz, L.R. Dawson, T.J. Drummond et al. // Applied Physics Letters. – 1986. – V.48, n.2. – P.139-141.

108. Шкловский, Б.И. Электронные свойства легированных полупроводников / Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. – М., Наука, 1979. – 416 с.

109. Кучис Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е.В. Кучис. – М.: Радио и связь, 1990. – 263 с.

110. Излучательные свойства гетероструктур с двухслойной квантовой ямой (GaAsSb-InGaAs)/GaAs / Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, О.В. Вихрова, Н.В. Дикарева // Физика и техника полупроводников. – 2013. –Т.47, в.9. – С.1231-1235.

111. Влияние температурной обработки на излучательные свойства гетероструктур с квантово-размерным слоем GaAsSb / Н.В. Дикарева, О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков и др. // Физика и техника полупроводников. – 2015. –Т.49, в.1. – С.11-14.

112. Temperature-dependent valence band offset and band-gap energies of pseudomorphic GaAsSb on GaAs/ R. Teissier, D. Sicault, J. C. Harmand et al. // Journal of Applied Physics. -2001. - V.89, n.10. - P.5473-5477.

113. Electrical activation of carbon in GaAs: Implantation temperature effects / I. Danilov, J.P. de Souza, A.V. Murel, M.A.A. Pudenzi // Applied Physics Letters. -2001. - V.78, n.12. - P.1700-1702

114. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors / T. Dietl, H.Ohno, F. Matsukura et al. // Science. – 2000. – V.287. – P.1019–1022.

115. Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells / N.N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer et al. // Physical Review B. – 1995. – V.52, n.19. – P.14058-14066.

116. Properties of photoluminescence in type-II GaAsSb/GaAs multiple quantum wells / Y.S. Chiu, M.H. Ya, W.S. Su, Y.F. Chen // Journal of Applied Physics. -2002. - V.92, n.10 - P.5810-5813.

117. Арсенид-галлиевые структуры с подзатворным диэлектриком на основе слоев оксида алюминия / И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, в.2. – С.204-207.

118. Влияние термического отжига на фотолюминесценцию структур с InGaAs/GaAs квантовыми ямами и низкотемпературным δ-легированным Mn слоем GaAs / И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Физика и техника полупроводников.– 2016. – Т.50, в.11. – С.1490-1496.

119. Горшков, А.П. Исследование эффекта Штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопи / А.П. Горшков, И.А. Карпович, А.В. Кудрин // Поверхность. Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования. – 2006. – Т.5. – С.25-29.

120. Lucovsky, G. On the photoionization of deep impurity centers in semiconductors / G. Lucovsky // Solid State Communications. -1965 - V.3, n.9 - P.299-302.

121. Воробкало, Ф.М. Гашение атомами меди обусловленной дефектами EL2 люминесценции в арсениде галлия / Ф.М. Воробкало, К.Д. Глинчук, А.В. Прохорович // Физика и техника полупроводников. – 1997. – Т.31, в.9. – С.1045-1048.

122. Hulko, O. Quantitative compositional profiles of enhanced intermixing in GaAs/AlGaAs quantum well heterostructures annealed with and without a SiO<sub>2</sub> cap layer / O. Hulko, D. A. Thompson, J. G. Simmons // Semiconductor Science and Technology. – 2009. – V.24, n.4 – P.045015.

123. Manganese Distribution and Galvanomagnetic Properties of Delta<Mn>-Doped GaAs Structures / Yu.A. Danilov, M.N. Drozdov, Yu.N. Drozdov et al. // Journal Spintronics and Magnetic Nanomaterials. – 2012. – V.1, n.1. – P.82-84.

124. Direct identification of interstitial Mn in heavily *p*-type doped GaAs and evidence of its high thermal stability / L.M.C. Pereira, U. Wahl, S. Decoster et al. // Applied Physics Letters. -2011. - V.98. - P.201905.

125. Ultrafast optical studies of diffusion barriers between ferromagnetic Ga(Mn)As layers and non-magnetic quantum wells / R. Schulz, T. Korn, D. Stich et al. // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. -2008. - V.40, n.6 - P.2163-2165.

126. Mn interstitial diffusion in (Ga,Mn)As / K.W. Edmonds, P. Boguslawski, K.Y. Wang et al. // Physical Review Letters. – 2004. – V.40, n.3 – P.037201.

127. Tuomisto, F. Ga Sublattice Defects in (Ga,Mn)As: Thermodynamical and Kinetic Trends / F. Tuomisto, K. Pennanen, K. Saarinen // Physical Review Letters., - 2004. - V.93, n.5 - P.055505.

128. Structural and magnetic properties of GaAs:(Mn,Ga)As granular layers / K. Lawniczak-Jablonska, J. Libera, A. Wolska et al. // Physica Status Solidi B. -2011. - V.248, n.7 - P.1609-1614.

129. Kozanecki, A. Characterization of thermally annealed In0.2Ga0.8As/GaAs single quantum wells by optical spectroscopy and ion beam techniques / A. Kozanecki, W.P. Gillin, B.J. Sealy // Applied Physics Letters. -1994. - V.64, n.1 - P.40.