

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ АНАЛИТИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

---

На правах рукописи

**Буравлев Алексей Дмитриевич**

**МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВАЯ ЭПИТАКСИЯ И СВОЙСТВА  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАГНИТНЫХ  
НАНОСТРУКТУР**

**специальности:**

**01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики**

**01.04.10 – физика полупроводников**

**ДИССЕРТАЦИЯ**

**на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук**

**научный консультант – д. ф.-м. н. Цырлин Г.Э.**

**Санкт-Петербург**

**2014**

**ОГЛАВЛЕНИЕ**

<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	<b>6</b>
<b>ГЛАВА 1. МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ</b>	<b>17</b>
§1.1. Полупроводниковые наноструктуры	17
§1.2. Формирование квазиодномерных наноструктур	20
1.2.1. «Сверху-вниз» и «снизу-вверх»	20
1.2.2. Синтез нитевидных кристаллов по механизму «пар-жидкость-кристалл»	22
1.2.3. Альтернативные методы роста ННК	26
§1.3. Формирование квази-нульмерных наноструктур	29
§1.4. Разбавленные магнитные полупроводники	34
1.4.1. Магнитные полупроводники	34
1.4.2. Тонкие пленки на основе (Ga,Mn)As	37
1.4.3. Механизмы ферромагнитного упорядочения	47
§1.5. Магнитные полупроводниковые наноструктуры	59
1.5.1. Магнитные нитевидные нанокристаллы	60
1.5.2. Квантовые точки на основе РМП соединений	66
<b>ГЛАВА 2. СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ГЕРМАНИЯ И ФОСФИДОВ МАРГАНЦА</b>	<b>70</b>
§2.1. Молекулярно-пучковая эпитаксия структур на основе Mn:Ge:P	70

§2.2. Свойства нитевидных нанокристаллов на основе соединений Mn:Ge:P	73
2.2.1. Определение состава и исследование морфологических, а также структурных свойств ННК	73
2.2.2. Магнитные свойства нитевидных нанокристаллов на основе соединений Mn:Ge:P	81
§2.3. Нитевидные нанокристаллы на основе фосфидов марганца	85
2.3.1. Фосфид марганца	85
2.3.2. Рост нитевидных кристаллов на основе фосфидов марганца	89
2.3.3. Ферромагнитные свойства MnP нитевидных нанокристаллов	97
<b>Выводы</b>	<b>100</b>

### **ГЛАВА 3. СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ**

<b>(Ga,Mn)As НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ</b>	<b>102</b>
§3.1. Изучение процессов роста и структурных свойств (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	102
3.1.1. Синтез (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	103
3.1.2. Влияние потока мышьяка на рост (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	110
3.1.3. Структурные свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	119
§3.2. Механические свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	123
3.2.1. Возбуждение и регистрация колебаний (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов с помощью растрового электронного микроскопа	124
3.2.2. Определение модуля Юнга (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	126

§3.3. Магнитные и оптические свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	133
3.3.1. Магнитные свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	133
3.3.2. Оптические свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	139
§3.4. Электрофизические свойства одиночных (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	143
3.4.1. Создание контактов к одиночным нитевидным нанокристаллам	144
3.4.2. Вольт-амперных характеристики (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	147
3.4.3. Определение электрофизических параметров одиночных (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов	150
<b>Выводы</b>	<b>155</b>
<b>ГЛАВА 4. КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ НА ОСНОВЕ (In,Mn)As РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ</b>	<b>158</b>
§4.1. (In,Mn)As квантовые точки на поверхности GaAs(100)	158
4.1.1. Основы синтеза (In,Mn)As квантовых точек	158
4.1.2. Исследование морфологических свойств (In,Mn)As квантовых точек	159
§4.2. (In,Mn)As квантовые точки: оптические исследования	161
4.2.1. Рост (In,Mn)As квантовых точек для оптических исследований	161
4.2.2. Структурные свойства (In,Mn)As квантовых точек	163
4.2.3. Оптические свойства (In,Mn)As квантовых точек	165

4.2.4. Формирование и свойства многослойных структур с (In,Mn)As квантовыми точками	167
<b>Выводы</b>	<b>171</b>
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b>	<b>173</b>
<b>Список условных обозначений сокращений</b>	<b>176</b>
<b>СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ</b>	<b>178</b>
<b>СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ РАБОТЫ</b>	<b>210</b>

## Введение

Изучение магнитных явлений или, что более точно, магнитных материалов, по-видимому, началось несколько тысячелетий назад. Свойство природного магнита – магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) притягивать железо было давно известно как в Китае, так и в древней Греции. Изобретение компаса произвело настоящий переворот в мореплавании. По своей значимости оно ничуть не уступает открытиям, совершенным в течение двух последних столетий, которые полностью изменили мир. Всплеск так называемых информационных технологий является прямым следствием создания устройств для обработки, хранения и передачи данных. Сейчас уже достаточно сложно представить себе повседневную жизнь без компьютеров, мобильной связи, интернета и многих других электронных устройств и технологий, которые стали необходимым атрибутом не только для профессионального, но и социального аспекта человеческого бытия.

Постоянный рост объема информации, как уже было отмечено выше, предъявляет серьезные требования не только к технологиям, используемым для хранения, но и ее обработки. Наблюдается неослабевающая потребность в миниатюризации устройств при увеличении их вычислительных мощностей, объема хранимой и обрабатываемой информации, ее защите, а также уменьшении энергопотребления подобных устройств.

Стремительное развитие полупроводниковых технологий, в том числе, и нанотехнологий, до сих пор подчиняется широко известному закону Мура [Moore,1965], предсказывавшему экспоненциальный рост числа элементов на одном чипе. Размер электронных элементов неуклонно снижается и уже достигает нанометрового диапазона. Тем не менее, очевидно, что рост числа элементов ограничен физическим пределом, связанным с размером самих атомов или молекул. Поэтому технологии, основанные на их самоорганизации, приобретают все более важное значение. Исследования таких квазиодномерных и

квазиульмерных объектов, как самоупорядоченные полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) и квантовые точки (КТ), связаны, в первую очередь, с их уникальными физическими свойствами и потенциальной возможностью их использования для создания приборов электроники.

Работа современных приборов твердотельной полупроводниковой электроники базируется, в основном, на управлении носителями заряда. Степени свободы связанные с их спином практически не используется. Идеи по созданию спиновой электроники – спинтроники, активно обсуждаются и разрабатываются с 80-х годов прошлого века. Мощным толчком их развития послужило открытие в 1988 году эффекта гигантского магнетосопротивления [Baibich,1988; Vinasch,1989], за которое в 2007 году А. Ферту и П. Грюнбергу была присуждена Нобелевская премия [Ферт,2008; Грюнберг,2008]. На основе данного эффекта был создан целый ряд магнитных датчиков, используемых в качестве головок для чтения и записи жестких дисков, а также магниторезистивная оперативная память (MRAM - magnetoresistive random-access memory) обладающая важным преимуществом - энергонезависимостью, т.е. способностью сохранять информацию даже при отсутствии питания. Подобные устройства основаны на использовании магнитных металлов, при этом полупроводниковая спинтроника обладает рядом существенных преимуществ [Кусраев,2010]. К их числу, безусловно, можно отнести то, что технологии их получения полностью совместимы с существующими технологиями полупроводниковой микроэлектроники. С другой стороны, многие эффекты, связанные, в первую очередь, со временами спиновой когерентности, в полупроводниках проявляются на порядок сильнее, что является одним из необходимых условий для создания, например, спиновых транзисторов [Datta,1990]. Кроме того, поскольку свойства подобных соединений зависят от концентрации свободных носителей заряда, появляется возможность прямого управления их магнитными свойствами путем приложения внешнего электрического поля. Комбинация достоинств полупроводников и магнитных материалов делает возможным интегрирование

элементов для вычислительных операций, сохранения и передачи данных на одном чипе, при этом обладающем высоким быстродействием.

Одной из главных проблем современной полупроводниковой спинтроники является поиск новых материалов, которые бы обладали свойствами ферромагнетиков и полупроводников. При этом особое внимание уделяется как гибридным системам типа ферромагнитный металл-полупроводник [Zutic,2004; Захарченя,2005; Кусраев,2010], так и разбавленным магнитным полупроводникам (РМП) [Dietl,2013].

Гибридные системы типа ферромагнетик-полупроводник, обладают как рядом существенных плюсов, так и недостатков. К достоинствам можно отнести потенциальную возможность прямой инжекции спинов из ферромагнетика в полупроводник, считывания намагниченности и управления магнетизмом с помощью полупроводника, широкий диапазон материалов, которые могут быть использованы для создания таких гибридов, а к недостаткам, например, большую величину контактного сопротивления между ферромагнетиком и полупроводником [Захарченя,2005; Korenev,2012].

В свою очередь, РМП соединения благодаря своим свойствам также вызывают повышенный интерес. Известно, что в большинстве полупроводники являются немагнитными материалами. Однако было обнаружено, что при легировании даже относительно небольшим количеством магнитных атомов они могут проявлять ферромагнитные свойства. Именно такие соединения и получили название полумагнитных полупроводников, или разбавленных магнитных полупроводников. Одним из наиболее распространённых элементов, который используется для легирования, является Mn, обладающий пятью неспаренными электронами в *d*- оболочке. Работы по синтезу подобных веществ на основе  $A_2B_6$  полупроводников стали вестись еще с конца 70-х годов прошлого века [Ляпилин,1985; Furdyna,1988; Цидильковский,1990]. В свою очередь, впервые о синтезе магнитных тонких пленок на основе (In,Mn)As было сообщено лишь к концу 80-х годов прошлого века [Munekata,1989]. Следует отметить, что это стало возможным благодаря развитию эпитаксиальных технологий и, в первую очередь,



молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Немного позднее, был синтезирован РМП, продемонстрировавший ферромагнитные свойства на основе  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  [Ohno,1996]. Этот полупроводник на сегодняшний день стал, по-сути, модельным и наиболее изученным среди подобных соединений. Было показано, что в зависимости от уровня легирования и расстояния между атомами легирующей примеси РМП могут проявлять различные типы магнитного упорядочения. Равновесная растворимость Mn в  $\text{A}_3\text{B}_5$  полупроводниках крайне низка. Поэтому для синтеза РМП соединений на основе  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$  используют, в первую очередь, неравновесные методы синтеза, к которым относится и метод молекулярно-пучковой эпитаксии. При этом обычно для МПЭ синтеза РМП на основе  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$  используют низкотемпературные режимы роста [Munekata,1989; Ohno,1996; Dietl,2013]. Это связано с тем, что при понижении температуры роста до 200 - 300°C удается, с одной стороны, превысить предел равновесной растворимости Mn, а с другой - избежать нежелательной сегрегации вторичных фаз таких, как, например, MnAs или  $\text{GaMn}_3$ . На настоящий момент, максимальная температура ферромагнитного упорядочения (температура Кюри) РМП соединений типа  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  еще далека от комнатной  $\sim 188\text{K}$  [Nёмес,2013]. Следует отметить, что все существующие модели, описывающие ферромагнитные свойства РМП, базируются на обменном взаимодействии газа свободных носителей (дырок в случае  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ ) и примесных ионов. Тем не менее, до сих пор не предложено универсальной модели, которая смогла адекватно описать процессы магнитного упорядочения в  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , а также других  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$  РМП. Фундаментальный вопрос об истинной природе магнетизма, а точнее о механизме возникновения ферромагнитных свойств РМП типа  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$ , несмотря на его важность, в том числе, и с точки зрения технологических аспектов создания подобных соединений, до сих пор остается открытым.

При исследовании тонких пленок на основе  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  соединений было обнаружено, что одним из способов повышения температуры Кюри является уменьшение их толщины [Mathieu,2003]. Поэтому одним из возможных путей повышения температуры Кюри, является переход к синтезу низкоразмерных

структур на основе РМП соединений. Кроме того, при синтезе наноструктур может увеличиваться растворимость переходных металлов (например, Mn) и уменьшаться вероятность сегрегации вторичных фаз [Моргунов,2009]. Технологические методики, разработанные для синтеза наноструктур таких, как ННК и КТ, позволяют контролировать их геометрические размеры, форму и расположение, открывая, тем самым, широкие перспективы для создания систем с заранее запрограммированными магнитными свойствами. Таким образом, магнитные наноструктуры представляют большой интерес не только для изучения фундаментальных свойств систем с пониженной размерностью, но и для создания принципиально новых приборов спинтроники.

Вышесказанное определяет **актуальность темы** настоящей работы, которая была направлена на разработку технологических способов формирования нитевидных нанокристаллов на основе (Ga,Mn)As и MnP соединений, так и квантовых точек на основе (In,Mn)As с использованием МПЭ и детальное изучение их физических свойств.

**Цель данной диссертационной работы** состояла в разработке, как технологических процессов эпитаксиального роста, так и исследовании свойств полупроводниковых магнитных наноструктур таких, как Ge, MnP, Mn<sub>2</sub>P, (Ga,Mn)As нитевидные нанокристаллы и (In,Mn)As квантовые точки.

Для достижения поставленной цели, в ходе работы решались следующие **основные задачи**:

- исследование процессов формирования нитевидных нанокристаллов на основе Ge и MnP с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии;
- исследование структурных, морфологических и магнитных свойств образцов с нитевидными нанокристаллами на основе Ge и MnP;
- разработка технологии выращивания (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов с использованием Mn в качестве катализатора роста;

- определение оптимальных параметров формирования (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов;
- исследование структурных, магнитных, оптических и электрофизических свойств (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов;
- разработка технологии выращивания (In,Mn)As квантовых точек, в том числе, многослойных массивов квантовых точек;
- исследование структурных и оптических свойств (In,Mn)As квантовых точек.

**На защиту выносятся следующие основные положения:**

1. Ge, Mn<sub>2</sub>P и MnP нитевидные нанокристаллы могут быть синтезированы с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии.
2. Источником атомов In для роста MnP/InP гибридных нанокристаллов, демонстрирующих ферромагнитное упорядочение до температур порядка 310К, может служить подложка InP, на поверхности которой осуществляется их непосредственный синтез.
3. Использование в качестве катализатора роста Mn позволяет синтезировать (Ga,Mn)As нитевидные нанокристаллы, проявляющие ферромагнитные свойства до 70 К, с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии при условии стабилизации по элементам металлической группы.
4. Возбуждение механических колебаний одиночных нитевидных нанокристаллов и их непосредственная регистрация с помощью растрового электронного микроскопа позволяет определить значение модуля упругости исследуемых нитевидных нанокристаллов.
5. Селективное легирование атомами Mn центральных частей полупроводниковых квантовых точек с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии позволяет получить структуры с высоким кристаллическим качеством.

**Научная новизна работы** состоит в том, что в ней:

- впервые показано, что с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии при использовании крекингового источника для получения потока димеров фосфора могут быть синтезированы Ge,  $Mn_2P$ ,  $MnP$ , а также гибридные  $MnP/InP$  нитевидные нанокристаллы;
- обнаружен принципиально новый метод формирования ННК, при котором источником материала для их роста служит сама подложка;
- продемонстрировано, что полученные на основе этого метода образцы с гибридными  $MnP/InP$  нитевидными нанокристаллами проявляют ферромагнитные свойства до температур порядка 310К;
- впервые показано, что использование в качестве катализатора роста Mn позволяет синтезировать нитевидные нанокристаллы на основе разбавленных магнитных полупроводников типа  $(Ga,Mn)As$  с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии при условии стабилизации по элементам металлической группы;
- впервые продемонстрировано, что рост  $(Ga,Mn)As$  нитевидных нанокристаллов при повышенных температурах позволяет избежать сегрегации вторичных фаз на боковых стенках и внутри нитевидных нанокристаллов, приводя к встраиванию Mn на катионные позиции в решетке;
- обнаружено, что  $(Ga,Mn)As$  нитевидные нанокристаллы могут проявлять ферромагнитное упорядочение вплоть до 70К;
- показано, что возбуждение механических колебаний одиночных нитевидных нанокристаллов и их непосредственная регистрация с помощью растрового электронного микроскопа позволяет определить значение модуля упругости исследуемых нитевидных нанокристаллов;
- впервые предложен и реализован метод эпитаксиального выращивания магнитных квантовых точек, основанный на селективном легировании

атомами Mn только их центральных частей, который позволил получить структуры с высоким кристаллическим качеством;

- показано, что квантовые точки, синтезированные с помощью этого метода, проявляют поведение поляризации фотолюминесценции в магнитном поле, обусловленное антиферромагнитным взаимодействием между электронами внутренней  $3d^5$  оболочки Mn со связанными дырками.

- 

**Достоверность полученных результатов** подтверждается сравнительным анализом результатов, полученных с помощью различных современных экспериментальных методик, тщательным контролем условий эксперимента, цельностью и последовательностью всего полученного экспериментального материала и его интерпретации, использованием достоверных литературных источников.

**Практическая значимость** работы состоит в том, что в ней:

- Разработаны научные основы технологии формирования нитевидных нанокристаллов на основе Ge, MnP, (Ga,Mn)As соединений и (In,Mn)As квантовых точек, которые могут быть использованы для создания принципиально новых приборов спинтроники, а также нано- и оптоэлектроники.
- Получены новые знания о фундаментальных свойствах нового класса полупроводниковых магнитных наноструктур.
- Разработана методика определения значения модуля упругости нитевидных нанокристаллов с помощью растрового электронного микроскопа.
- Разработан метод нанесения электрических контактов к одиночным (Ga,Mn)As нитевидным нанокристаллам, который может быть использован для создания приборов на их основе, а также их технологического контроля.

### **Апробация результатов работы.**

Результаты, вошедшие в диссертационную работу, докладывались и обсуждались на Всероссийских и международных конференциях и симпозиумах: 3 международной школе и конференции по полупроводниковой спинтронике и квантовым информационным технологиям “SPINTECH III” (Япония, Хьюго, 2005); 66-й осенней конференции японского общества прикладной физики (Япония, Токушима, 2005); 29-й ежегодной конференции по магнетизму в Японии (Япония, Нагано, 2005); симпозиуме по тройным и многокомпонентным соединениям (Япония, Токио, 2005); симпозиуме “Будущие наноматериалы и когерентная оптика” (Япония, Токио, 2005); симпозиуме “Будущие наноматериалы” (Япония, Токио, 2006); 15-й международной конференции по тройным и многокомпонентным соединениям (Япония, Киото, 2006); 53-й весенней конференции японского общества прикладной физики (Япония, Токио, 2005); 14,17,18,21 международном симпозиуме “Наноструктуры: физика и технология” (Россия, Санкт-Петербург, 2006,2010, 2013; Белоруссия, Минск, 2009); международной конференции по магнетизму (Киото, 2006); 36-й национальной японской конференции по росту кристаллов (Япония, Осака, 2006); 28-й международной конференции по физике полупроводников (Австрия, Вена, 2006); весеннем симпозиуме европейского общества исследователей материалов (E-MRS) (Франция, Страсбург, 2007); 52-й конференции по магнетизму и магнитным материалам (США, Тампа, 2007); 17-й международной конференции по электронным свойствам двумерных систем и 13-й международной конференции по модулированным полупроводниковым структурам (Италия, Генуя, 2007); 8-м латино-американском симпозиуме по магнетизму, магнитным материалам и их применениям (Бразилия, Рио-де-Жанейро, 2007); международной конференции по нано науке и технологии (ICN+T) (Швеция, Стокгольм, 2007); XIII, XIV, XV, XVII международном симпозиуме «Нанопизика и наноэлектроника» (Россия, Нижний Новгород, 2009, 2010, 2013 (приглашенный)); 4-м, 6-м семинаре по росту нитевидных нанокристаллов (Франция, Париж, 2009; Россия, Санкт-

Петербург); 473 Хаерас семинаре “III-V нитевидные нанокристаллы - рост, свойства, применение” (Германия, Бад Онеф, 2011); 3-й международной конференции “Современные направления научных исследований искусственных и природных нанобъектов” (Россия, Санкт-Петербург, 2012); международном семинаре по магнитным нанопроволокам и нанотрубкам (Германия, Кауб, 2013); XI Российской конференции по физике полупроводников (Россия, Санкт-Петербург, 2013).

Результаты диссертационной работы были представлены на научных семинарах ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, ИАП РАН, Санкт-Петербургского Академического Университета – Научно-Образовательного Центра Нанотехнологий РАН, Санкт-Петербургского Государственного Университета, Токийского Университета Сельского Хозяйства и Технологии (Япония), Института Общества Макса Планка в г. Халле (Германия), Университета Вюрцбурга (Германия), Лаборатории Фотоники и Наноструктур Национального Центра Научных Исследований (Франция), Университета Ланкастера (Великобритания), Университета Дарема (Великобритания), Аальто Университета (Финляндия), заседании Ученого совета ИАП РАН.

Личное участие А.Д. Буравлева явилось определяющим в получении научных результатов, изложенных в диссертации. Понимание закономерностей технологических процессов формирования полупроводниковых магнитных наноструктур и физических процессов в них, достигнутое в результате работы, привело, в итоге, к развитию **научного направления** «полупроводниковые магнитные нитевидные нанокристаллы и квантовые точки».

Основные результаты диссертационной работы **опубликованы** в 54 печатных работах, в том числе 26 научных статьях в ведущих отечественных и международных журналах и 28 докладах в материалах конференций и симпозиумов. Список публикаций приведен в конце автореферата.

**Структура диссертации:** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. В диссертации содержится 85 рисунков, 2 таблицы и список цитированной литературы из 311 наименований. Общий объем диссертации составляет 217 страниц.



# ГЛАВА 1.

## МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

### §1.1. Полупроводниковые наноструктуры

Бурное развитие полупроводниковых технологий сделало возможным создание электронных устройств основанных на структурах, размеры которых лежат в нанометровом диапазоне. В настоящее время, по-сути, происходит постепенный переход от микро- к наноэлектронике, базирующейся на использовании подобных полупроводниковых наноструктур.

Известно, что если размер полупроводниковой структуры становится сравним с длиной волны де Бройля ( $\lambda$ ), в ней могут начать проявляться эффекты размерного квантования [Тавгер,1968].

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m^*v} \quad (1.1)$$

Здесь  $h$  – постоянная Планка,  $p$  – импульс электрона,  $m^*$  - эффективная масса электрона и  $v$  – его скорость.

В зависимости от количества направлений, вдоль которых ограничено движение носителей заряда, эти наноструктуры подразделяются на квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки [Демиховский,1997].

В квантовых ямах движение носителей заряда ограничено в одном направлении. Зависимость плотности состояний от энергии квантовой ямы ступенчатый вид. Транспорт носителей тока в квантовой яме носит «квазидвумерный» характер. Приставка «квази» означает, что, в отличие от истинного двумерного движения, при котором частица характеризуется только компонентами своего импульса  $p_x, p_y$  в квантовой яме, в общем случае следует

указывать еще и номер подзоны. Однако особый интерес для изучения целого ряда фундаментальных квантовомеханических явлений представляют квантовые ямы, в которых заполнена только низшая по энергии подзона [Буравлев, 2002].

Квантовые проволоки реализуются при ограничении движения носителей заряда в двух направлениях. При этом, как и в случае квантовой ямы, энергетический спектр носителя тока в данной квазиодномерной структуре разбивается на подзоны размерного квантования

$$E = E_{N,N_1} + \frac{p_x^2}{2m^*} \quad (1.2)$$

где  $E_{N,N_1}$  - дискретная часть энергии, обусловленная квантованием движения носителя тока в сечении проволоки, а  $\frac{p_x^2}{2m^*}$  - кинетическая энергия его движения вдоль проволоки. Число заполненных одномерных подзон  $N_1$ , возникающих при расщеплении одиночной двумерной подзоны  $N$ , определяется шириной квантовой проволоки и позицией уровня Ферми. Заполнение подзон является важной характеристикой проводимости квантовой проволоки [Буравлев, 2002].

Квантовые точки представляют собой квазиульмерные системы, которые могут быть получены при полном ограничении движения носителей тока. Поскольку движение носителей тока ограничено внутри квантовой точки во всех направлениях, соответствующий энергетический спектр будет полностью дискретным, как в атоме.

$$E_N = \frac{\hbar^2 \pi^2 N^2}{2m^* d^2} \quad (1.3)$$

Здесь  $\hbar$  - приведенная постоянная Планка,  $d$  - размер квантовой точки в выбранном направлении.

Поэтому квантовые точки часто называют искусственными атомами, хотя каждая такая точка состоит из тысяч или даже сотен тысяч настоящих атомов. Естественно, речь в этом случае идет о заряженных квантовых точках, тогда как пустые квантовые точки не являются аналогами реальных атомов, но представляют значительный интерес для изучения процессов резонансного туннелирования носителей тока через низкоразмерные системы. В свою очередь, подобно настоящему атому, заряженная квантовая точка – “искусственный атом” может содержать один или несколько свободных носителей тока, демонстрируя в процессах перезарядки эффекты размерного квантования и электрон-электронного взаимодействия, относительный вклад которых определяется размерами точки и характеристиками ее границ [Буравлев, 2002].

Следует отметить, что отличительной чертой наноструктур, в отличие от объемных материалов, является относительно высокая доля поверхностных атомов. Поэтому и свойства наноструктур сильно зависят от процессов, происходящих на их поверхности, и структуры самой поверхности.

## §1.2. Формирование квазиодномерных наноструктур

### 1.2.1. «Сверху-вниз» и «снизу-вверх»

Несмотря на все многообразие технологических подходов, которые используются для формирования наноструктур, их можно разделить на две большие группы: «сверху-вниз» (top-down) и «снизу-вверх» (bottom-up).

Первая группа «сверху-вниз» основана на использовании традиционных методик планарной технологии таких, как литография, травление и т.д. Требуемые одномерные наноструктуры могут быть «вырезаны» из выращенных с помощью различных технологических методик образцов. Так, например, одномерные наноструктуры можно сформировать путем «вырезания» узкой полоски из структуры содержащей квантовую яму с применением электронно-лучевой литографии сверхвысокого разрешения [Thornton, 1994]. Нанопроволоки могут быть сформированы в нижней части V-образной канавки, полученной путем селективного травления полупроводника с большой запрещенной зоной. Если на следующем этапе в основание этой канавки осадить полупроводник с меньшей запрещенной зоной, то носители тока в этом слое будут ограничены в двух направлениях [Walther, 1992]. Также нанопроволоки могут быть получены путем электростатического упорядочения. Для этого, на поверхность структуры с квантовой ямой методом электронно-лучевой литографии могут быть нанесены металлические электроды, использующиеся в качестве затворов и представляющие собой либо узкую металлическую полоску, либо две параллельные полоски, между которыми создается область обеднения двумерных носителей тока. Электростатический метод создания нанопроволоки имеет одно очень важное преимущество. Варьируя величину напряжения на затворе, можно эффективно изменять концентрацию носителей тока в нанопроволоке, тем самым

открывая возможности для наблюдения квантованной проводимости одиночной квантовой проволоки [Баграев, 2002; Буравлев, 2002].

При всей своей привлекательности, данная группа технологических методик имеет и ряд недостатков. Поскольку свойства наноструктур зачастую определяются их поверхностью, остро стоит вопрос о недостаточном контроле над процессами, необходимыми для их формирования (травления, например) и о воспроизводимости данного типа наноструктур. Кроме того, следует отметить, что уменьшение размеров данных структур приводит к кардинальному росту затрат на их создание.

Другой подход «снизу-вверх» стал привлекать все большее внимание, поскольку он базируется на самоорганизации наноструктур. При определенных технологических режимах можно реализовать необходимые условия для самоупорядочения атомов на подложке или, иначе говоря, для роста наноструктур. Поэтому данная группа методов и получила название «снизу-вверх». Считается, что подобные методы обладают большой перспективой, т.к. именно они позволят контролировать положение отдельных атомов в структурах, приводя к созданию наноструктур обладающих минимальным разбросом параметров с одной стороны, и высоким качеством с другой. При этом следует отметить, что для данного способа формирования наноструктур требуется значительно меньше материалов, время роста самоупорядоченных наноструктур зачастую значительно меньше по сравнению со временем, требуемым для роста равных по толщине тонких пленок полупроводниковых материалов. Соответственно, использование таких подходов приводит к понижению затрат требуемых для создания подобных квазиодномерных наноструктур.

### 1.2.2. Синтез нитевидных кристаллов по механизму «пар-жидкость-кристалл»

Необычные кристаллы в форме нитей, лент, волокон, наблюдаются в природе достаточно часто. При этом подобные минералообразования могут быть сформированы не только благодаря естественным процессам кристаллизации, происходящим в природной среде, но и при особых условиях, созданных искусственно. Первые упоминания о подобных процессах кристаллизации относят к 16 веку. Причем, тогда они привлекали внимание, в первую очередь, с точки зрения определения взаимосвязи между растительным и неорганическим миром [Бережкова,1969].

Детальное изучения процессов формирования и роста нитевидных кристаллов было инициировано после того, как во время второй мировой войны обнаружили, что причиной выхода из строя вследствие коротких замыканий радиолокационных станций и другой радиоэлектронной аппаратуры стали тонкие металлические иглы диаметром нескольких микрометров вырастающие на поверхности гальванических покрытий при приложении высокого напряжения [Бережкова,1969;Гиваргизов,2003].

В 50-х годах прошлого века было обнаружено, что подобные нитевидные кристаллы обладают прочностью, близкой к теоретической [Herring,1952]. Поэтому пристальное внимание стало уделяться не только исследованию процессов роста нитевидных кристаллов [Sears,1953; Sears,1955], но и созданию на их основе композитных материалов, обладающих уникальными свойствами [Бережкова,1969].

В свою очередь, в 1964 году был предложен механизм для описания роста полупроводниковых кристаллов на основе кремния [Wagner,1964], получивший название «пар-жидкость-кристалл» (ПЖК). Было обнаружено, что рост нитевидных кристаллов кремния при газофазном осаждении на поверхности

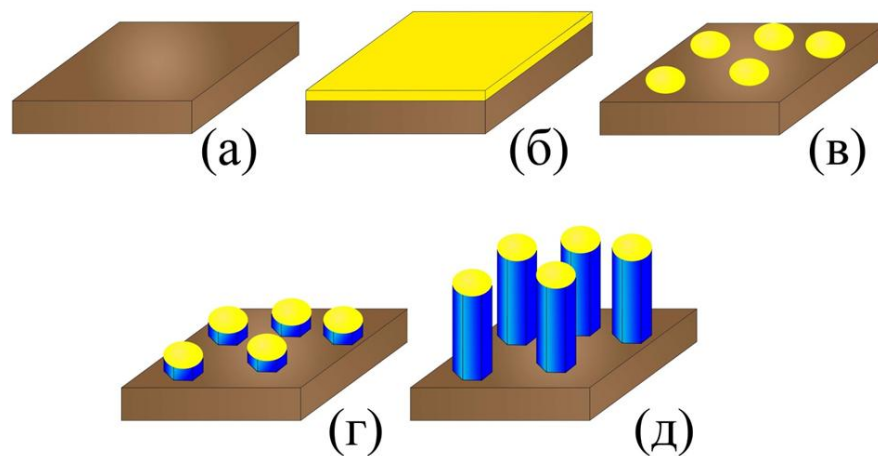
Si(111) может быть активирован каплями золота, сформированными на этой поверхности путем термического нагрева образца с предварительно нанесенным слоем золота. Полученные нитевидные кристаллы, были ориентированы перпендикулярно поверхности подложки, т.е. вдоль кристаллографических направлений типа  $\langle 111 \rangle$ . Они располагались в местах, задаваемых каплями золота, и их радиус примерно соответствовал радиусу капли [Wagner,1964]. Согласно предложенному механизму рост кристаллов происходил из-за адсорбции атомов кремния из газовой фазы капель золота. В результате, твердый раствор внутри капли становится пересыщенным, что может привести к кристаллизации материала на границе «жидкость-кристалл». Другими словами, начинается рост нитевидного кристалла под каплей, а сама капля начинает движение вверх, наглядно демонстрируя то, что данный механизм по праву может быть отнесен к группе технологических методов, описанных в п. 1.2.1 - «снизу-вверх». Таким же способом были получены и многие другие нитевидные кристаллы, например, GaAs и GaP [Barns,1965]. Несмотря на то, данный механизм получил свое развитие в 60-70-е года прошлого века [Wagner,1964; Givargizov,1973; Гиваргизов,1977], он до сих пор не потерял своей актуальности и повсеместно используется для роста полупроводниковых нитевидных кристаллов. Следует отметить, что нитевидные кристаллы, которые были синтезированы в рамках механизма ПЖК, зачастую имели размеры в микронном диапазоне. Это было связано не только с технологическими процессами, используемыми для роста нитевидных кристаллов, но и с доступными на то время методиками исследования их свойств, в первую очередь, морфологических, а также структурных.

Существенный прорыв, связанный с переходом в нанометровый диапазон размеров (если говорить о диаметрах) нитевидных кристаллов, произошел благодаря развитию, как полупроводниковых технологий, так и методов их исследований. В середине 90-х годов прошлого века появился цикл работ группы проф. Хирумы, посвященный синтезу и исследованию свойств полупроводниковых кристаллов на основе GaAs, выращенных по механизму

ПЖК с использованием золота в качестве катализатора [Niruma,1991; Yazawa,1992; Niruma,1995]. Впоследствии, с начала 2000-х годов, число работ посвященных синтезированию и исследованию свойств различных полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) приняло экспоненциальный характер.

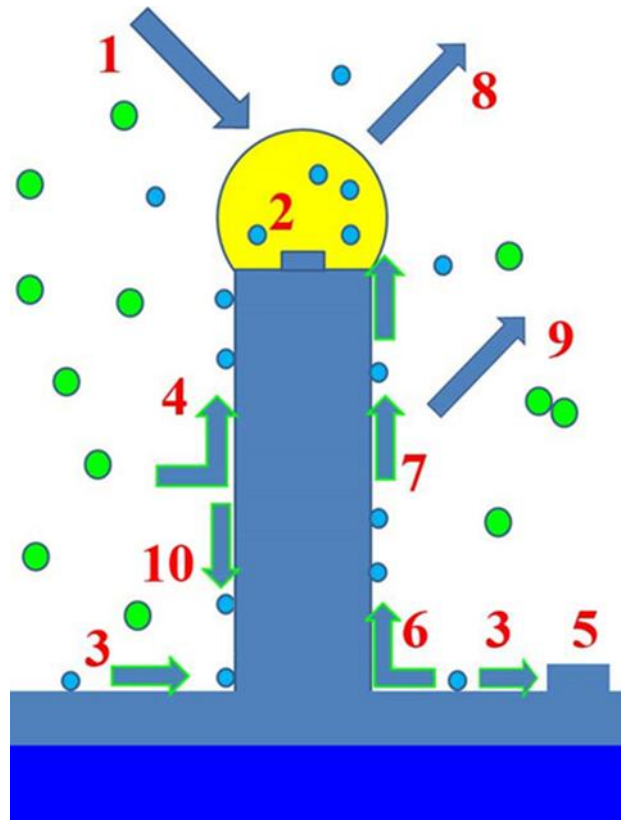
На сегодняшний день с использованием механизма ПЖК уже были синтезированы ННК на основе множества полупроводников. Для их синтеза могут быть использованы совершенно разные технологические методы такие, как газофазная эпитаксия [Bouravleuv,2010], молекулярно-пучковая эпитаксия [Цырлин,2005], магнетронное осаждение [Сошников,2006] и др.

Процесс формирования полупроводниковых ННК с использованием механизма ПЖК, как уже было отмечено выше, по-сути, может быть разделен на несколько этапов.



**Рис. 1.1.** Схематично представленные этапы роста нитевидных кристаллов по механизму ПЖК. (а) – подготовка полупроводниковой подложки, (б) – нанесение тонкого слоя металла-катализатора (чаще всего золота), (в) формирование массива капель – зародышей роста путем термического отжига образца, (г) – начальный этап роста нитевидных кристаллов, (д) – нитевидные кристаллы, выращенные на полупроводниковой подложке.





**Рис. 1.2.**Схематическое изображение процессов сопровождающих формирование ННК: адсорбция адатомов на поверхности капли (1), кристаллизация на границе капля-ННК (2), диффузия адатомов по поверхности образца (3), диффузия адатомов с боковых граней (4), рост смачивающего слоя между ННК (5), диффузия адатомов с поверхности на боковые грани (6), диффузия адатомов по боковым граням к капле (7), десорбция адатомов с поверхности капли (8) и боковых граней (9), сток адатомов с боковых граней (10).

На первом этапе осуществляется подготовка подложки, включающая в себя очистку от естественного окисла, напыление буферного слоя и т.п. (Рис. 1.1.а). Затем на подготовленную подложку может быть произведено осаждение тонкой пленки металла катализатора (Рис. 1.1.б) для ее последующего термического отжига с целью создания массива капель эвтектического раствора из атомов катализатора и полупроводниковой подложки (Рис. 1.1.в). В принципе, массив капель может быть сформирован и без предварительного напыления тонкой

пленки металла. Для этого достаточно осуществить осаждение атомов катализатора на нагретую подложку или использовать диспергированные частицы металлов. При этом важно, чтобы капли не смачивали поверхность, что является необходимым условием для нуклеации нитевидных кристаллов. На последнем этапе происходит непосредственный рост нитевидных кристаллов (Рис. 1.1.г,д).

Для описания роста ННК может быть использована нестационарная кинетическая модель, учитывающая основные процессы, протекающие во время роста ННК [Дубровский, 2004; Цырлин, 2005; Дубровский, 2009; Lugani, 2012]. К ним относятся (см. Рис. 1.2.): прямое попадание атомов в каплю из потока осаждаемого вещества; поток атомов в каплю за счет диффузии по подложке и по боковым стенкам ННК; кристаллизация на границе жидкость-кристалл; испарение с поверхности капли [Сибирев, 2013].

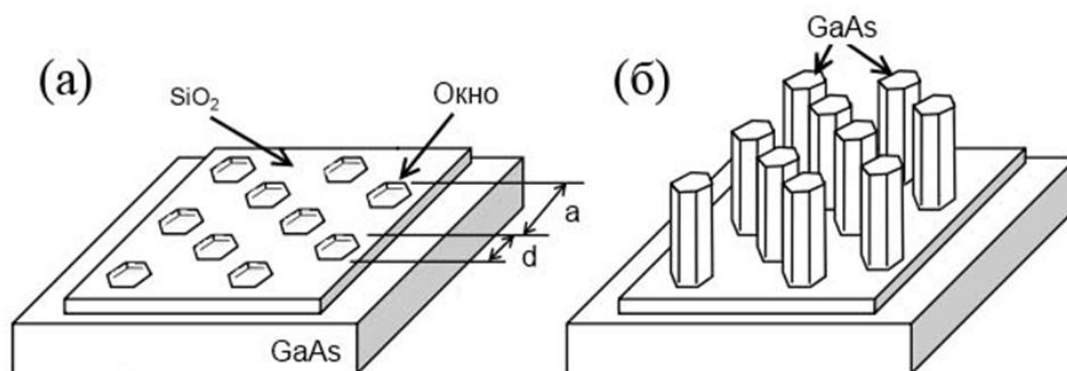
### 1.2.3. Альтернативные методы роста ННК

В качестве катализатора для роста ННК наиболее часто используют золото. При этом для активации роста могут быть применены и другие металлы. Однако в любом случае, существует вероятность того, что атомы металла из капли могут не только мигрировать по боковым стенкам ННК [Hannon, 2006], но и встраиваться внутрь ННК, создавая нежелательные дефекты и примесные центры [Koren, 2011]. Поэтому альтернативные способы формирования ННК без использования инородного катализатора приобретают всю большую популярность.

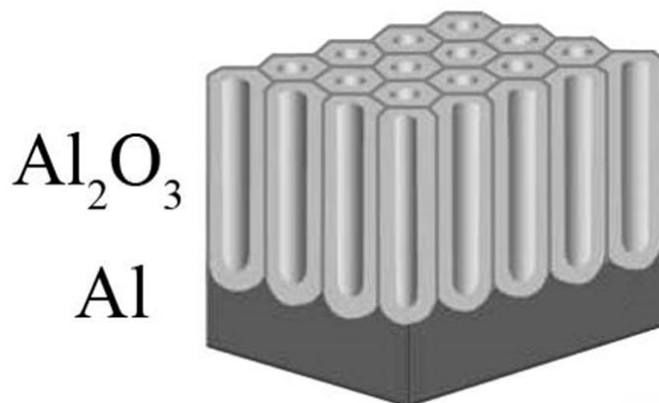
При так называемом самокаталитическом росте ННК используют в качестве катализатора один из элементов, входящих в состав самого ННК. Так, например, для активации роста ННК на основе  $A_3B_5$  полупроводниковых соединений, может быть использован металл из 3-й группы [Novotny, 2005; Mattila, 2006; Mattila, 2007;

Самсоненко,2011]. В свою очередь, ННК на основе широкозонных полупроводниковых материалов (ZnO, GaN, AlGaN и др.) могут быть синтезированы без предварительного нанесения катализатора [Park,2002; Sekar,2005; Bertness,2006], хотя, вполне возможно, что, как и в случае самокаталитического роста, роль катализатора могут играть капли металлов, образующиеся на начальном этапе роста ННК.

Другой интересной методикой является так называемая селективная эпитаксия ННК, основанная на использовании предварительно подготовленных подложек [Ikejiri,2008]. Процесс подготовки заключается в нанесении маски – чаще всего диоксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ) со вскрытыми окнами путем использования разных литографических методик (чаще всего электронно-лучевой литографии сверхвысокого разрешения) (см. Рис. 1.3.а). Далее производится непосредственный синтез ННК, при котором они растут в скрытых окнах (см. Рис. 1.3.б). Следует отметить, что таким способом можно получить упорядоченные массивы ННК с небольшим разбросом параметров, как и впрочем, при использовании метода ПЖК, если с помощью электронно-лучевой литографии предварительно создать упорядоченные массивы капель катализаторов [Сошников,2011].



**Рис. 1.3.** Рост GaAs ННК с использованием метода селективной эпитаксии [Ikejiri,2008]. (а) – схематичное изображение подготовленной подложки до газофазной эпитаксии (б) – после. Рост GaAs нитевидных нанокристаллов происходил вдоль эквивалентных кристаллографических направлений типа  $\langle 111 \rangle$ В.



**Рис. 1.4.** Изображение мембраны из анодированного Al [Li,1998].

Для синтезирования металлических ННК на основе таких металлов, как Ni, Co, Fe, Cu, Ni, Ag, Au и др. [Sellmyer,2001;Sun,2005], а также некоторых полимерных и полупроводниковых ННК (например, CdS) [Xu,2000] может быть использован метод электрохимического осаждения через шаблон. В качестве шаблона наиболее часто используют мембрану на основе  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , получаемую анодированием пленки Al [Li,1998]. Поры мембраны обычно имеют гексагональную форму и размер от 10 до 250 нм (см. Рис. 1.4.). Осаждение материала осуществляется в поры, а затем шаблон может быть удален. К сожалению, несмотря на относительную простоту данного метода, в основном он пригоден для осаждения на подложки из хорошо проводящих материалов, поскольку они используются в качестве одного из электродов. Поэтому рост с помощью этой методики ННК на полупроводниковых подложках сильно затруднен или невозможен.

Выше были рассмотрены лишь основные методы, которые используются в настоящее время для синтеза, в первую очередь, полупроводниковых ННК. Использование данных технологических подходов позволяет контролировать не только форму ННК, но также и их состав.

### §1.3. Формирование квази-нульмерных наноструктур

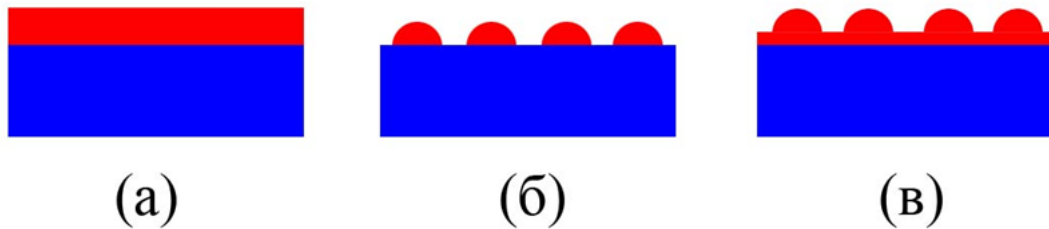
Первые квантовые точки (КТ) были получены с помощью термического отжига силикатных стекол в 80-х годах прошлого века [Екимов,1981; Екимов,1985]. Практически в это же самое время, был предложен метод, так называемого, коллоидного синтеза квантовых точек [Rossetti,1983], основанного на нуклеации зародышей твердой фазы в пересыщенных растворах вследствие определенных химических реакций. Этот метод является одним из двух основных способов получения квантовых точек. Второй основан на использовании эпитаксиальных технологических методик таких, как, например, различные виды газофазной эпитаксии и молекулярно-пучковой эпитаксии.

Аналогично квазиодномерным наноструктурам, способы получения которых были описаны в предыдущем параграфе (см. §1.2.), формирование квантовых точек может быть осуществлено в рамках подходов «сверху-вниз» и «снизу-вверх». Также как и квазиодномерные наноструктуры в рамках подхода «сверху-вниз», они могут быть получены как путем селективного травления эпитаксиально выращенных полупроводниковых структур [Weisbush,1991; Kastner,1993; Thornton,1994], так и электростатически, с помощью нанесения на эти структуры металлических контактов [Thornton,1994; Meirav,1996].

В свою очередь, квантовые точки могут быть синтезированы и в рамках подхода «снизу-вверх» при эпитаксиальном осаждении полупроводниковых материалов рассогласованных по параметру кристаллической решетки с подложкой.

Известно, что при эпитаксиальном осаждении существует три основных механизма роста: механизм послойного (двумерного) роста полупроводниковых слоев Франка - ван дер Мерве, островкового роста - механизм Вольмера - Вебера, а также его модификация - механизм Странского - Крастанова, при котором первоначально осуществляется послойный рост, а затем при определенных

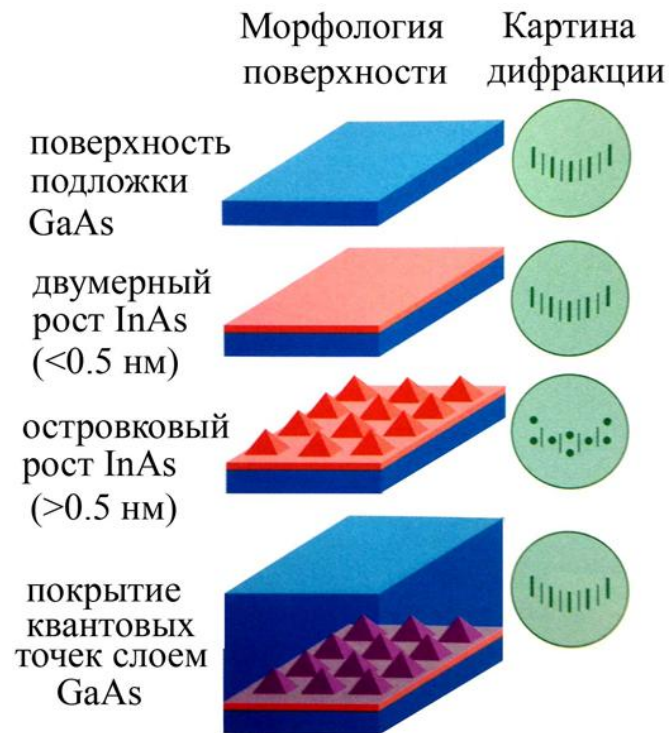
условиях (в первую очередь, при увеличении толщины осаждаемого материала), происходит формирование островков (см. Рис. 1.5.) [Жуков,2009].



**Рис. 1.5.** Механизмы роста при эпитаксиальном осаждении материалов: (а) Франка-ван дер Мерве, (б) – Вольмера-Вебера, (с) Странского-Крастанова.

Впервые образование InAs островков в матрице GaAs при МПЭ росте было обнаружено в середине 80-х годов прошлого века [Goldstein,1985]. При этом в случае образования островков наблюдалось смещение позиции линии фотолюминесценции. Поэтому такой массив островков можно рассматривать как массив квантовых точек. Позднее, формирование упруго-напряженных островков было обнаружено и в других системах [Jasak,1998]. Одним из основных условий их формирования являлось, как уже было упомянуто выше, наличие значительного рассогласования кристаллических решеток осаждаемого материала и подложки [Jasak,1998; Леденцов,1998; Жуков,2009; Дубровский,2009]. Так, например, в системе InAs-GaAs оно составляет порядка 7 %. Долгое время считалось, что формирование островков сопровождается образованием дислокаций, причем и сами островки могут быть дислоцированы. Действительно, если процесс формирования островков идет по механизму Странского-Крастанова, сначала на подложке будет расти упруго-напряженный смачивающий слой. Причем, по мере возрастания толщины слоя, будет возрастать и энергия упругих напряжений, поскольку большое количество атомов оказывается сдвинутым относительно своих равновесных положений. Однако, при достижении определенной критической толщины слоя возможно образование

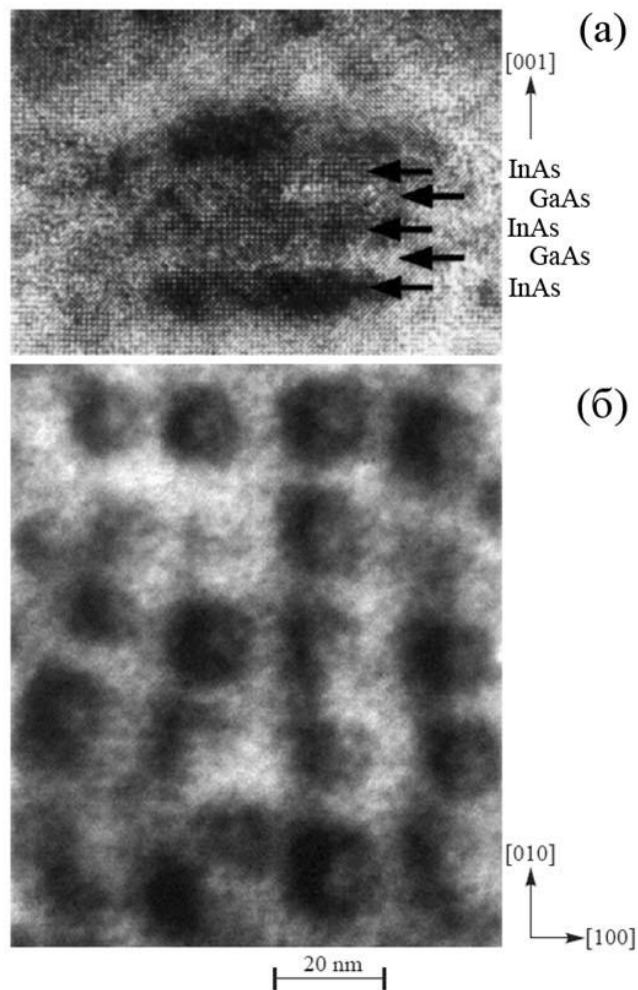
бездислокационных квантовых точек [Leonard,1993]. Это связано с тем, что при формировании трехмерных островков на их гранях может происходить частичное снятие упругих напряжений. Следует отметить, что значение критической толщины убывает при увеличении рассогласования. Поэтому, если прервать процесс осаждения вскоре после перехода к островковому росту, возможно формирование массивов бездислокационных квантовых точек с небольшим разбросом размеров упорядоченно расположенных на подложке [Leonard,1993; Леденцов,1998; Жуков,2009]. Если процесс осаждения будет продолжен, то могут образовываться дислокации несоответствия. Для системы InAs/GaAs такая критическая толщина составляет около 4 МС.



**Рис. 1.6.** Этапы формирования InAs квантовых точек на подложке GaAs и соответствующие картины дифракции быстрых электронов [Жуков,2009].

Как уже было отмечено выше, одним из основных технологических методов роста КТ является МПЭ, который позволяет осуществлять контроль морфологии поверхности образца с помощью метода дифракции быстрых электронов на

отражение (ДБЭО)*insitu*. На рисунке 1.6. показаны этапы формирования InAs КТ в GaAs матрице и соответствующие характерные картины дифракции. Видно, что на этапе формирования квантовых точек происходит резкий переход от линейчатой картины дифракции, характерной для гладкой поверхности, к точечной (см. Рис. 1.6.в) [Жуков,2009]. Таким образом, процесс формирования КТ может контролироваться с достаточно высокой точностью.



**Рис. 1.7.** Изображения вертикально-связанных КТ InAs в матрице GaAs, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии в поперечном сечении (а) и в плоскости поверхности (б) [Леденцов,1998].

Следует отметить, что может быть осуществлено формирование и так называемых вертикально связанных массивов квантовых точек [Леденцов,1998;



Jasak,1998; Жуков,2009]. При заращивании массива квантовых точек, например, InAs, слоем GaAs небольшой толщины и последующем чередовании этих слоев, может наблюдаться совмещение КТ в вертикальном направлении. Т.е. КТ второго слоя могут располагаться непосредственно над КТ сформированными в первом слое (см. Рис. 1.7.). Данный эффект может быть связан с тем, что при небольших толщинах материала ( $\sim 10$  нм) который используется для заращивания КТ, сохраняется поле упругих напряжений созданное КТ первого слоя [Леденцов,1998].

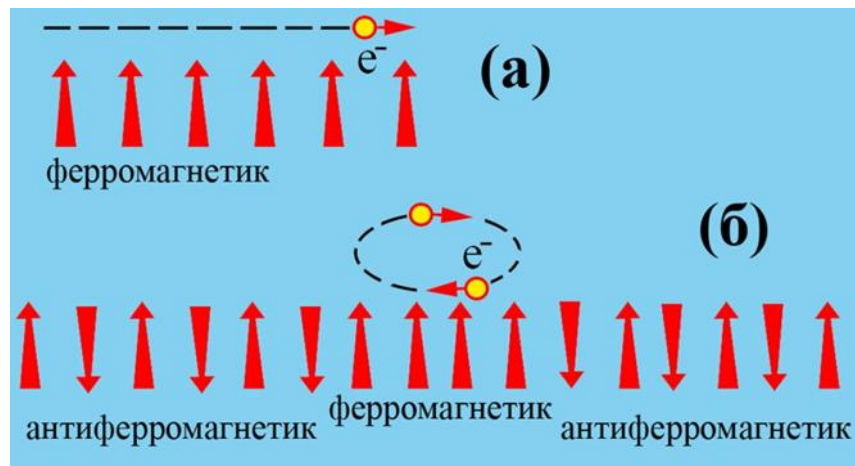
## §1.4. Разбавленные магнитные полупроводники

### 1.4.1. Магнитные полупроводники

Магнитные полупроводники привлекают неослабевающее внимание уже много десятилетий подряд. Хорошо известно, что обычные полупроводники в основном являются немагнитными материалами. С другой стороны, большинство магнетиков обладают металлическим типом проводимости, т.е. не являются полупроводниками, свойства которых можно контролировать путем приложения электрического поля. Поэтому комбинация свойств, как магнетиков, так и полупроводников в одном материале, безусловно, представляет значительный интерес.

До начала 60-х годов прошлого века, несмотря на обнаружение ряда магнитных полупроводников с ионным типом связи, антиферромагнитные свойства которых определялись катионами с ненулевым спином [Нагаев,1982; Нагаев,2004], считалось, что полупроводники вследствие каких-то причин не могут обладать ферромагнитными свойствами. Однако публикация работ о магнитных свойствах ионного полупроводника  $\text{CrBr}_3$  [Tsubokawa,1960] и чуть позднее в 1961 году о ферромагнитных свойствах  $\text{EuO}$  [Matthias,1961], послужила отправным толчком к созданию и исследованию нового класса магнитных полупроводниковых соединений на основе халькогенидов переходных и редкоземельных металлов [Нагаев,1979; Mauger,1986]. Исследования этих материалов показали, что их магнитные свойства возникают благодаря частичному заполнению  $4f$  (или  $3d$ ) электронных оболочек катионов - металлов входящих в состав соединений, а точнее обменному взаимодействию делокализованных электронов из зоны проводимости с магнитными катионами и могут быть описаны в рамках  $s-f$  (или  $s-d$ ) модели [Nolting,1979]. Следует отметить, что для объяснения проявления ферромагнитных свойств рядом

антиферромагнитных полупроводников также была предложена идея гетерофазной автолокализации носителей тока [Нагаев,1979], которая впоследствии была подтверждена экспериментально [Shapira,1974]. Было показано, что электрону может быть энергетически выгодно локализоваться в определенной области антиферромагнитного полупроводника благодаря возникновению в ней ферромагнитного упорядочения вызванного им же самим (см. Рис. 1.8.б). При повышении температуры или магнитного поля, локализация может быть разрушена и носитель тока может перейти в свободное состояние. Такую область ферромагнитного упорядочения с автолокализованным носителем тока можно рассматривать как квазичастицу – магнитный полярон или феррон.



**Рис. 1.8.** (а) - свободное движение электрона по ферромагнитному кристаллу; (б) - локализация электрона проводимости в созданной им ферромагнитной области внутри антиферромагнитного полупроводника – магнитный полярон или феррон [Нагаев,1982].

В свою очередь, с конца 70-х годов прошлого века появились работы связанные с синтезированием магнитных полупроводников на основе  $A_2B_6$  соединений [Ляпилин,1985; Furdyna,1988; Цидильковский,1990]. Было обнаружено, что они могут проявлять магнитные свойства при легировании небольшим числом магнитных атомов. Эти соединения получили название

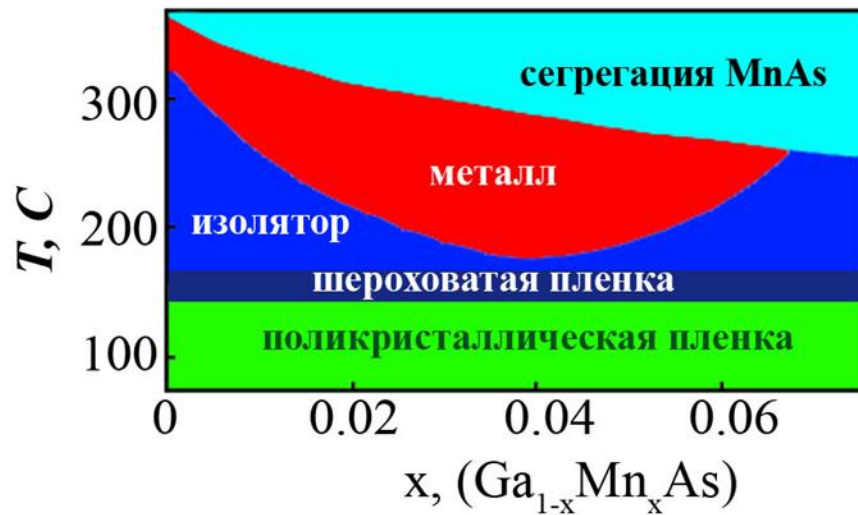
полумагнитных полупроводников или разбавленных магнитных полупроводников (РМП). Следует отметить, что одним из наиболее распространённых элементов, который используется для легирования, является Mn, обладающий пятью неспаренными электронами в  $d$ - оболочке. В действительности преобладающий тип магнитного упорядочения в  $(A_2Mn)B_6$  антиферромагнитный благодаря прямому обменному взаимодействию между катионами Mn, что может приводить к проявлению не только антиферромагнитных и парамагнитных свойств, но и свойств характерных для спинового стекла. Ферромагнитные свойства  $(A_2Mn)B_6$  РМП соединений были впервые обнаружены только при очень низких температурах  $\sim 1.8K$  [Haugy,1997]. Тем не менее, данные соединения представляют большой интерес, поскольку, являясь многокомпонентными, позволяют не только варьировать параметрами своей зонной структуры, но и обладают уникальными свойствами. Так, например, в них наблюдаются эффекты, которые могут быть связаны с образованием магнитных поляронов; при приложении магнитного поля можно индуцировать переход полупроводник-металл; атом Mn занимающий катионную позицию в кристаллической решетке демонстрирует высокоэффективную электролюминесценцию и т.д. [Furdyna,1988]. Следует отметить, что Mn обладает высокой растворимостью в  $A_2B_6$  соединениях. Однако благодаря своему изовалентному поведению он не может изменять концентрацию свободных носителей заряда (что необходимо не только для создания приборных приложений, но и для изучения транспортных свойств). Поэтому для легирования подобных РМП соединений требуется дополнительно использовать другие материалы, что влечет за собой определенные технологические трудности, связанные с образованием дефектов.

Известно, что полупроводники  $A_3B_5$  обладают ковалентным типом связи и являются одними из наиболее перспективных и широко используемых материалов (после кремния и германия) современной электроники. Тем не менее, несмотря на интенсивные исследования данных полупроводниковых материалов, впервые о синтезе магнитных тонких пленок на их основе, а точнее,  $(In,Mn)As$ , было сообщено лишь к концу 80-х годов прошлого века [Munekata,1989]. Следует

отметить, что это стало возможным благодаря развитию эпитаксиальных технологий и, в первую очередь, молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Немного позднее, был синтезирован  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  РМП р-типа продемонстрировавший ферромагнитные свойства [Ohno,1996], хотя исследования глубоких центров Mn в GaAs проводились и ранее [Woodbury,1973; Schairer,1974; Карлик,1982; Averkiev,1984; Averkiev,1987; Gutkin,1988]. Этот полупроводник на сегодняшний день стал, по-сути, модельным и наиболее изученным среди подобных РМП соединений [Ohno,1998; Ohno,1999; Ohno,2000; Dietl,2002; Matsukura,2002; Timm,2003; MacDonald,2005; Yakunin,2005; Sapega,2005; Sapega,2006; Jungwirth,2006; Yakunin,2007; Chiba,2008; Burch,2008; Sapega,2009; Dietl,2010; Sawicki,2010; Owen,2010; Werpachowska,2011; Dobrowolska,2012; Němec,2013; Ohno,2013; Dietl,2013].

#### 1.4.2. Тонкие пленки на основе $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$

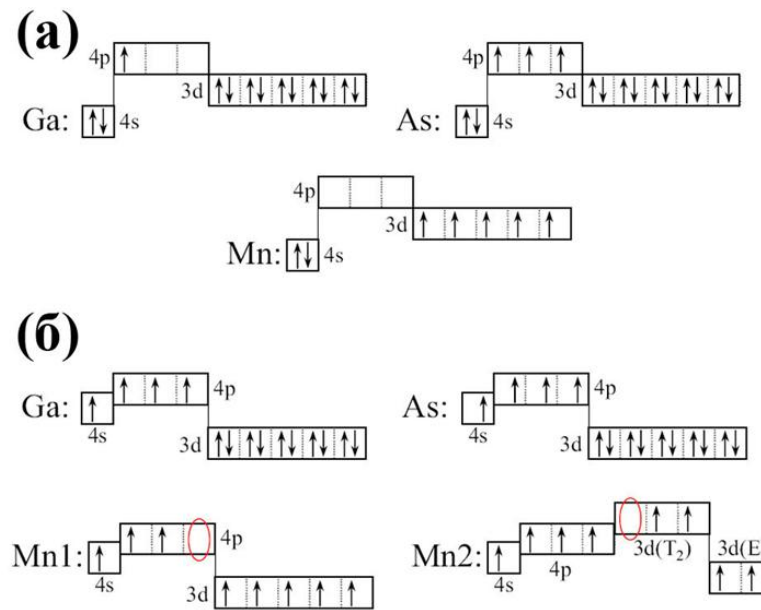
Хорошо известно, что равновесная растворимость Mn в  $\text{A}_3\text{B}_5$  полупроводниковых соединениях относительно невелика [Munekata,1989; Dietl,2013]. Поэтому для синтеза РМП соединений на основе  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$  используют, в первую очередь, неравновесные методы синтеза, к которым относится и метод молекулярно-пучковой эпитаксии. При этом обычно для МПЭ синтеза РМП на основе  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$  используют низкотемпературные режимы роста (см. Рис. 1.9.) [Munekata,1989; Ohno,1996; Ohno,1998; Dietl,2013]. Это связано с тем, что при понижении температуры роста до 200 - 350°C удается с одной стороны превысить предел равновесной растворимости Mn, а с другой - избежать нежелательной сегрегации вторичных фаз таких, как, например, MnAs или  $\text{GaMn}_3$ .



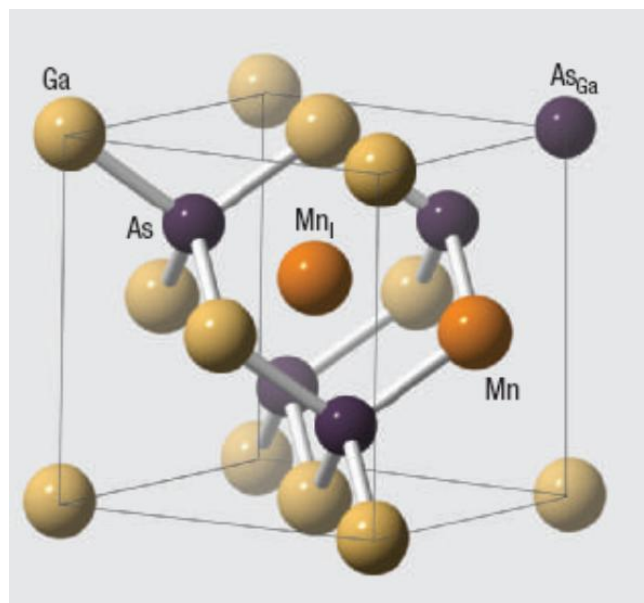
**Рис. 1.9.** Схематическая фазовая диаграмма демонстрирующая влияние ростовых параметров таких, как температура роста и концентрация Mn на свойства (Ga,Mn)As пленки, полученной с помощью МПЭ [Ohno,1998; Ohno,1999].

Легирование GaAs переходными металлами чаще всего приводит к образованию глубоких примесных состояний. Эти состояния обычно являются акцепторными, но электрически неактивными благодаря большой величине энергии активации по сравнению с тепловой энергией. Однако поведение Mn при легировании GaAs может отличаться от поведения большинства переходных металлов. Он может образовывать не только глубокие сильно локализованные акцепторные состояния, но и мелкие водородоподобные, которые могут быть хорошо описаны в приближении эффективной массы [Yakunin,2005].

Элементы, входящие в состав (Ga,Mn)As РМП соединений, имеют следующую электронную конфигурацию: Ga – [Ar] 3d<sup>10</sup>4s<sup>2</sup>p<sup>1</sup>, As – [Ar] 3d<sup>10</sup>4s<sup>2</sup>p<sup>3</sup>, Mn – [Ar] 3d<sup>5</sup>4s<sup>2</sup> (см. Рис. 1.10.). В зависимости от расположения атомов Mn в кристаллической решетке, они могут образовывать различные электронные состояния. Исходя из вышеприведенной конфигурации оболочек, для большинства атомов Mn наиболее выгодным является встраивание на катионную позицию в кристаллической решетке GaAs, т.е. замещение атомов Ga (см. Рис. 1.11.). Поскольку в результате два 4s-электрона Mn могут таким же образом участвовать в образовании химических связей, как и 4s электрона атома Ga



**Рис. 1.10.** Электронная конфигурация свободных атомов Ga, As и Mn (а), а также в  $A_3B_5$  полупроводниковых соединениях (б). На (б) Mn1 и Mn2 - две возможные электронные конфигурации атома Mn, красный овал – расположение дырки [Yakunin,2005].



**Рис. 1.11.** Структура кристаллической решетки  $(Ga,Mn)As$ . MnI – Mn в междоузлии,  $As_{Ga}$  – антиструктурный дефект: As замещающий атом Ga [MacDonald,2005].

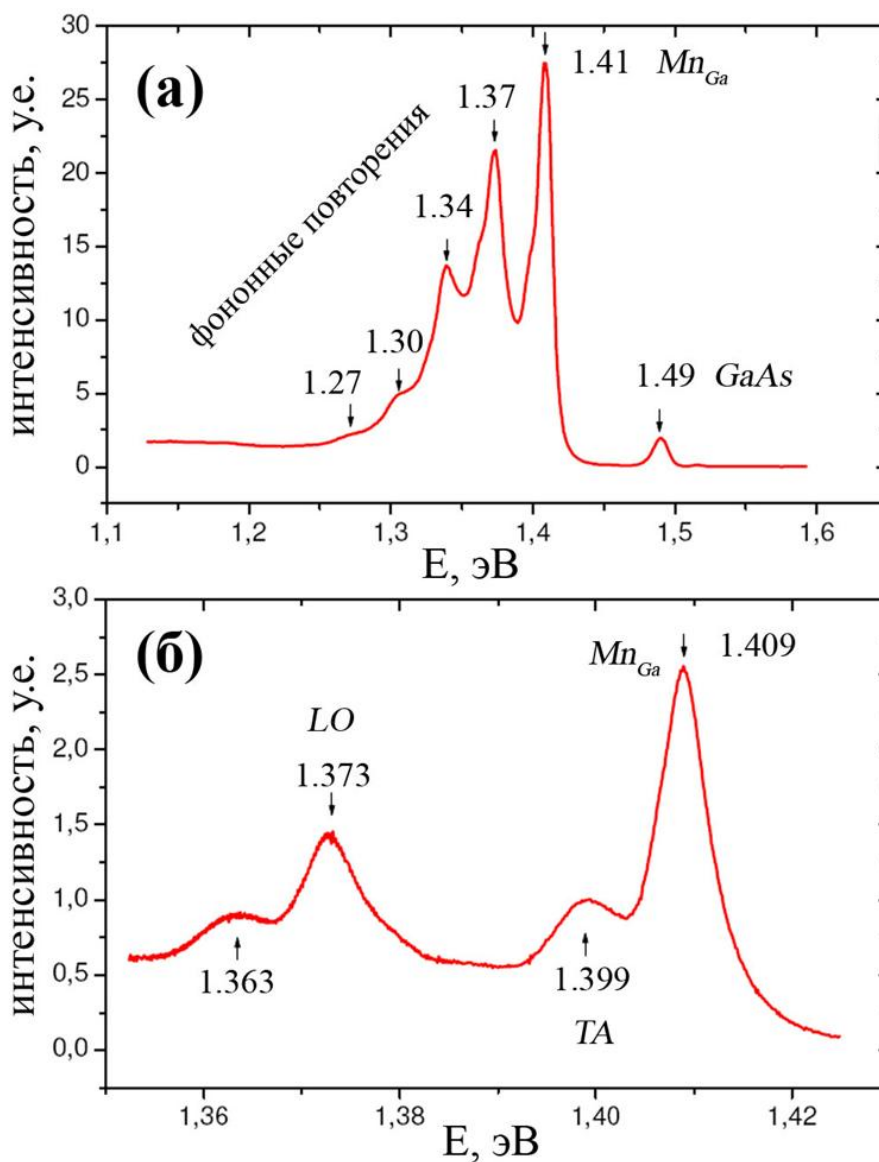
[Jungwirth,2006]. Так как  $d$ - оболочка Mn полузаполнена, это состояние обладает, согласно правилу Хунда, моментом импульса с нулевым орбитальным угловым моментом ( $L$ ) и спином  $S=5/2$ . При этом возможно формирование нейтрального акцепторного состояния  $A^0$ , представляющего собой комплекс из отрицательно заряженного иона  $Mn^{2+}$  в конфигурации  $3d^5$  и слабосвязанной дырки из валентной зоны (см. Рис. 1.10.б – Mn1) или конфигурации  $3d^4$  со связанной дыркой в  $3d$ -оболочке (см. Рис. 1.10.б – Mn2) [Mahadevan,2004; Yakunin,2005]. Следует отметить, что расщепление  $3d$  орбиталей Mn, схематично показанное на Рис. 1.10б – Mn2, на 3  $d(T_2)$  и 2  $d(E)$  может возникать благодаря влиянию кристаллического поля матрицы GaAs [Mahadevan,2004]. Кроме того, было обнаружено образование ионизованного акцепторного состояния  $A^-$  в конфигурации  $3d^5$  [Szczytko,1999].

Характерной особенностью свидетельствующей о встраивании Mn на катионные позиции в решетке GaAs может являться наличие полосы излучения в районе 1.409 эВ на спектре фотолюминесценции (см. Рис. 1.12.) [Lee,1964; Yakunin,2005; Sapega,2006]. Присутствие фононных повторений, показанных на рисунке 1.12., по-сути, подтверждает, что Mn занимает катионную позицию и хорошо связан с решеткой.

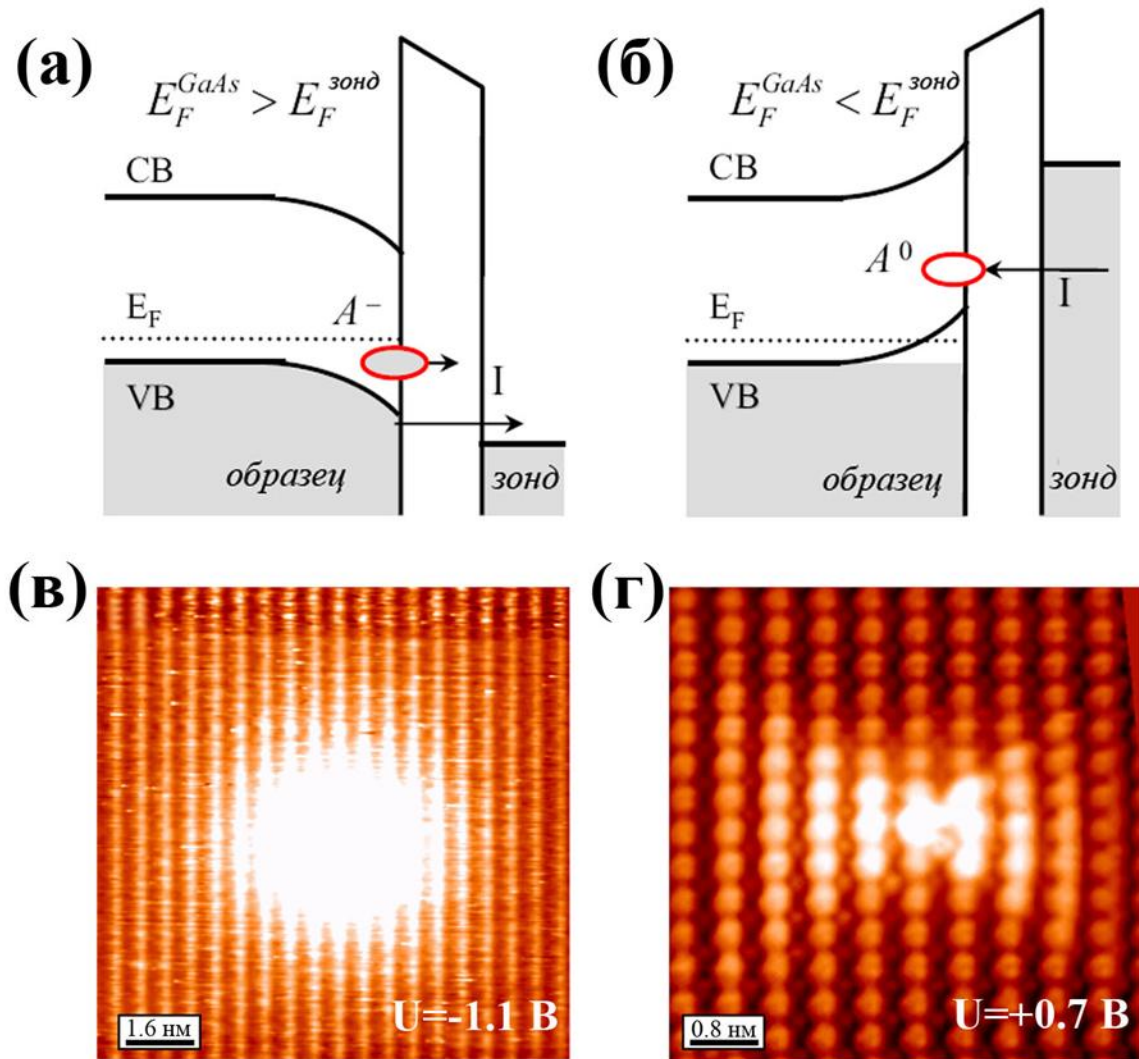
Использование методики сканирующей туннельной микроскопии также позволило идентифицировать присутствие акцепторов Mn в разных зарядовых состояниях [Yakunin,2004; Yakunin,2005]. Более того, было показано, что с помощью изменения величины смещения поданного между образцом и зондом микроскопа можно управлять переходом между этими состояниями ( $A^-/A^0$ ) (см. Рис. 1.13.).

С помощью этой же методики было установлено наличие сильного влияния деформационного поля, задаваемого квантовыми точками InAs, на форму волновой функции Mn (см. Рис. 1.14.) [Yakunin,2007]. Следует подчеркнуть, что приложение анизотропного давления к структуре также способно привести не только к понижению симметрии решетки GaAs, но и к модификации акцепторных состояний Mn [Averkiev,1984; Sawiski,2004; Yakunin,2005; Yakunin,2007;

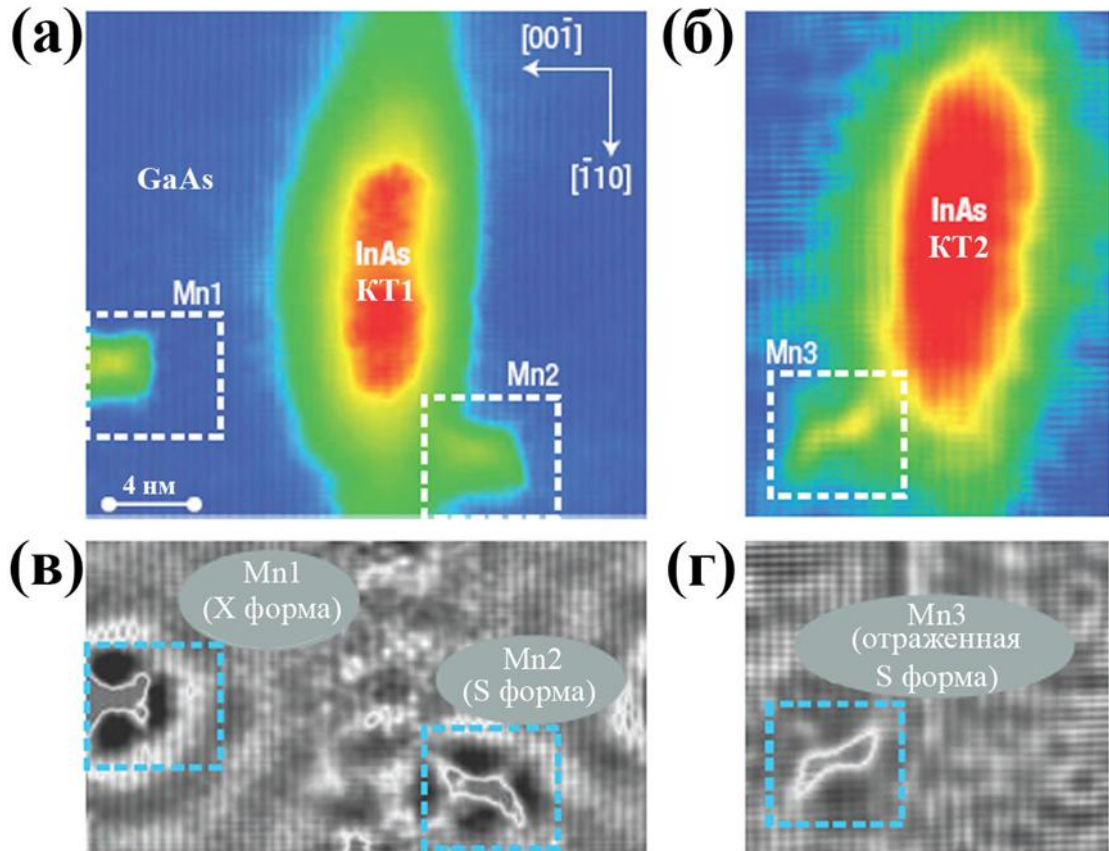




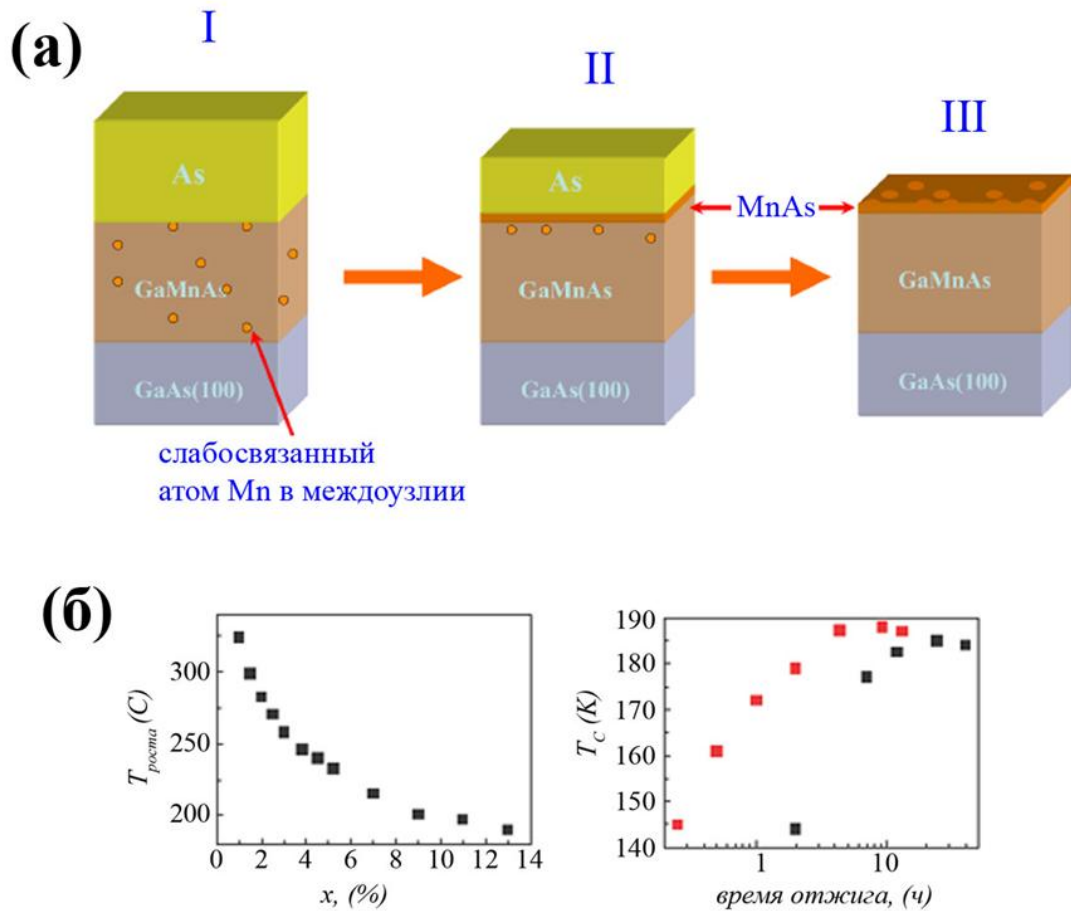
**Рис. 1.12.** (а) - спектр фотолюминесценции образца, выращенного с помощью МПЭ. Концентрация Mn примерно соответствует  $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . ( $T=5\text{K}$ ). (б) - спектр фотолюминесценции этого же образца полученный при большем разрешении. [Yakunin,2005]



**Рис. 1.13.** Переключение между состояниями  $A^-$  и  $A^0$  путем приложения изменения напряжения между зондом сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и образцом. (а) – энергетическая диаграмма при приложении отрицательного смещения, (б) – положительного. (в), (г) – соответствующие (СТМ) изображения полученные в режиме постоянного тока демонстрирующие атом Mn в состоянии  $A^-$  (в) и  $A^0$  (г). [Yakunin,2004; Yakunin,2005]



**Рис. 1.14.** (а), (б) - СТМ изображения акцепторов Mn в областях с различным локальным деформационным полем задаваемым наличием InAs квантовых точек, полученные в режиме постоянного тока. (в), (г) – увеличенные области изображений представленных на (а) и (б) после использование Фурье фильтра. [Yakunin,2007]



**Рис. 1.15.** (а) – схема пост-ростового отжига слоев (Ga,Mn)As выращенных с помощью МПЭ. На этапе I происходит осаждение слоя As. Далее при отжиге образца происходит миграция межузельных атомов Mn по направлению к поверхности образца и частичная десорбция слоя As (II). В результате получается слой (Ga,Mn)As с уменьшенной концентрацией  $Mn_I$  покрытый слоем толщиной 1-2 нм MnAs (III) [Sadowski,2008].

(б) – слева приведена зависимость уровня легирования  $x$  тонкой пленки  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  от оптимальной температуры роста; справа – зависимость температуры ферромагнитного упорядочения от времени отжига при температуре равной  $160^{\circ}C$  (красные квадраты) и  $140^{\circ}C$  (черные квадраты) [Nёмес,2013].

Çelebi,2010; Owen,2010].

К наличию деформаций может приводить и рассогласование по параметру решеток осаждаемого материала, в нашем случае (Ga,Mn)As, и подложки. При увеличении толщины осаждаемого материала наличие рассогласования может являться причиной образования дислокаций несоответствия. Однако, как было показано в [Welp,2004] рост (Ga,Mn)As пленок толщиной до 6,8 мкм на подложке GaAs(100) при рассогласовании параметров решеток  $\sim 0,4\%$  не приводит к образованию дислокаций несоответствия. Пленки оказываются однородно деформированными.

Следует отметить, что к удивлению, при увеличении концентрации Mn для большинства образцов экспериментально наблюдается не уменьшение постоянной решетки, как это следовало бы ожидать, поскольку размер атома Ga ( $\sim 1.25\text{\AA}$ ) немного больше Mn ( $\sim 1.17\text{\AA}$ ), а, наоборот, ее увеличение [Ohno,1999; Wegrachowska,2011]. Такое поведение может быть связано, в первую очередь, с образованием как антиструктурных дефектов типа  $As_{Ga}$  [Korzhavyi,2002], так и атомов Mn занимающих междоузельную позицию в решетке  $Mn_I$  [Blinowski,2003] (см. Рис. 1.11.). Причем оба этих дефекта ведут себя как двойные доноры и поэтому, способны не только понижать концентрацию дырок [Korzhavyi,2002; Masek,2004], но и образовывать антиферромагнитную связь с  $Mn_{Ga}$  [Blinowski,2003], что, безусловно, может приводить к уменьшению активных акцепторов Mn и, как следствие, к ослаблению ферромагнитных свойств образцов.

Поскольку Mn находящийся в междоузельной позиции не может формировать ковалентные связи с соседними атомами, он слабо связан с решеткой. Поэтому, количество подобных дефектов может быть снижено путем термического отжига (см. Рис. 1.15.a) [Sadowski,2008]. Причем, параметры термического отжига, такие как температура и время, играют очень существенную роль. При повышенных температурах, а также длительных временах, может происходить существенная деградация свойств образцов вследствие образования различных дефектов [Kovacs,2013]. Путем тщательного подбора технологических параметров роста и

последующего отжига тонких пленок на основе (Ga,Mn)As на сегодняшний день удалось достичь максимальную температуру Кюри ( $T_C$ )  $\sim 188$  К (см. Рис.1.15.б) [Nemes,2013]. Следует отметить, что количество дефектов типа  $As_{Ga}$  также может быть снижено данным способом, но незначительно. Для уменьшения их количества при МПЭ росте можно использовать молекулярные пучки не  $As_4$ , а  $As_2$  [Campion,2003; Timm,2003]. Тем не менее, стоит еще раз подчеркнуть, что формирование данных дефектов обычно сопровождает процесс низкотемпературного МПЭ роста. Поэтому, увеличение ростовых температур также может приводить к уменьшению числа этих дефектов, однако, повышая при этом вероятность сегрегации вторичных фаз.

Кроме того, оказывается, что толщина напыляемой пленки также имеет большое значение. Было установлено, что обратная диффузия атомов Mn занимающих междоузельные позиции в решетке идет по направлению к поверхности. При этом, если толщина слоя (Ga,Mn)As меньше 15 нм большинство из этих атомов аккумулируются у поверхности в приповерхностном слое окисла и не принимают участие в процессах ферромагнитного упорядочения, что, по-видимому, приводит к росту температуры Кюри [Yua,2005]. Рост значения температуры ферромагнитного упорядочения с уменьшением толщины осаждаемого слоя (Ga,Mn)As был обнаружен и ранее [Mathieu,2003]. Было показано, что при осаждении слоев (Ga,Mn)As толщиной менее 25 нм температура Кюри после термического отжига может быть увеличена на 23К, тогда как при отжиге более толстых пленок ее значение не изменялось [Mathieu,2003].

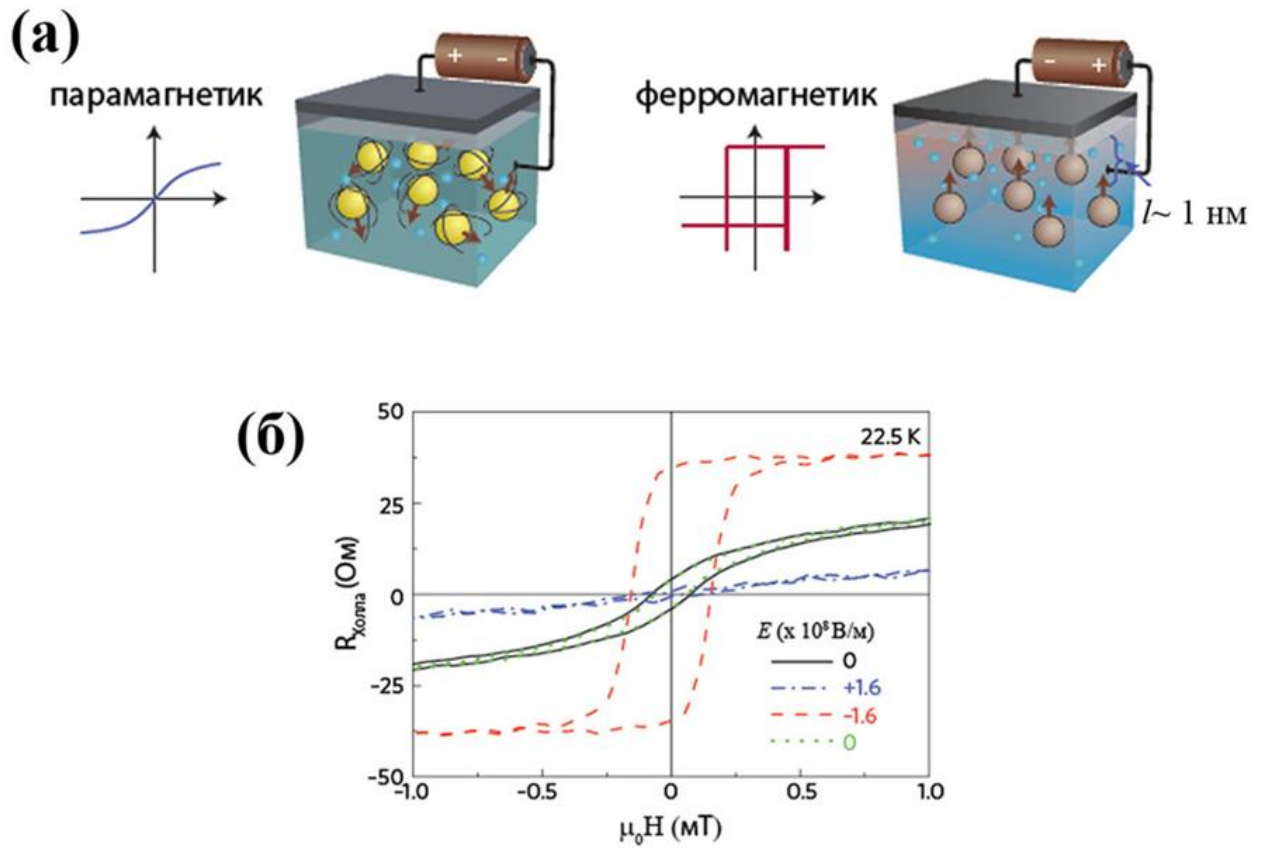
Таким образом, очевидно, что одним из возможных путей повышения температуры Кюри, является переход к синтезу низкоразмерных структур на основе РМП соединений.

### 1.4.3. Механизмы ферромагнитного упорядочения

Для описания механизмов ферромагнитного упорядочения в РМП на сегодняшний день были созданы различные теоретические модели. Однако, до сих пор, не было предложено универсальной модели, которая смогла бы адекватно описать процессы магнитного упорядочения в  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , а также других  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$  РМП при различной концентрации Mn. Фундаментальный вопрос об истинной природе магнетизма, а точнее о механизме возникновения ферромагнитных свойств РМП типа  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$ , несмотря на его важность и с точки зрения технологических аспектов создания подобных соединений, до сих пор остается открытым. Тем не менее, очевидно, что процессы ферромагнитного упорядочения в РМП базируются на обменном взаимодействии газа свободных носителей (дырок в случае  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ ) и примесных ионов. Так, например, было показано, что путем приложения внешнего электрического поля (другими словами изменяя концентрацию свободных носителей [Sawicki,2010]) можно не только осуществлять переход между пара- и ферромагнитными состояниями структур на основе РМП (см. Рис. 1.16.) [Ohno,2000; Ohno,2010], но и изменять направление вектора намагниченности [Chiba,2008].

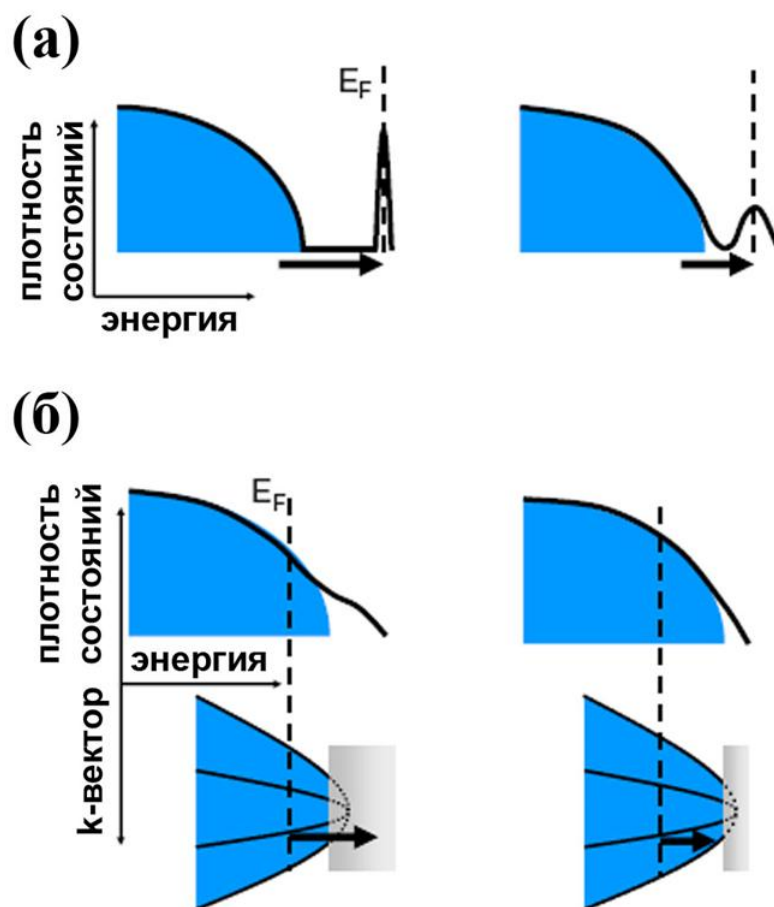
Как уже было отмечено выше, для описания процессов ферромагнитного упорядочения в  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  были предложены разнообразные теоретические модели, которые, в первую очередь, базируются на обменном взаимодействии, а точнее косвенном обменном взаимодействии дырок и ионов Mn. Модели, основанные на прямом обменном взаимодействии в этом случае малоприменимы, поскольку благодаря достаточно низкой концентрации Mn расстояние между соседними атомами велики и, как следствие, электронные оболочки атомов Mn не перекрываются.

Выбор механизма косвенного обмена зависит от многих причин, но ключевым вопросом является вопрос о существовании, а также расположении



**Рис. 1.16.** (а) – схема управления магнитными свойствами РМП на основе (In,Mn)As путем приложения электрического поля к структуре; (б) кривые намагниченности образцов измеренные путем исследования сопротивления Холла при различных значениях напряжения поданных на затвор, показывающие переход между парамагнитным и ферромагнитным состояниями [Ohno,2000; Ohno,2010].





**Рис. 1.17.** Схематические изображения расположения примесной и валентной зоны низколегированного (а) и высоколегированного (Ga,Mn)As. Изображения, располагающиеся правее, соответствуют чуть большей степени легирования по сравнению с изображениями слева. Синим цветом обозначены делокализованные состояния, а серым – локализованные [Jungwirth,2007].

примесной зоны образованной  $d$ -состояниями, и, самое главное, о расположении по отношению к ней и потолку валентной зоны уровня Ферми. В зависимости от того, существует ли перекрытие примесной зоны с валентной при увеличении концентрации Mn (см. Рис. 1.17.б) или же она даже при больших концентрациях примесных ионов остается отщепленной (см. Рис. 1.17.а), располагается ли уровень Ферми внутри примесной зоны [Burch,2006; Burch,2008; Ando,2008; Stone,2008; Tang,2008; Dobrowolska,2012] или входит в валентную зону [Ohno1999; Ohno,2000; Matsukura,2002; Dietl,2002; Sawicki,2010], были предложены различные модели для описания магнитного упорядочения в РМП на основе (Ga,Mn)As. Поэтому, особое внимание в подобных соединениях, как, впрочем, и для немагнитных полупроводников, должно быть уделено природе перехода металл-изолятор [Mott,1968; Imada,1998].

При низких концентрациях легирующей примеси в пределе низких температур, как и в немагнитных полупроводниках, мелкий акцептор, создавая связи с окружающими его атомами, являясь поставщиком дырки, приобретает электрон. В результате этого, дырка начинает испытывать Кулоновское притяжение к примесному иону, занимая одну из водородоподобных орбиталей. Иными словами, первоначально атом Mn, замещающий атом Ga в решетке, имеет зарядовое состояние  $Mn^{3+}$  и 4 электрона во внешней  $d$ -оболочке, т.е. конфигурацию  $d^4$ . Создавая ковалентные связи, он приобретает еще один электрон, т.е. переходит в состояние  $Mn^{2+}$  и создает дырку, которая испытывает Кулоновское притяжение к нему. Это приводит к появлению нейтрального акцепторного состояния  $A^0$  ( $d^5$ +дырка) (см. 1.4.2.). Следует отметить, что помимо Кулоновского притяжения между акцептором и дыркой, существует и Кулоновское отталкивание между носителями заряда. Для того чтобы посадить, например, две дырки на один акцептор надо затратить определенную энергию, часто называемую энергией Хаббарда –  $U$  [Burch,2008].

Обычно при рассмотрении классического перехода металл-изолятор данная поправка не учитывается [Mott,1968;Imada,1998]. Считается, что при увеличении концентрации примеси, расстояние между примесными атомами начинает

уменьшаться, что приводит к перекрытию их оболочек и формированию примесной зоны. Поэтому переход к металлическому типу проводимости можно было бы ожидать непосредственно после ее формирования. Однако, поскольку она в этот момент по-прежнему является отщепленной от валентной зоны (см. Рис. 1.17.а), Кулоновское притяжение между дырками и акцепторами может все еще существовать. И при температурах близких к нулю, данный полупроводник будет вести себя как изолятор. Переход к металлическому типу проводимости возможен только при полной экранировке делокализованных носителей в случае перекрытия примесной и валентной зоны. Для водородоподобных центров с концентрацией  $n$  радиус экранирования электрического поля  $r_e$  для системы свободных носителей при статистике Ферми будет определяться как [Гантмахер,2003]:

$$r_e = \frac{1}{2} (a_B n^{-1/3})^{1/2} \quad (1.4)$$

где  $a_B$  – боровский радиус.

Когда все электроны делокализованы, система описывается величиной  $r_e$ , а в случае, когда носители локализованы – боровским радиусом. При этом из (1.4) следует, что существует еще одна характерная длина  $\sim n^{-1/3}$  среднее расстояние между примесными центрами или носителями.

По-сути, условием перехода металл-изолятор является равенство  $r_e = a_B$ , т.е.  $a_B n_c^{1/3} = 0.25$ . Иначе говоря, переход металл-изолятор происходит, в случае если концентрация носителей  $n$  достигает критической величины  $n_c$  [Гантмахер,2003].

Следует отметить, что обычно при описании (Ga,Mn)As чаще говорят не о радиусе экранировки, а о среднем расстоянии между примесями  $r_c = (3/4\pi p)^{1/3}$ , где  $p$ -концентрация дырок [Berciu,2001; Matsukura,2002; Dietl,2002]. И именно его сравнение с боровским радиусом (считается, что для (Ga,Mn)As он примерно равен 0.78 нм [Berciu,2001]) свидетельствует о том, что локализованы ли носители или нет.

В случае малых концентраций, когда  $r_c \ll a_B$ , носители сильно связаны с акцепторами, т.е. можно сказать, что все носители локализованы.

Однако, приведенные выше оценки, в частности, (1.4) справедливы лишь для водородоподобных центров [Гантмахер,2003]. Необходимо также учитывать наличие поправки, связанной с Кулоновским отталкиванием на центре, описанной выше, что может привести к расщеплению примесной зоны на нижнюю и верхнюю минизоны Хаббарда соответствующие одиночному или двойному заполнению [Burch,2008]. Поскольку на любом центре нижней минизоны может находиться один электрон с любым направлением спина, то без наличия дополнительного взаимодействия между примесными центрами такой изолятор будет парамагнетиком [Гантмахер,2003]. Обычно для  $d$  электронов  $U$  достаточно велика [Timm,2003]. Поэтому, наполовину заполненная  $d$ -оболочка Mn является поляризованной по спину. Следует отметить, что обычно, несмотря на большое значение  $U$ , в легированных полупроводниках хвост волновой функции тянется достаточно далеко, поэтому расщепление между Хаббардовскими минизонами может быть мало. По-сути, величина  $U$  не зависит от концентрации носителей. Поэтому при увеличении концентрации следует ожидать уширения минизон и, в конечном итоге, их перекрытия. В этом контексте говорят о переходе металл-изолятор Мотта-Хаббарда [Burch,2008]. Тем не менее, вследствие того, что дырки  $(A_3, Mn)B_5$  оказываются поляризованными, примесная зона, которую они формируют, оказывается невырожденной по спину [Dietl,2002; Burch,2008]. Вследствие чего, в данных системах переход Мотта-Хаббарда маловероятен [Imada,1998; Burch,2008].

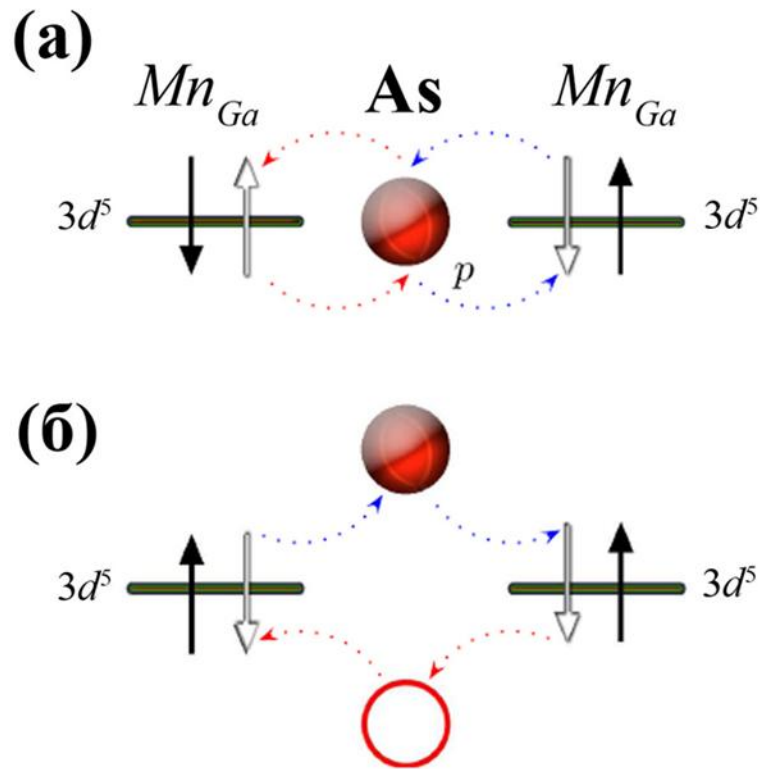
Поскольку дырка создается путем переноса заряда с  $p$ -орбитали элемента 5 группы на  $d$ -орбиталь Mn, сила взаимодействия дырки с локальным моментом зависит от величины перекрытия этих орбиталей, другими словами,  $p$ - $d$  гибридизации орбиталей [Burch,2008].

В рамках данной модели, когда дырка сильно связана с акцептором, при низких температурах или в сильно вырожденных системах, если количество дырок гораздо меньше количества акцепторов, доминирующим обменным

механизмом может являться суперобменное взаимодействие, приводящее к антиферромагнитному упорядочению (см. Рис. 1.18а) [Dietl,2002; Matsukura,2002; Werpachowska,2011].

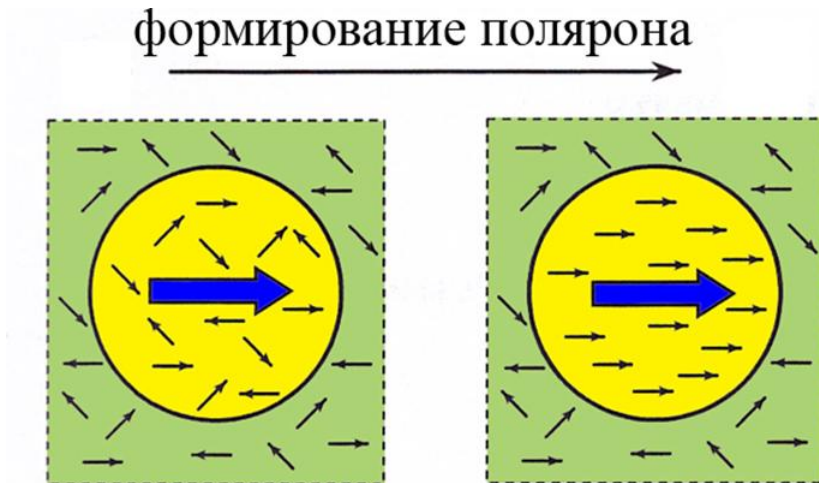
С повышением температур, а также концентрации носителей перенос заряда может осуществляться как путем прыжковой проводимости между свободными и занятыми акцепторными состояниями, так и с помощью термической активации с акцепторных уровней [Pashitskii,1979; Dietl,2002; Matsukura,2002]. Кроме того, было обнаружено, что в случае сильной связи упорядочение может быть обусловлено формированием и перекрытием магнитных поляронов (см. Рис. 1.19.) [Нагаев,1979; Wolf,1996; Kaminski,2002; Kaminski,2003; Нагаев,2004; Yakovlev,2010]. При этом проведенные расчеты показали, что если в двумерных и трехмерных системах для формирования магнитного полярона необходимо преодолеть некий энергетический барьер, то для одномерных систем его не существует, т.е. формирование полярона может быть энергетически выгодно [Benoit,1993;Yakovlev,2010]. Следует отметить, что при низких концентрациях возможен также механизм ферромагнитного упорядочения основанный на обменном взаимодействии Бломбергена-Роланда (см. Рис. 1.18.б) [Litvinov,2002; Werpachowska,2011].

В пределе больших концентрации  $r_c \gg a_B$  все носители являются делокализованными и структура обладает металлическим типом проводимости из-за перекрытия примесной и валентной зон. Mn  $3d^5$  акцепторный уровень может быть расположен выше уровня Ферми, но внутри валентной зоны (см. Рис.1.17.б). В этом случае, ферромагнитное упорядочение может быть осуществлено в рамках механизма Рудермана-Киттели-Касуи-Иосиды (РККИ) [Gummih,1990] согласно которому в металлах подвижные электроны проводимости могут осуществлять промежуточную связь между частично заполненными  $d$ -оболочками [Ruderman,1954]. Было показано, что, по-сути, данный механизм может быть эквивалентен модели Зинера [Zener,1951; Zener,1951a], по крайней мере, в рамках метода самосогласованного поля [Dietl,1997; Dietl,2002; Dietl,2010]. В рамках



**Рис. 1.18.** (а) Схема суперобменного взаимодействия между  $3d^5$  уровнями двух атомов Mn, занимающими катионные позиции в решетке, посредством оболочки аниона As. Электрон со спином вверх с  $p$ -оболочки As может перескочить налево (см. изображение) на  $d$ -орбиталь Mn направление спина электрона, на которой должно быть противоположным согласно правилу Хунда. Тогда, оставшийся  $p$  электрон Asc противоположно направленным спином приводит к антиферромагнитному упорядочению моментов Mn [Werpachowska,2011].

(б) Схема механизма Бломбергера-Роланда. Он отличается от (а) лишь выбором промежуточных состояний, но приводит не к антиферромагнитному, а ферромагнитному упорядочению примесных ионов. Следует отметить, что для данного механизма величина концентрации свободных носителей неважна. [Litvinov,2001; Werpachowska,2011].



**Рис. 1.19.** Схема формирования магнитного полярона. Маленькими стрелками обозначены локальные моменты  $M_n$ , а большой – спин носителя тока. [Yakovlev,2010].

предложенной модели  $p-d$  Зинера ферромагнитное упорядочение происходит вследствие обменного взаимодействия делокализованной дырки из валентной зоны с локальными моментами  $M_n$  [Dietl,1997; Dietl,2000; Sawicki,2010; Masek,2010]. В этом случае принципиальное значение имеет с какой стороны перехода-изолятора находится система. На самом деле, ферромагнитное упорядочение было обнаружено с обеих сторон перехода, в том числе, при концентрациях дырок, ниже, чем  $4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , которая соответствует  $a_B = 0.78 \text{ нм}$  [Matsukura,2002].

Приведенные выше рассуждения были основаны лишь на рассмотрении электрон-электронных взаимодействий, которые могут повлиять на переход металл-диэлектрик. Однако при этом не было уделено внимание степени беспорядка в рассматриваемых системах.

При росте РМП на основе  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ , как уже было отмечено в 1.4.2., возможно формирование дефектов противоположно заряженных центров и дефектов. Даже если концентрация примесных центров невелика, то вполне вероятно, что наличие кулоновского взаимодействия пусть даже слабого может привести к неслучайному распределению дефектов. При этом диффузия дефектов

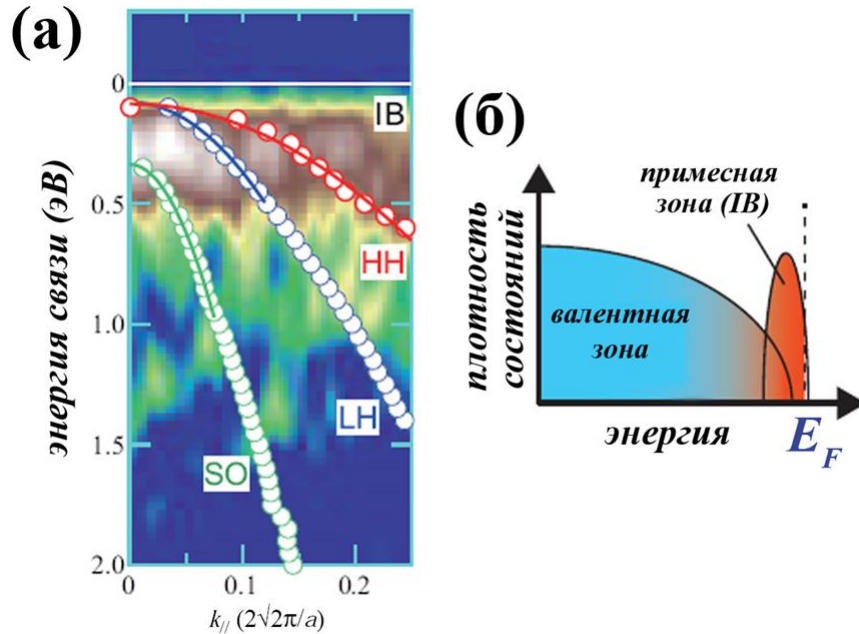
как во время пост-ростового отжига структур, так и во время роста, также может привести к изменению месторасположения дефектов [Timm,2003]. Таким образом, внутри образца могут быть сформированы области с совершенно различной концентрацией как примесных центров, так и дефектов. Причем, очевидно, что в некоторых областях они могут быть самоскомпенсированы. Кроме того, существует вопрос о влиянии стресса связанного с рассогласованием решеток материалов на распределение и состояние как примесных центров, так и дефектов.

Поэтому, при наличии беспорядка в системе, переход металл-диэлектрик может ассоциироваться не с переходом Мотта, а Андерсона [Anderson,1958; Гантмахер,2003; Агринская,2007]. Согласно данной модели, с повышением беспорядка в системе носители могут стать локализованными. Одним из основных параметров модели является отношение энергий, характеризующее ширину зоны, содержащую носители заряда и величину беспорядка. При критическом значении этого параметра в центре примесной зоны появляются делокализованные состояния, т.е. осуществляется переход к металлической проводимости. Уровень энергии, начиная с которого состояния становятся делокализованными, находится на некотором расстоянии от уровня Ферми и называется край подвижности [Гантмахер,2003]. Таким образом, переход к металлической проводимости происходит при пересечении уровня Ферми и края подвижности. Следовательно, изменяя каким-то образом степень беспорядка в системе или положение уровня Ферми, можно изменять состояние системы.

При наличии сильной гибридизации в  $(A_3,Mn)V_5$  соединениях, вследствие определенного выигрыша в энергии дырка стремится локализоваться в окрестности Mn [Burch,2008]. Поэтому в данных системах влияние беспорядка проявляется гораздо сильнее. Кроме того, тенденция к локализации приводит к тому, что энергия связи дырки должна учитывать поправки связанные не только с кулоновским притяжением дырки к иону Mn, но и силы гибридизации [Burch,2008]. Это, в свою очередь, может привести к тому, примесная зона будет



располагаться дальше от потолка валентной зоны по сравнению с другими  $A_3B_5$  полупроводниками  $p$ -типа.



**Рис. 1.20.** (а) - структура валентной зоны (Ga,Mn)As определенная с помощью резонансной фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением; (б) схема расположения Mn  $3d$  состояний примесной зоны по отношению к валентной зоне GaAs. [Kobayashi,2013].

Модели, в рамках которых, рассматривается существование отцепленной примесной зоны в (Ga,Mn)As соединениях получают все большее распространение [Ando,2008; Stone,2008; Tang,2008; Burch,2006; Burch,2008; Dobrowolska,2012]. Причем, было показано, что локализованные примесные состояния могут существовать и на “металлической стороне” перехода металл-изолятор [Burch,2008; Sapega,2009]. В результате исследований (Ga,Mn)As структур с помощью метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением было продемонстрировано, что уровень Ферми, в отличие от модели  $p-d$  Зинера, описанной выше, может лежать выше максимума валентной зоны (см.

Рис. 1.20.) [Okabayashi,2001; Gray,2012; Kanski,2012; Dobrowolska,2012; Kobayashi,2013]. При этом уровень Ферми может находиться в примесной зоне. Таким образом, при наличии сильной  $p-d$  гибридизации возможно формирование в запрещенной зоне резонансных  $d$ -состояний в рамках модели Андерсона [Anderson,1958; Anderson,1959; Anderson,1987]. Причем, в этом случае, дырка располагается не в валентной, а примесной зоне. Иначе говоря, атом Mn может находиться в электронной конфигурации  $d^4$  (см. Рис. 1.10.б). И, в этом случае, ферромагнитное упорядочение в (Ga,Mn)As может быть взаимосвязано с формированием и перекрытием связанных магнитных поляронов [Kanski,2012; Kobayashi,2013]. Тем не менее, их существование в данных системах пока не было доказано экспериментально.

## §1.5. Магнитные полупроводниковые наноструктуры

Развитие методов формирования наноструктур, основанных, в первую очередь, на самоорганизации атомов, как уже было отмечено в предыдущих параграфах, сделало возможным создание уникальных квазиодномерных и квазинульмерных объектов таких, как полупроводниковые нитевидные нанокристаллы и квантовые точки. Разнообразие их физических свойств определяет широкий спектр новых приборов нано- и оптоэлектроники, которые потенциально могут быть созданы на их основе. Так, например, с использованием полупроводниковых ННК уже были продемонстрированы прототипы полевых транзисторов различных конфигураций [Bryllert,2006; Liang,2007; Chuang,2013; Larrie,2013], солнечных элементов [Cirlin,2010; Tchernycheva,2012; Буравлев,2013; LaPierre,2013], наносенсоров [Tian,2010; Vitiello,2011], светодиодов [Qian,2005; Gradecak,2005], программируемых нанопроцессоров [Yan,2011] и т.д.. В свою очередь, на основе КТ также были созданы прототипы солнечных элементов [Tayagaki,2013], светоизлучающих структур [Bimberg,2000; Жуков,2009], в том числе источников одиночных [Michler,2000; Claudon,2010] и связанных фотонов [Akorian,2006], а также квантовых кубитов [Kleemans,2010; Medford,2013] и т.д. При этом в последнее время все более пристальное внимание стало уделяться исследованию наноструктур обладающих магнитными свойствами, поскольку их использование открывает широкие перспективы для создания, в том числе, принципиально новых приборов – приборов спинтроники.

### 1.5.1. Магнитные нитевидные нанокристаллы

Металлические магнитные квазиодномерные наноструктуры (ММКН) благодаря относительно простым методикам их получения, чаще всего основанным на использовании электрохимического осаждения (см. 1.2.3.), обоснованно являются объектами пристального внимания и уже достаточно хорошо изучены [Fert,1999; Sun,2005]. Следует отметить, что данная методика позволяет получать не только ММКН из Co, Ni, Fe и других металлов, но и многосегментные ММКН [Fert,1999; Sun,2005; Qi,2012]. Результаты исследований данных квазиодномерных объектов продемонстрировали зависимость их магнитных свойств не только от их геометрических размеров, но и их формы, а также расстояния между ними [Fert,1999; Sun,2005; Qi,2012; Dmytriiev,2013]. Очевидно, что уникальность данных объектов, в том числе с точки зрения магнитных свойств, в первую очередь базируется на наличии сильной анизотропии формы подобных объектов. Наличие выделенной оси, вдоль которой происходит формирование ММКН, изначально задает анизотропию магнитных свойств ММКН. Кроме того, следует учитывать то, что подобные наноструктуры обладают большой площадью поверхности, а их размеры в поперечном направлении могут быть сравнимы с характерными пороговыми величинами такими, как, например, корреляционная магнитная длина, толщина скин-слоя и т.д. Таким образом, контролируя форму, геометрические размеры, расположение и плотность магнитных квазиодномерных объектов с помощью технологических методов их получения можно, по-сути, создавать структуры с заранее запрограммированными магнитными свойствами. Поэтому, ММКН часто рассматриваются в качестве перспективных объектов не только для создания устройств для хранения информации и разнообразных магнитных сенсоров, но и для манипулирования биообъектами [Hultgren,2003], в том числе, и для доставки лекарств [Zhang,2012].

Как уже было отмечено в 1.2.3., метод электрохимического осаждения может быть использован и для получения некоторых полимерных и полупроводниковых ННК. Однако, несмотря на большое количество плюсов, он не лишен и недостатков. Так, например, невозможно осуществлять рост на полупроводниковых подложках, трудно контролировать качество боковой поверхности ННК из-за дефектов образованных при формировании пор мембраны, неоднородное заполнение пор и т.д.

Поэтому для получения магнитных ННК используют и другие разнообразные технологические подходы.

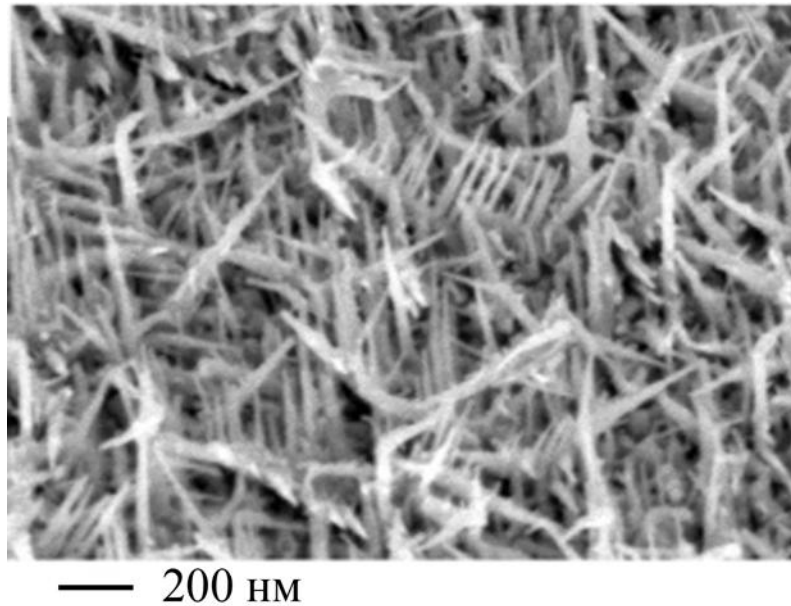
Было показано, что магнитные ННК могут быть сформированы методом химического синтеза, который в основном применяется для получения магнитных наночастиц. С помощью данного метода, в результате термического разложения в растворе комплекса Mn-3-октилфосфина, были получены MnP ННК [Park,2005; Gregg,2006]. Несмотря на то, что по соотношению длины к диаметру полученные ННК скорее стоит рассматривать как наночастицы, данный метод обладает существенными потенциальными перспективами. К их числу, несомненно, можно отнести то, что при данном типе синтеза отсутствует необходимость использования подложек. Рост ННК происходит напрямую в растворе. Следует отметить, что подбирая соответствующие реагенты, можно сформировать также и другие фосфидные ННК:  $Ni_2P$ ,  $Co_2P$  и  $FeP$  [Park,2005].

Также, магнитные полупроводниковые ННК могут быть получены путем ионной имплантации предварительно синтезированных ННК. Этот способ был использован для формирования металл-оксидных ННК на основе  $ZnO$ , легированных переходными металлами, такими как Mn [Heo,2004; Müller,2009] и Co [Chen,2008]. Однако применение этого метода, как правило, бывает сопряжено с возникновением большого количества дефектов, таких, как вакансии, междоузельные атомы и антиструктурные дефекты [Müller,2009], и зачастую требует проведения операций по постростовому отжигу образцов. Кроме того, вопрос о причинах возникновения ферромагнитных свойств данных образцов остается дискуссионным из-за потенциальной возможности сегрегации

вторичных фаз являющихся ферромагнетиками с достаточно высокой температурой Кюри (например,  $Mn_3O_4$ ,  $ZnMnO_4$  и т.д.). Этот метод может быть использован и для получения других магнитных ННК. С помощью ионной имплантации были получены Si ННК, легированные Mn [Wu,2007], ZnS ННК, легированные Mn [Kaiser,2011] и т.д., которым присущи проблемы, описанные выше. Недавно был предложен оригинальный способ создания ННК на основе РМП соединений типа GaAs:Mn также базирующийся на применении методики ионной имплантации [Borschel,2011; Paschoal,2012]. Было обнаружено, что если имплантация GaAs ННК ионами Mn производится при комнатной температуре с последующим термическим отжигом, это может приводить к сегрегации вторичных фаз типа MnAs, тогда как, при проведении имплантации при повышенных температурах удается ее избежать. Было показано, что полученные данным способом ННК обладают высоким кристаллическим качеством [Borschel,2011; Paschoal,2012]. Проведенные исследования магнетосопротивления одиночных GaAs:Mn ННК продемонстрировали, что данные имплантированные ННК проявляют парамагнитное поведение [Borschel,2011]. При этом результаты измерений вольт-амперных характеристик GaAs:Mn ННК в области низких температур выявили возможное доминирование прыжкового механизма проводимости [Paschoal,2012].

Одним из наиболее распространенных методов получения ННК, в том числе, и на основе РМП материалов, является метод химического осаждения из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений (ГФЭМО). Этим способом были синтезированы ННК на основе  $Cd_{1-x}Mn_xS$ , которые проявили интересные магнитооптические свойства [Na,2006]. При использовании этого метода были получены AlN [Yang,2007] и GaN [Han,2005] ННК, легированные Mn, демонстрирующие ферромагнитное упорядочение вплоть до комнатных температур. Однако, как и в случае с металл-оксидными ННК на основе ZnO, описанном выше, вопрос об истинных причинах магнитного упорядочения до конца не ясен.

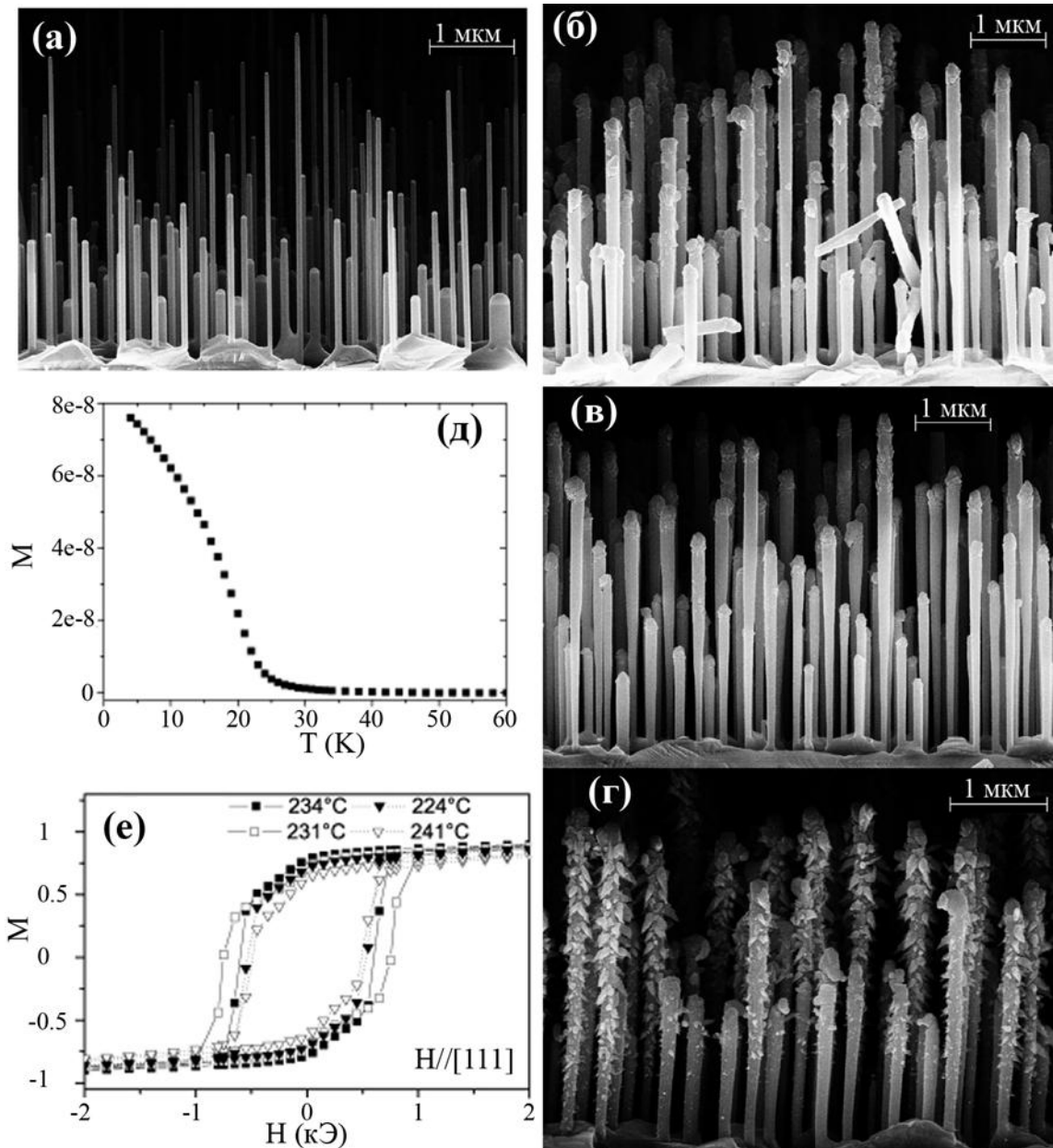
В свою очередь, было продемонстрировано, что метод молекулярно-пучковой эпитаксии может быть использован для формирования ННК на основе наиболее изученных на сегодняшний день  $A_3B_5$  РМП соединений типа  $(Ga,Mn)As$ . Следует подчеркнуть, что данный метод обладает целым рядом достоинств. Хорошо известно, что возможность *insitu* контроля ростовых процессов, проведение ростовых экспериментов в условиях сверхвысокого вакуума, использование материалов особой химической чистоты, небольшие скорости роста и, как следствие, точность управления атомными пучками, позволяют с помощью данного метода получать высококачественные структуры атомного масштаба. На рисунке 1.21. приведены РЭМ изображения одних из первых, синтезированных с помощью МПЭ,  $(Ga,Mn)As$  ННК [Sadowski,2007]. Как уже было упомянуто в 1.4.2., обычно рост тонких пленок РМП соединений типа  $(Ga,Mn)As$  проводится при низких температурах для того, чтобы избежать образование вторичных фаз. Поэтому рост  $(Ga,Mn)As$  ННК также производился в температурном диапазоне 300-350°C при различных потоках Mn [Sadowski,2007; Sadowski,2008]. Несмотря на относительно низкие температуры роста (МПЭ рост высококачественных GaAs ННК при активации с помощью Au обычно проводят при более высоких температурах порядка 400-600°C), при используемых потоках Mn происходило образование островков MnAs, которое и приводило к последующему формированию  $(Ga,Mn)As$  ННК. На рисунке 1.21. видно, что синтезированные при данных ростовых параметрах ННК сильно разупорядочены, а их рост при повышении потока Mn сопровождался также неконтролируемым образованием боковых ветвей. О схожих результатах было сообщено в [Jeon,2007]. Рост  $(Ga,Mn)As$  производился еще при более низких температурах ~250°C. Несмотря на то, что в работе сообщается об успешном синтезировании  $(Ga,Mn)As$  ННК с температурой ферромагнитного упорядочения выше комнатной, вероятнее всего, магнитные свойства образцов также были обусловлены, исходя из поведения температурной зависимости намагниченности, формированием во время роста вторичных фаз типа MnAs. Другой интересный подход, базирующийся на использовании двух стадийного роста, был приведен в



**Рис. 1.21.** РЭМ изображение  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ , выращенных в условиях сегрегации  $\text{MnAs}$ , с помощью МПЭ [Sadowski,2007].

работе [Rudolph,2009]. На первом этапе производился МПЭ уже ставший стандартным рост  $\text{GaAs}$  ННК по механизму ПЖК при активации роста с помощью  $\text{Au}$  (см. Рис. 1.22.а). Далее, на следующем этапе, производилось понижение температуры подложки до  $200\text{-}250^\circ\text{C}$  и осуществлялся рост  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  оболочки. На рисунке 1.22.б-г приведены изображения, синтезированных ННК [Rudolph,2009]. Видно, что даже при оптимальной температуре роста оболочки, которая, по мнению авторов работы составляет около  $235^\circ\text{C}$  (см. Рис. 1.22.в), сформированная оболочка  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  является крайне неоднородной. Проведенные с помощью СКВИД магнитометра исследования температурных и полевых зависимости намагниченности выращенных образцов (см. Рис. 1.22.д и е), показали, что максимальная температура ферромагнитного упорядочения составляет около  $20\text{ K}$  [Rudolph,2009]. В свою очередь, в [Sadowski,2011] ферромагнитные свойства коаксиальных  $\text{GaAs}/(\text{Ga,Mn})\text{As}$  ННК, выращенные также с использованием двух стадийной методики роста, связывают с доминированием фазы  $\text{MnAs}$ , которая могла образоваться при росте оболочек  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  на самокаталитически сформированных  $\text{GaAs}$  ННК. Таким образом, до





**Рис. 1.22.** (а) РЭМ изображение GaAs ННК; (б), (в), (г) – РЭМ изображения коаксиальных GaAs/(Ga,Mn)As ННК, рост оболочек которых осуществлялось при температурах 224°C, 234°C и 247°C, соответственно; (д) – температурная зависимость намагниченности, измеренная с помощью СКВИД магнитометра в приложенном поле 250 Э, образца с GaAs/(Ga,Mn)As ННК рост оболочки которых производился при оптимальной температуре ~ 235°C; (е) – полевые зависимости намагниченности, измеренные при  $T=6$ К, образцов с GaAs/(Ga,Mn)As ННК [Rudolph,2009].

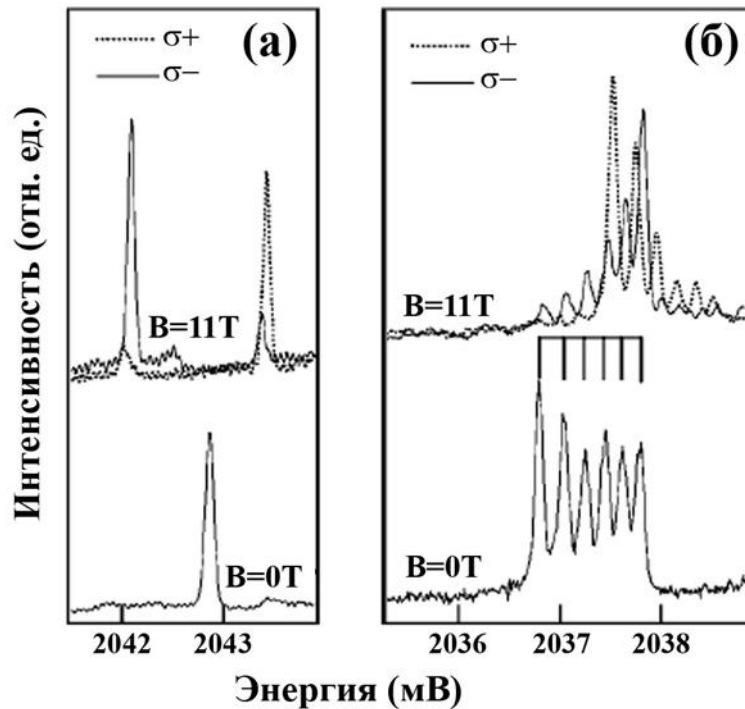
настоящего времени основные методики МПЭ синтеза  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  НКК базировались, в целом, на использовании низкотемпературных режимов МПЭ роста.

### 1.5.2. Квантовые точки на основе РМП соединений

Возможность потенциального использования магнитных КТ в качестве активных элементов полупроводниковых приборов таких как, например, магнитных элементов памяти [Zhang,2007], спиновых кубитов [Kleemans,2010; Medford,2013], спиновых логических вентилях и фильтров [Efros,2001], спиновых светоизлучающих диодов [Fiederling,1999] и спиновых лазеров [Rudolph,2005; Holub,2007; Basu,2009], привлекает устойчивый интерес к изучению процессов формирования и свойств этих низкоразмерных объектов.

В настоящее время, уже были проведены эксперименты по формированию самоупорядоченных полупроводниковых магнитных квантовых точек (МКТ) как на основе соединений типа  $(\text{A}_2\text{Mn})\text{B}_6$  [Besombes,2004; Léger,2005; Besombes,2005], так и  $(\text{A}_3\text{Mn})\text{B}_5$  [Jeon,2002; Holub,2004; Chen,2007; Novak,2010; Kudelski,2007; Lemaitre,2009]. Основные отличия поведения этих структур при легировании атомами Mn, как уже было отмечено в 1.4.1., в первую очередь, взаимосвязаны с различной конфигурацией образующихся энергетических состояний. В КТ на основе полупроводниковых соединений типа  $\text{A}_2\text{B}_6$  атом Mn создает изовалентный центр с электронной конфигурацией  $3d^5$  и спином равным  $5/2$  [Besombes,2004; Besombes,2005; Léger,2005]. При исследовании спектров фотолюминесценции одиночных КТ на основе CdTe/ZnSe было показано, что встраивание иона  $\text{Mn}^{2+}$  приводит к их значительной

модификации (см. Рис. 1.23.), которая может быть вызвана сильным обменным взаимодействием спинов



**Рис. 1.23.** Низкотемпературные ( $T=5\text{K}$ ) спектры фотолуминесценции, измеренные в нулевом магнитном поле и 11Т, одиночной КТ CdTe/ZnSe (а) и КТ, легированной Mn (б) [Besombes,2004].

фотовозбужденных носителей тока локализованных внутри одиночной КТ и магнитного момента иона Mn [Besombes,2004]. Тем не менее, как и в случае с тонкими пленками изовалентность Mn в подобных соединений существенно снижает возможность потенциальных применений подобных структур (см. 1.4.1.). Поэтому МКТ на основе полупроводниковых соединений типа  $(A_3Mn)B_5$ , в которых Mn при встраивании в КТ может сформировать акцепторное состояние с радиусом меньшим размера КТ, притягивают к себе особое внимание. В работе [Govorov,2004] была предложена теоретическая модель, согласно которой фотовозбужденный электрон, локализованный в КТ, может рекомбинировать со связанной на акцепторе дыркой. В этом случае, было показано, что спиновое состояние одиночного атома Mn может быть считано оптически [Govorov,2004]. С

другой стороны, также теоритически было показано, что существует вероятность формирования внутри подобных одиночных МКТ стабильных, вплоть до высоких температур, магнитополяронных состояний [Govorov,2008]. Тем самым, открывая возможности для создания новых магнитных элементов памяти.

Формирование МКТ, также как и КТ (см. 1.3.), может быть осуществлено с помощью различных эпитаксиальных методик, но наиболее часто используемым для этих целей является метод МПЭ.

Также как и в случае МПЭ синтеза тонких пленок на основе  $(\text{A}_3,\text{Mn})\text{B}_5$  РМП, в большинстве работ (см. [Jeon,2002; Holub,2004; Chen,2007]) были использованы низкотемпературные (НТ) режимы роста, в первую очередь, для предотвращения нежелательной сегрегации вторичных фаз типа  $\text{MnAs}$ . НТ МПЭ рост  $(\text{In},\text{Mn})\text{As}$  обычно проводят в диапазоне температур порядка 200 – 350°C. Полученные таким образом образцы с МКТ продемонстрировали температуру ферромагнитного упорядочения выше комнатной, вплоть до 340-400°C [Jeon,2002; Holub,2004; Chen,2007]. Столь высокое значение температуры Кюри, по мнению некоторых авторов [Chen,2007], несмотря на высокое заявленное значение концентрации Mn, которое удалось достичь (от 19 до 45%), является доказательством того, что при росте МКТ не образуются кластеров типа  $\text{MnAs}$ ,  $\text{GaMn}$  или  $\text{MnAs}_n\text{Ga}_m$ , т.к. они обладают более низкой температурой Кюри. Однако в [Shi,1995; Shi,1996] ранее было показано, что при определенных условиях возможно формирование кластеров  $\text{GaMn}$  проявляющих температуру ферромагнитного упорядочения вплоть до 400°C. Кроме того, качество проведенных структурных исследований не может гарантировать адекватной оценки. Известно, что МПЭ рост структур с КТ, обладающих высоким кристаллическим и, соответственно, оптическим качеством, обычно проводят при гораздо более высоких температурах порядка 420-530°C [Zolotaryov,2008; Жуков,2009; Perinetti,2009].

Другой подход формирования  $(\text{In},\text{Mn})\text{As}$  МКТ основан, как раз, на использовании более высокотемпературных режимов МПЭ роста, т.е. температур

вплоть до 500°C. Несмотря на то, что при данных технологических условиях высока вероятность сегрегации вторичных фаз, было показано, что некоторые (In,Mn)As МКТ, могут быть случайным образом легированы одиночными атомами Mn [Kudelski,2007; Lemaitre,2009]. С помощью микрофотолюминесценции (микро-ФЛ) методом последовательного перебора множества синтезированных КТ они могут быть найдены и выбраны для непосредственных исследований. При изучении спектров ФЛ InAs КТ и (In,Mn)As КТ было продемонстрировано то, что присутствие Mn приводит к значительной модификации спектров [Kudelski,2007; Lemaitre,2009]. Кроме того, было обнаружено сильное влияние поля напряжений на акцепторное состояние, в результате которого [Lemaitre,2009] не наблюдались процессы рекомбинации фотовозбужденных электронов и связанных с акцепторными состояниями дырок ( $e-A^0$ ).

## ГЛАВА 2

### СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ГЕРМАНИЯ И ФОСФИДОВ МАРГАНЦА

#### §2.1. Молекулярно-пучковая эпитаксия структур на основе Mn:Ge:P

Во время проведения экспериментов по синтезу магнитных полупроводниковых соединений типа  $\text{MnGeP}_2$  [Sato,2005; Minami,2006] было обнаружено, что при определенных технологических параметрах вместо ожидаемого роста тонких пленок происходит формирование нитевидных нанокристаллов.

Эксперименты проводились на МПЭ установке принципиальная схема которой показана на Рис. 2.1. Установка была оснащена эффузионными

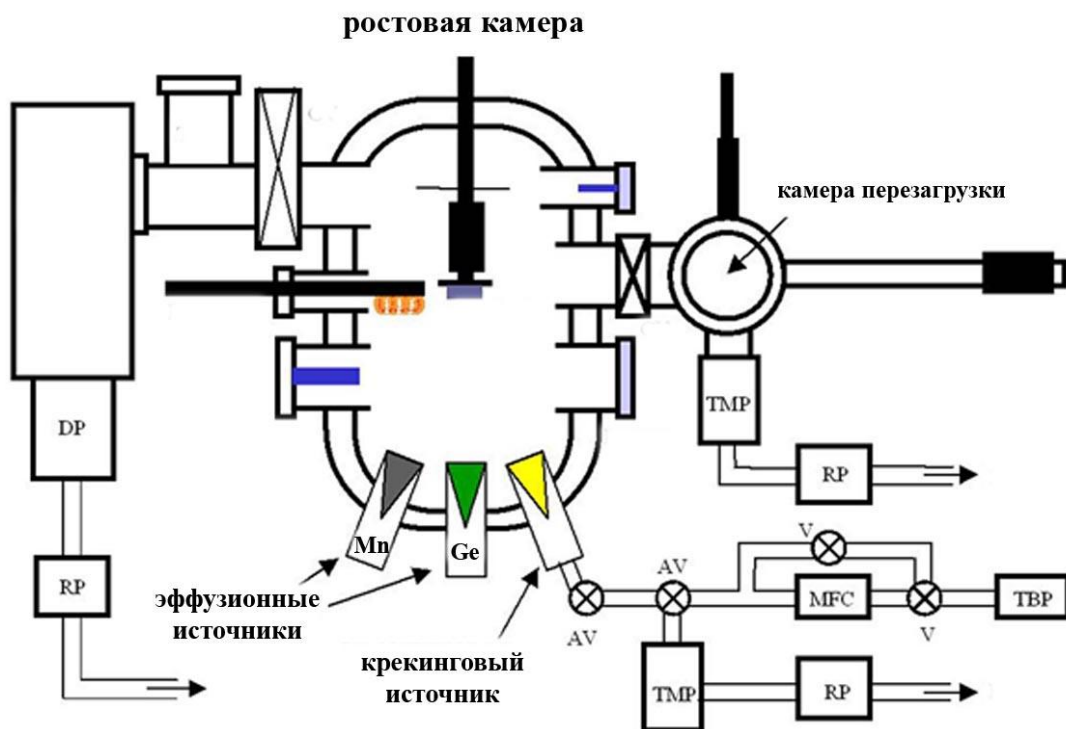
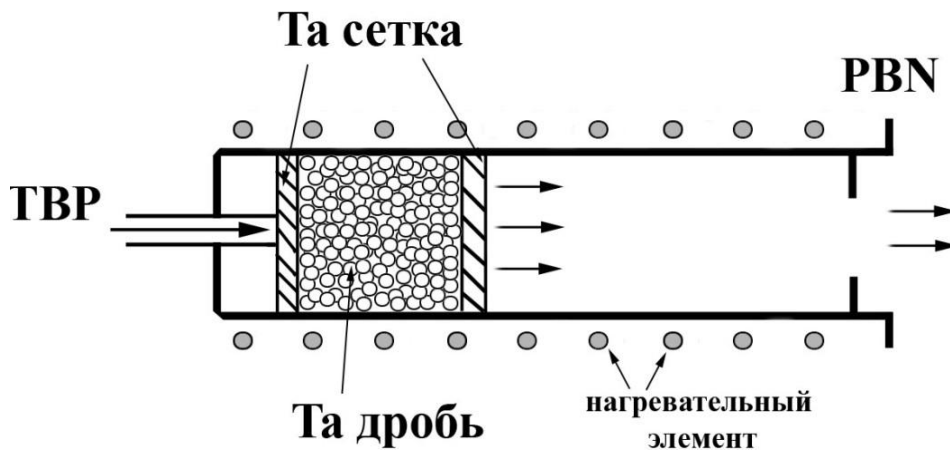


Рис. 2.1. Схема установки молекулярно-пучковой эпитаксии.

источниками Мп и Ge. Ростовая камера была укомплектована системой ДБЭО для *in-situ* контроля ростовых процессов, а также ионизационным вакуумметром Баярда-Альперта. Величины давлений потоков Мп и Ge варьировались в диапазоне  $0.5 - 0.9 \times 10^{-8}$  Тор и  $0.9 - 1.5 \times 10^{-8}$  Тор, соответственно. Температура подложки контролировалась как с помощью инфракрасного пирометра, так и температурного контроллера на основе термопары.



**Рис. 2.2.** Крекинговый источник для разложения трибутилфосфина [Sai,1999].

Для получения потока фосфора (P) использовался крекинговый источник (см. Рис. 2.2.), в котором происходило разложение трибутилфосфина (ТБФ). Данный источник был сконструирован по аналогии с ячейкой, описанной в [Sai,1999]. Внутри тигля из пиролитического нитрида бора (PBN) находились две сетки из тантала (Ta). Пространство между сетками было заполнено металлическими шариками из этого же материала. Температура источника поддерживалась выше  $800^{\circ}\text{C}$  (на уровне  $810-835^{\circ}\text{C}$ ) для того, чтобы обеспечить эффективное разложение ТБФ до  $\text{P}_2$  [Beam III,1992]. Величина потока варьировалась от 1.5 до  $2.5 \text{ см}^3/\text{мин}$  с помощью регулятора массового расхода (MFC) (см. Рис. 2.1.).

Рост происходил на полуизолирующих InP(100) подложках готовых к эпитаксии (*epi-ready*). Перед началом ростовых процессов производилась термическая очистка поверхности подложек в потоке фосфора. Кроме того, были

проведены ростовые эксперименты на подложках  $\text{SrTiO}_3$  кристаллографической ориентацией типа (100), обладающих структурой перовскита.

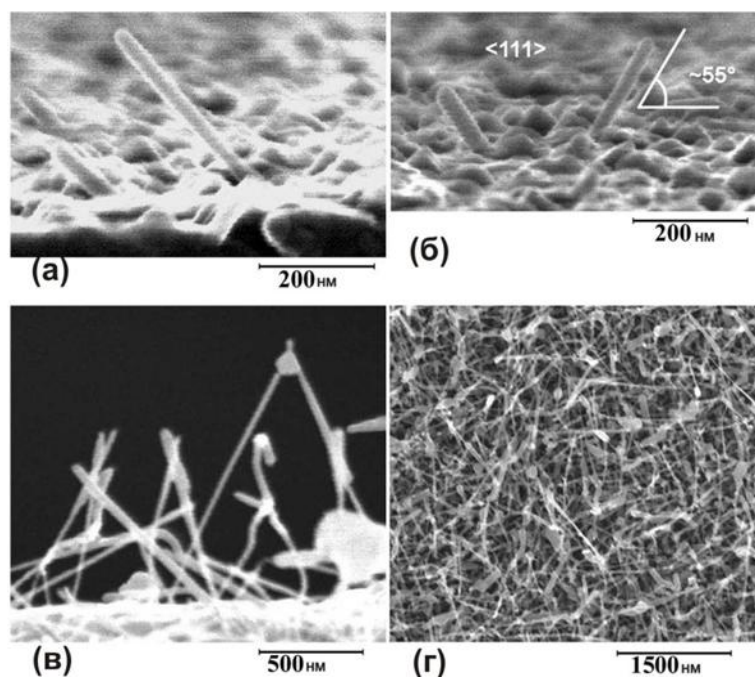
Следует отметить, что перед проведением ростовых экспериментов не осуществлялось осаждение каких-либо металлов для формирования кластеров - катализаторов роста. Рост НК происходил при одновременном открытии заслонок всех источников.



## §2.2. Свойства нитевидных нанокристаллов на основе соединений Mn:Ge:P

### 2.2.1. Определение состава и исследование морфологических, а также структурных свойств нитевидных нанокристаллов

Как уже упоминалось выше, впервые ННК на основе подобных соединений были обнаружены при росте тонких пленок  $\text{MnGeP}_2$ . Для исследования морфологических свойств массивов ННК использовался растровый электронный микроскоп Hitachi S-4500.



**Рис. 2.3.** РЭМ изображения ННК, выращенных при температуре  $435^\circ\text{C}$  (а,б),  $500^\circ\text{C}$  (в), и  $520^\circ\text{C}$  (г) [Bouravleuv, 2006].

Формирование ННК на подложках InPc кристаллографической ориентацией типа (100) происходило в диапазоне ростовых температур от  $400$  до  $540^\circ\text{C}$ . Следует отметить, что при более высоких ростовых температурах, наблюдалось

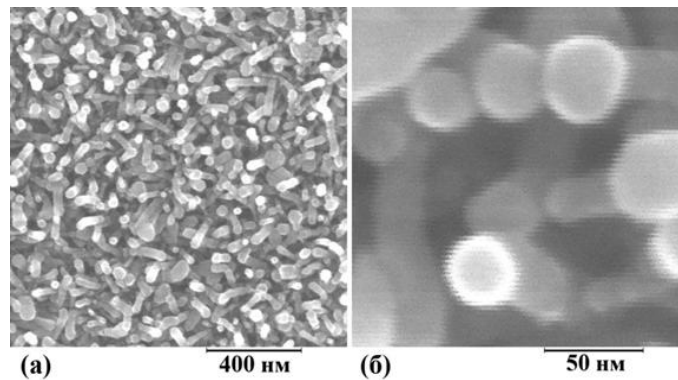
образование островков. Величина потока фосфора устанавливалась на уровне  $2 \text{ см}^3/\text{мин}$ . Время роста варьировалось от 30 минут до 2 часов.

На Рис. 2.3 продемонстрированы характерные РЭМ изображения полученных ННК [Bouravleuv,2006; Bouravleuv,2006a].

Анализ полученных изображений, позволил установить, что ННК, синтезированные при относительно низких температурах роста  $\sim 435^\circ\text{C}$ , обладают небольшой поверхностной плотностью порядка  $\sim 4 \times 10^7 \text{ см}^{-2}$  (см. Рис. 2.3.а,б). При этом они распределены по поверхности подложки на разных расстояниях относительно друг друга. Тем не менее, большинство ННК ориентировано вдоль эквивалентных кристаллографических направлений типа  $\langle 111 \rangle$  подложки. Средний диаметр ННК составляет около 20 нм, а их максимальная длина достигает 2 мкм.

С увеличением ростовой температуры, распределение и форма ННК кардинально изменились (см. Рис. 2.3.в,г). У ННК уже не наблюдается выделенного направления роста: они расположены произвольно вдоль разных кристаллографических направлений подложки (см. Рис. 2.3.в,г). На вершинах многих из ННК наблюдаются нанокластеры, присутствие которых характерно для ННК выращенных по механизму ПЖК (см. 1.2.2.). Следует отметить, что обычно во время роста ННК по ПЖК механизму катализаторы роста на основе металлов представляют собой капли, как это уже было упомянуто в 1.2.2. Однако при понижении температуры (например, по окончании роста) происходит процесс затвердевания капель, при этом они могут обладать кристаллической структурой, а могут находиться в аморфном состоянии. Кроме того, возможны и другие механизмы роста, при которых катализатор находится в твердом состоянии – так называемый «пар-кристалл-кристалл» [Dick,2005]. Поэтому для нанообразований, которые формируются на поверхности подложек, на вершинах и боковых гранях ННК, и далее по тексту будет использоваться более общий термин «нанокластеры».

В свою очередь, ННК на основе Mn:Ge:Рсоединений были успешно синтезированы при ростовой температуре равной  $500^\circ\text{C}$  и на совершенно другой

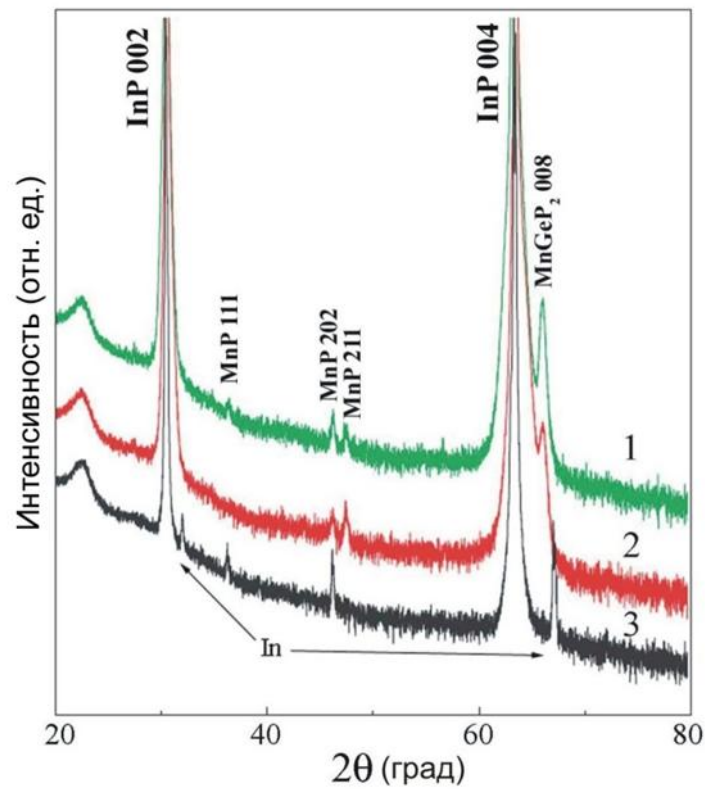


**Рис. 2.4.** РЭМ изображения, полученные при разном пространственном разрешении, ННК на основе соединений Mn:Ge:P, синтезированных на подложках SrTiO<sub>3</sub>(100) при температуре 500°C.

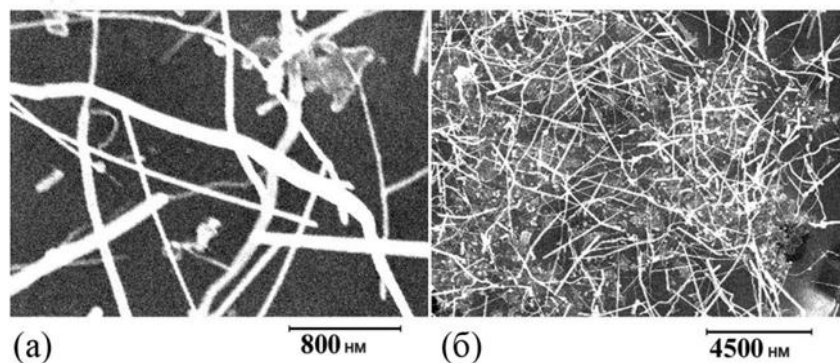
подложке - SrTiO<sub>3</sub>(100), обладающей структурой пировскита. На Рис. 2.4. приведены РЭМ изображения выращенных ННК, которые также демонстрируют наличие нанокластеров на вершинах ННК. При этом у ННК, синтезированных при низких температурах роста, на вершинах не было обнаружено присутствие нанокластеров, что может указывать на другой, вероятнее всего, бескаталитический механизм роста ННК. По-видимому, механизм образования этих ННК схож с относительно недавно предложенным механизмом самоиндуцированного роста GaNННК [Consonni,2011; Consonni,2011a]. В основе этого механизма, лежит предположение о том, что самоиндуцированные ННК образуются из сформированных на начальной стадии роста островков.

Поскольку при проведении МПЭ синтеза структур были открыты одновременно все три источника, компонентный состав выращенных массивов ННК не был очевиден. Поэтому было решено провести структурные исследования выращенных на подложках InP(100) образцов с помощью рентгеновского дифрактометра Philips X'Pert PRO.

Анализ полученных данных позволил определить наличие нескольких характерных для всех образцов дифракционных пиков (см. Рис. 2.5. картины 1 и 2). Было установлено, что широкий пик при  $2\theta \approx 24^\circ$  является вкладом стеклянной пластины, используемой в качестве держателя образцов.



**Рис. 2.5.** Рентгеновские дифракционные картины образцов с НК, выращенными при температуре 435°C (1) (см. Рис.2.3.а,б.); 520°C (2) (см. Рис. 2.3.г) и Mn:P НК (см. Рис. 2.6.а,б), синтезированных при температуре 535°C (3)[Bouravleuv,2006].

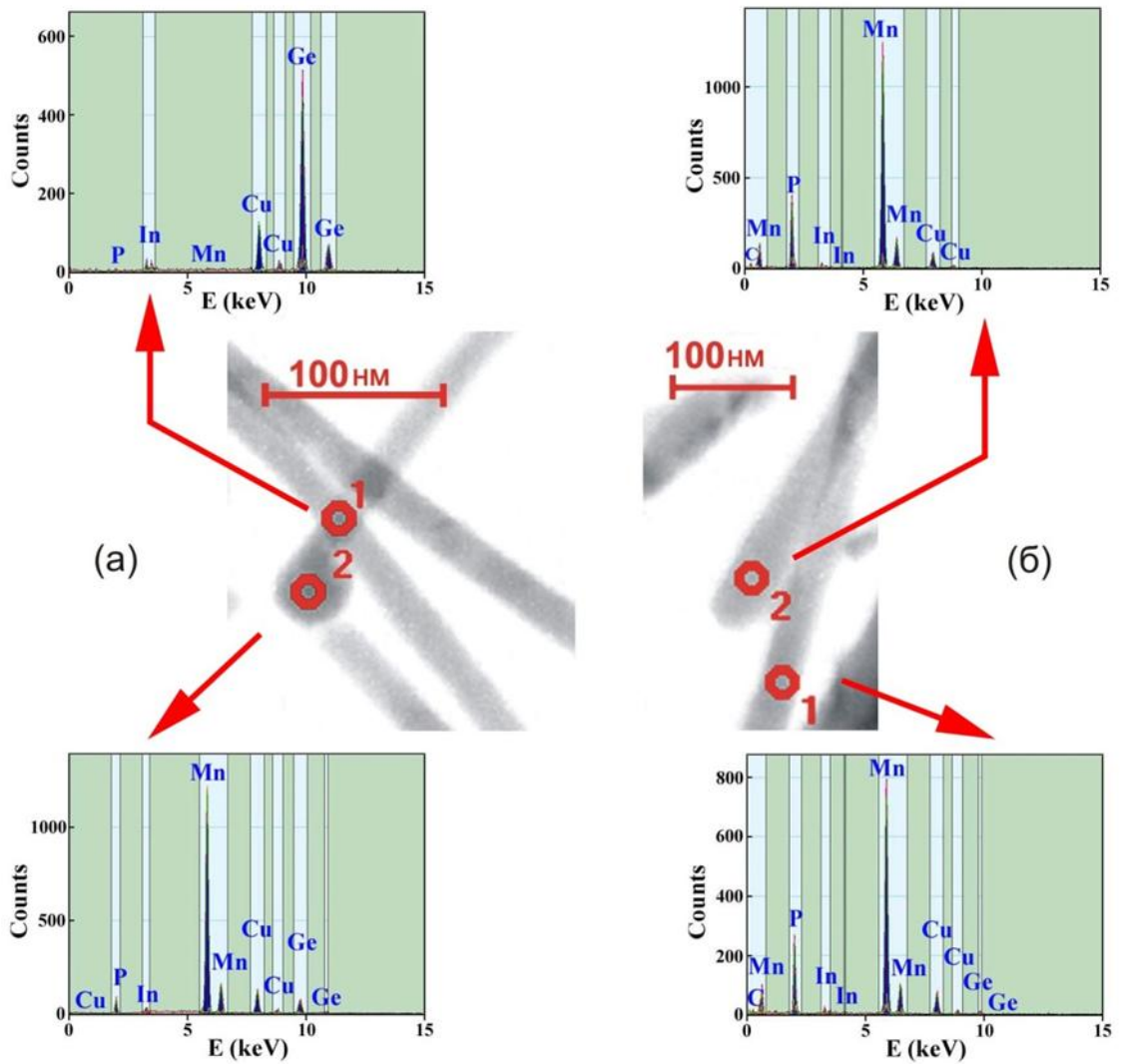


**Рис. 2.6.** РЭМ изображения, полученные при разном пространственном разрешении, Mn:РНК, выращенных при температуре 535°C[Bouravleuv,2006].

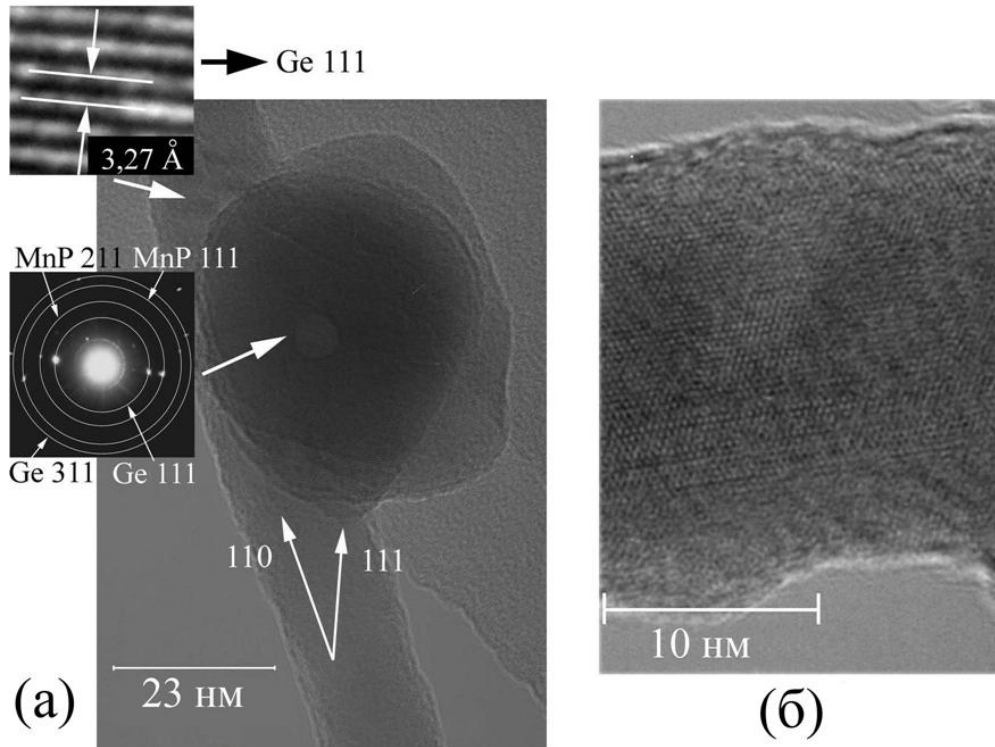
Дифракционные линии  $2\Theta \approx 30.5^\circ$  и  $2\Theta \approx 63.4^\circ$  связаны с подложкой InP (с дифракцией на плоскостях (002) и (004), соответственно). В свою очередь, обнаруженный пик при  $2\Theta \approx 66.04^\circ$  может быть взаимосвязан с отражением от  $\text{MnGeP}_2$  [Sato,2005]. Кроме того, были зарегистрированы пики, которые, по-видимому, могут быть ассоциированы с  $\text{MnP}(111)$ ,  $\text{MnP}(202)$  и  $\text{MnP}(121)$ . Образец, полученный при более высокой ростовой температуре, продемонстрировал отсутствие пика, взаимосвязанного с отражением на  $\text{MnP}(111)$  (см. Рис. 2.5. – картина 2). Это послужило основой для предположения о том, что при низких температурах роста наблюдается рост  $\text{MnP}$  ННК, ориентированных вдоль кристаллографических направлений типа  $\langle 111 \rangle$  подложки (см. Рис. 2.3б), в то время как с повышением температуры синтеза становится определяющим либо формирование ННК вдоль других кристаллографических направлений, либо изменение их состава.

Для проверки этого предположения был осуществлен МПЭ синтез ННК без использования Geисточника, т.е. непосредственный рост ННК на основе соединений только Mn и P (Mn:P). На Рис. 2.6. показаны РЭМ изображения  $\text{MnPННК}$ , полученных при ростовой температуре равной  $535^\circ\text{C}$ . ННК имеют достаточно большой разброс в размерах, при этом максимальная длина некоторых из них достигает 6 мкм. Аналогично ННК, синтезированным при низких ростовых температурах, на вершинах полученных ННК не было обнаружено каких-либо нанокластеров в отличие от ННК на основе Mn:Ge:P, выращенных при более высоких температурах. Дифракционная картина выращенного образца продемонстрирована на Рис. 2.5. – (3). Несмотря на высокую температуру роста образца, на ней четко видны пики, которые были связаны с отражением на  $\text{MnP}(111)$  и  $\text{MnP}(202)$ . Таким образом, предположение о возможном формировании  $\text{MnP}$  ННК при низкотемпературном МПЭ росте Mn:Ge:P соединений получило свое подтверждение.

Однако, известно, что процесс формирования ННК может также сопровождаться ростом двумерного слоя между ННК. В результате этого, полученные экспериментальные данные могут быть обусловлены вкладом не



**Рис. 2.7.** Изображения ННК, выращенных при 500°C (см. Рис. 2.1в), полученные в результате проведения исследований с помощью сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ). Красными кружками указаны места на ННК, в которых производились исследования их химического состава посредством проведения EDX анализа. Результаты измерений приведены на соответствующих вставках, обозначенных красными стрелками.



**Рис. 2.8.** (а) - ПЭМ изображение Ge ННК с нанокластером на основе Mn. На вставке в верхнем левом углу приведено изображение GeННК в сверхвысоком разрешении. На второй вставке показана дифракционная картина, полученная от нанокластера на основе Mn.

(б) – ПЭМСР изображение одиночного Ge ННК.

только ННК, но и фаз, образующихся при росте двумерного слоя.

Поэтому для получения более достоверной информации, были выполнены исследования полученных образцов с помощью просвечивающего электронного микроскопа FEI TECNAI-F20, оборудованного спектрометром для проведения энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (EDX).

Для проведения ПЭМ исследований ННК механически (с помощью скальпеля) снимались с подложек и переносились на стандартные ПЭМ держатели образцов, представляющие собой трехмиллиметровые сетки из меди различной конфигурации (обладающие различным количеством и формой ячеек) покрытые углеродной пленкой.

Результаты проведенных исследований показали, что при росте соединений на основе Mn:Ge:P возможно формирование не только Mn:РННК с соотношением между элементами Mn:P ~65:20 % (см. Рис. 2.7б точки 1 и 2), но и ННК на основе Ge (см. Рис. 2.7а). Следовательно, принимая во внимание результаты структурных исследований, проведенные с помощью рентгеновского дифрактометра, и данные растровой электронной микроскопии, можно сделать вывод о том, что при низких температурах доминирует формирование Mn:РННК (см. Рис. 2.3.а,б), тогда как, при повышении температуры превалирующим становится формирование GeННК (см. Рис. 2.3.в,г). При этом, как показали данные измерений выполненных с помощью энергодисперсионного микроанализа, все исследованные ННК, выращенные при 520°C (см. Рис. 2.3.г) являлись Ge. Однако, несмотря на это, нельзя исключить из рассмотрения вероятность одновременного формирования и небольшого числа Mn:РННК, поскольку проведенные исследования носили выборочный характер.

Несмотря на то, что для роста ННК не использовалось предварительное нанесение какого-либо катализатора, по-видимому, формирование Ge ННК происходило в рамках ПЖК механизма роста. В этом случае, роль катализаторов роста ННК играли нанокластеры на основе Mn (см. Рис. 2.7.а – точка 2 и вторую вставку Рис. 2.8.а) с атомным соотношением элементов Mn:Ge:P 78:5:6 %, которые образовывались на начальной стадии роста. Поэтому, формирование GeННК может быть взаимосвязано с тем, что при повышении температуры увеличивается вероятность формирования нанокластеров на основе Mn, играющих роль катализаторов роста для Ge ННК. Одна из возможных причин наблюдаемого эффекта может заключаться в увеличении диффузионной длины атома Mn по поверхности подложки с увеличением температуры роста.

Результаты исследований выполненных с помощью просвечивающей электронной микроскопии сверхвысокого разрешения (ПЭМСР), продемонстрировали, что Ge ННК обладают высоким кристаллическим качеством (см. Рис. 2.8.б) и являются монокристаллами с расстоянием между атомными плоскостями равным 0.327 нм (см. Рис. 2.8.а). Это значение совпадает с

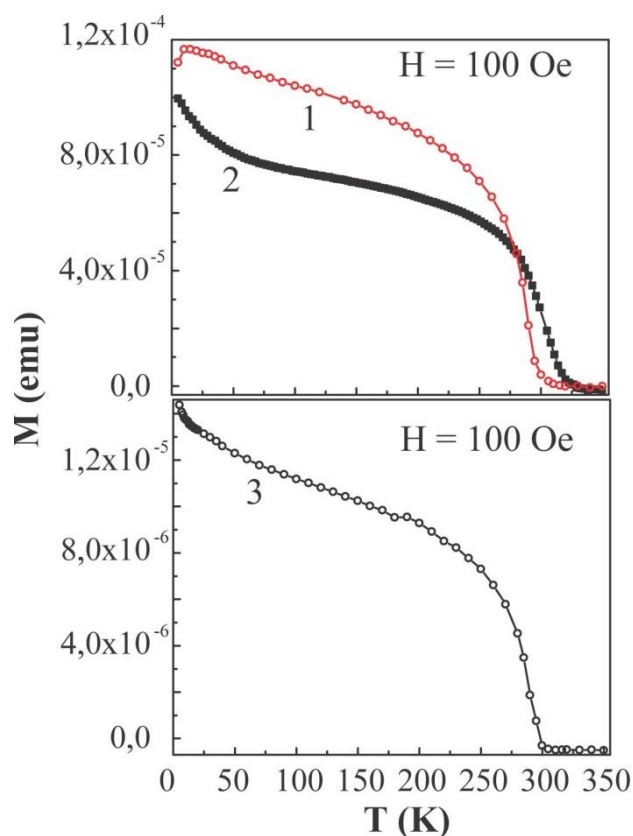


расстоянием между атомными плоскостями перпендикулярными кристаллографическому направлению  $\langle 111 \rangle_{\text{Ge}}$ . Однако, на ПЭМСР изображении GeННК, приведенном на Рис. 2.8.а, видно, что направление оси роста не совпадает с этим кристаллографическим направлением. Значение угла между ними, определенное из анализа полученных изображений составило  $\sim 35^\circ$ . Следовательно, кристаллографическое направление, вдоль которого происходил рост Генитевидных нанокристаллов, соответствует  $\langle 110 \rangle$ .

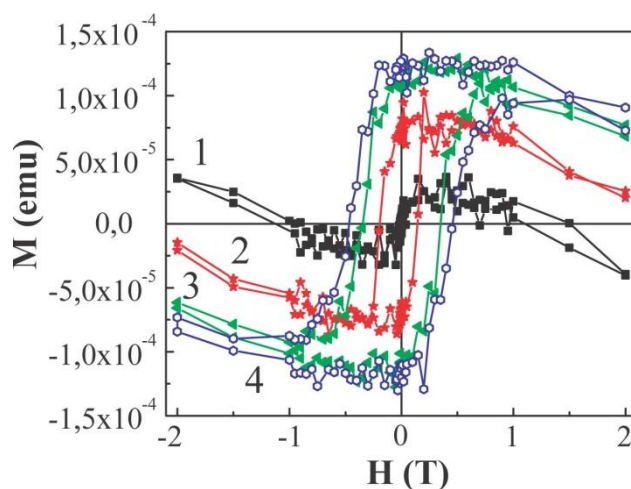
### **2.2.2. Магнитные свойства нитевидных нанокристаллов на основе соединений Mn:Ge:P**

Исследование магнитных свойств образцов с тонкими пленками на основе  $\text{MnGeP}_2$ , выращенными с помощью МПЭ, при температуре  $435^\circ\text{C}$  и более высоких потоках  $\text{P}_2$ , по сравнению с ННК, показало, что они могут проявлять ферромагнитные свойства до температур порядка  $320\text{K}$  [Sato,2005]. Продemonстрированное достаточно высокое значение температуры Кюри, было связано, в первую очередь, именно с ростом  $\text{MnGeP}_2$ . Однако, изучение структуры пленок, выполненное с помощью ПЭМ, свидетельствует также о сегрегации вторичных фаз типа  $\text{MnP}$  во время роста этих соединений. В свою очередь, при повышении ростовой температуры выпадения вторичных фаз не наблюдалось, а выращенные структуры проявили более низкое значение температуры ферромагнитного упорядочения  $\sim 77\text{K}$  [Minami,2006].

Поэтому, наибольший интерес представляло исследование магнитных свойств образцов с GeННК, синтезированных при повышенных температурах  $\sim 520^\circ$ , поскольку как показали предварительные эксперименты, выполненные с помощью вибрационного магнитометра TOEI VSM-5-19, образцы, несмотря на



**Рис. 2.9.** Температурные зависимости намагниченности, измеренные при приложении магнитное поля 100 Э: (1) - образца с ННК, синтезированными при температуре 520°C на подложке InP(100) (см. Рис. 2.3.г); (2) - тонкой пленки  $\text{MnGeP}_2$ , выращенной на подложке GaAs(001) с буферным слоем Ge [Sato,2005]; (3) –ННКснятых с InP(100) подложки (см. Рис. 2.3.г) [Bouravleuv,2006].



**Рис. 2.10.** Полевые зависимости намагниченности образца с ННК, выращенными при 520°C (см. Рис. 2.3.г), измеренные при различных температурах: (1) - 295К; (2) - 70 К; (3) - 30 К; (4) - 5 К. [Bouravleuv,2006]

соединение	тип	температура, К	литературный источник
Mn	антиферромагнетик	100	[Ip,2003]
MnO	антиферромагнетик	122	[Ip,2003]
MnO <sub>2</sub>	антиферромагнетик	84	[Ip,2003]
Mn <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	ферромагнетик	1443	[Ip,2003]
MnP	ферромагнетик	50-291	[Pearton,2003]
MnP	антиферромагнетик	50	[Pearton,2003]
Mn <sub>3</sub> P	антиферромагнетик	115	[Pearton,2003]
Mn <sub>2</sub> P	антиферромагнетик	103	[Pearton,2003]
Mn <sub>x</sub> Ge <sub>1-x</sub>	ферромагнетик	25-116	[Park,2002]
Mn <sub>3</sub> Ge <sub>5</sub>	ферромагнетик	296	[Zeng,2003]
MnGeP <sub>2</sub>	ферромагнетик	320	[Sato,2005]

**Таблица****1.**

Возможные вторичные фазы, которые могут быть сформированы во время роста НК на основе Mn:Ge:P соединений.

относительно высокое значение ростовой температуры, проявляли ферромагнитное упорядочение при температурах выше азотной.

Более детальное изучение температурных и полевых зависимостей намагниченности образцов было проведено с использованием СКВИД магнитометра QuantumDesign MPMS [Bouravleuv,2006; Bouravleuv,2006a].

Полученная температурная зависимость намагниченности образца с Ge НК (см. Рис. 2.9. – кривая 1), выявила наличие ферромагнитного упорядочения до 300 К. Измерения полевых зависимостей намагниченности, продемонстрировало наличие характерный петель гистерезиса в этом же диапазоне температур (см. Рис. 2.10.). Стоит отметить, что образцы продемонстрировали достаточно

большие величины коэрцитивных полей: при 5 К ~ 4560 Э, а при температуре жидкого азота ~ 2480 Э.

Тем не менее, как уже было неоднократно упомянуто выше, во время формирования ННК могли также образоваться и другие магнитные фазы. В таблице 1, составленной на основе анализа известных литературных данных, приведен список этих фаз, их тип и соответствующая температура возможного магнитного упорядочения.

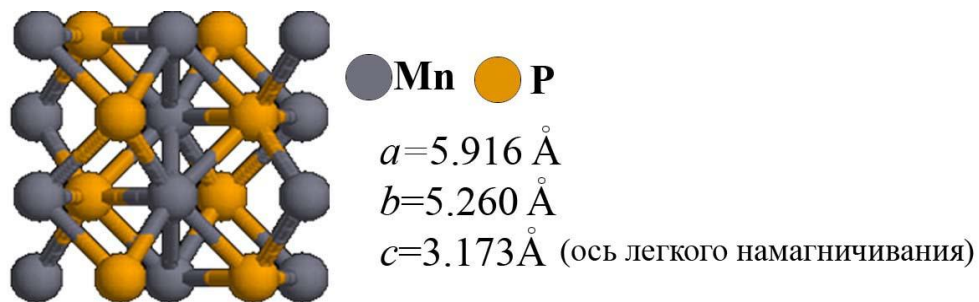
Следует отметить, что сегрегация вторичных фаз возможна и при росте двумерного слоя. Поэтому, для того, чтобы отделить его вероятный вклад, были проведены измерения магнитных свойств ННК, снятых с подложки. Перенос ННК был осуществлен методом наложения тефлоновой ленты на поверхность образца с ННК. Результаты измерений температурной зависимости их намагниченности показаны на Рис. 2.9. – кривая 3. Поведение полученной кривой практически совпадает с данными, продемонстрированными образцом с GeННК (см. Рис. 2.9. – кривая 1). Таким образом, по-видимому, поведение образцов определяется, в первую очередь, свойствами самих ННК.

Поведение температурной зависимости намагниченности образца с ННК (см. Рис. 2.9. – кривая 1), отличается от поведения аналогичной зависимости образца с тонкой пленкой на основе  $MnGeP_2$  (см. Рис. 2.9. – кривая 2). Поэтому, исходя из данных приведенных в таблице 1, наблюдаемые ферромагнитные свойства ННК, прежде всего, могут быть обусловлены наличием  $Mn_3Ge_5$  фаз.

## §2.3. Нитевидные нанокристаллы на основе фосфидов марганца

### 2.3.1. Фосфид марганца

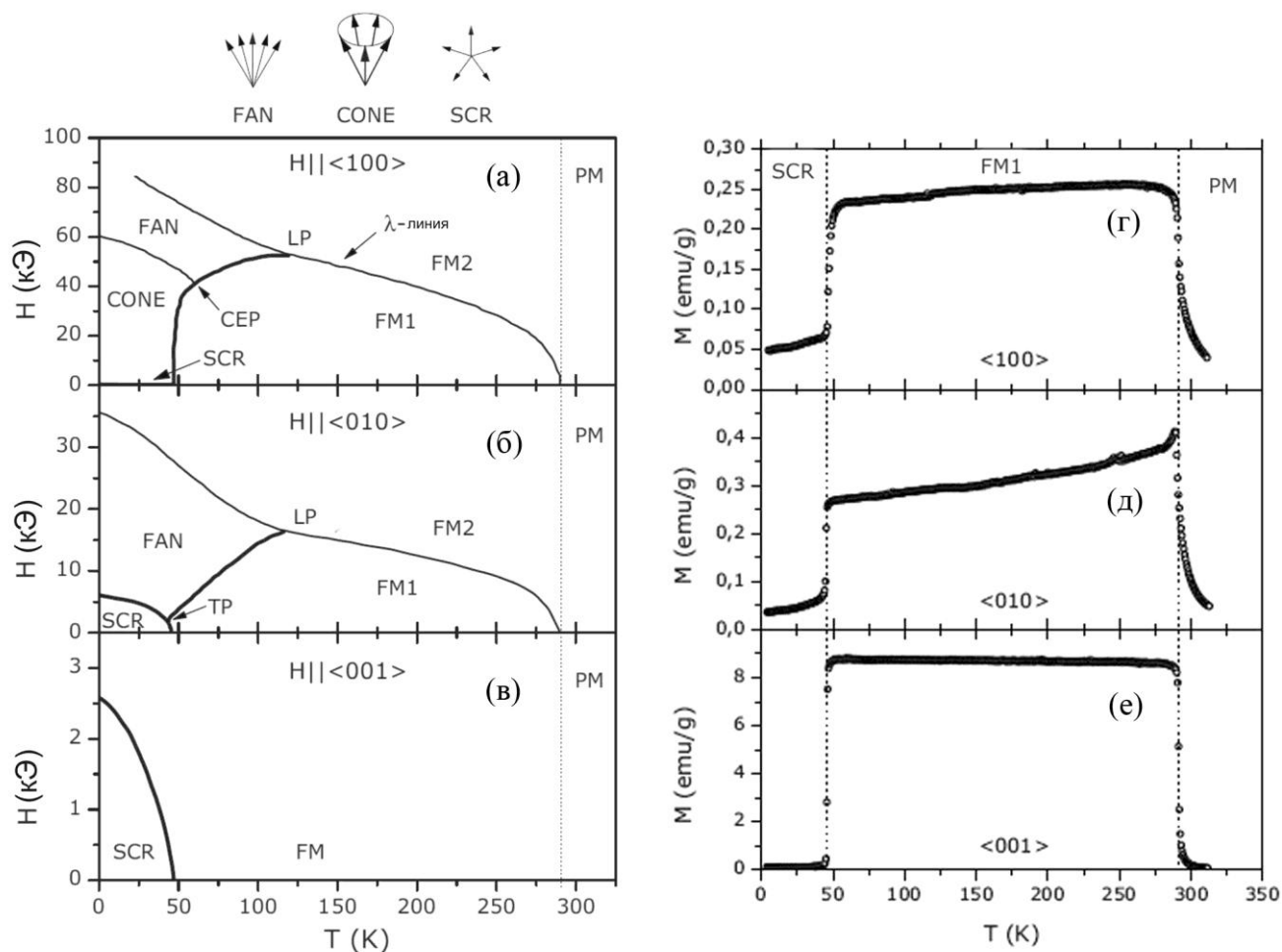
Привлекательность материалов имеющих температуры ферромагнитного упорядочения порядка и выше комнатной, как с точки зрения их потенциального использования для создания спинтронных устройств, так и магнитных холодильников [Provenzano,2004], послужила причиной продолжающегося интереса, в том числе, и к фосфидам марганца (MnP) [Huber,1964; Shapira,1981; Zieba,1992; Vecerra,1996; Hong,2005; Reis,2008;Lacroix,2013].



**Рис. 2.11.** Схема кристаллической структуры MnP (пространственная группа  $D_{2h}^{16}$ ).

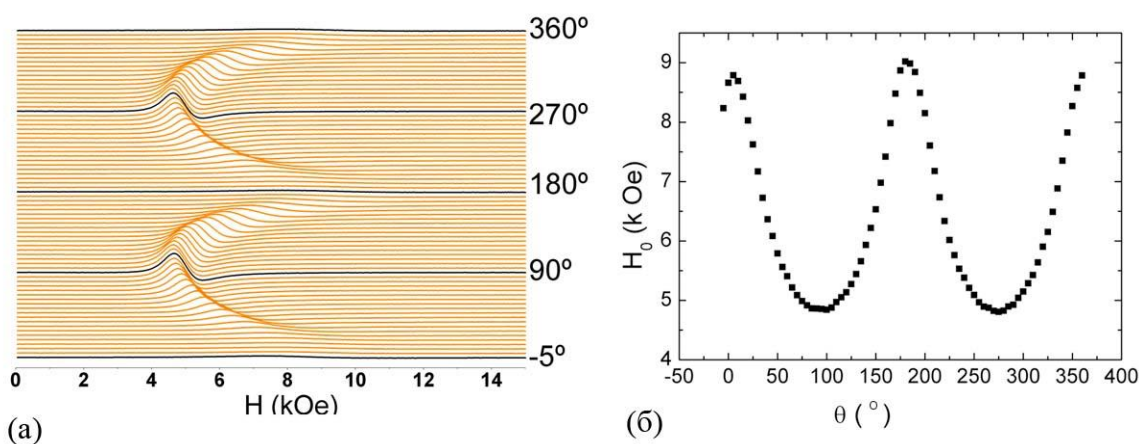
MnP имеет орторомбическую структуру (см.Рис. 2.11.) и обладает сильной магнитокристаллической анизотропией. В работах [Красовский,1959; Факидов,1959] были представлены результаты измерения электрических свойств  $Mn_2P$  и MnP, которые показали, что они являются проводниками с концентрацией дырок  $\sim 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

При понижении температуры, в случае приложения больших магнитных полей вдоль основных кристаллографических направлений кристалла, MnP может проявлять разнообразные типы магнитного упорядочения (см. Рис. 2.12. а,б,в)

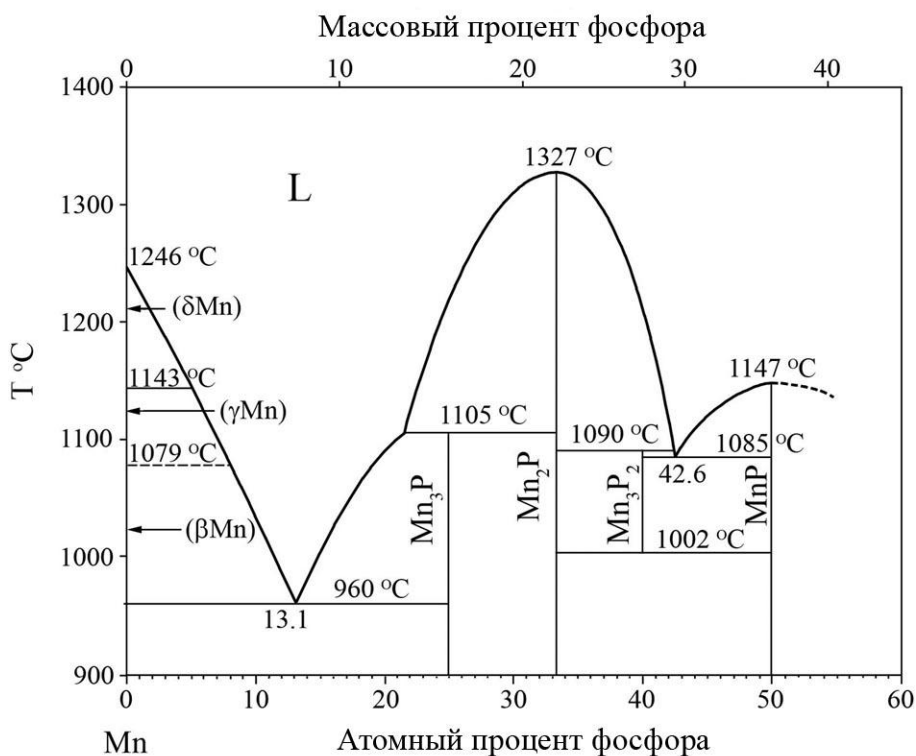


**Рис. 2.12.** (а), (б), (в) - магнитные фазовые диаграммы монокристалла MnP при приложении магнитного поля вдоль трех основных направлений кристалла  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$  и  $\langle 001 \rangle$ , соответственно [Zeiba,1992; Reis,2008]. PM - парамагнитная фаза, SCR – винтовая фаза, FM1-магнитный момент вдоль направления оси легкого намагничивания  $\langle 001 \rangle$ , FM2 - магнитный момент вдоль приложенного магнитного поля, CEP - критическая точка, TP - тройная точка, и LP - точка Лифшица. Толстые и тонкие линии представляют, соответственно, фазовые переходы первого и второго рода.

(г), (д), (е) – температурные зависимости намагниченности, измеренные при приложении магнитного поля равного 100 Э вдоль трех основных направлений кристалла  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$  и  $\langle 001 \rangle$ , соответственно. [Reis,2008]



**Рис. 2.13.** Угловые зависимости ФМР спектров, полученные при  $T=300\text{K}$ , при вращении магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания. (а) – экспериментальные данные; (б) – зависимость позиции резонансного поля от угла поворота.



**Рис. 2.14.** Фазовая диаграмма соединений на основе Mn:P [Massalski,1986].

[Zieba,1992; Vecerra,1996; Reis,2008]. В свою очередь, в области слабых полей, при достижении температуры 291.5К начинает демонстрировать ферромагнитные свойства [Huber,1964]. Дальнейшее понижение температуры до 47К приводит к переходу от ферромагнитного к антиферромагнитному, а точнее гелимагнитному типу магнитного упорядочения. Поведение температурной зависимости намагниченности при приложенном внешнем поле равном 100 Э, т.е. как раз в области слабых магнитных полей, монокристалла MnP, выращенного по методу Бриджмена, представлено на Рис. 2.12 (см. г, д, е) [Reis,2008].

Известно, что MnP, как и многие соединения на основе Mn такие, как манганиты, а также материалы с эффектом памяти формы  $Ni_2MnGa$ ,  $MnFe(P,As)$ , и  $MnAs$ , проявляет магнитокалорические свойства. При детальном исследовании MnP, выполненных с помощью вибрационного магнитометра, было обнаружено, что изменение магнитной энтропии (с относительно высокой степенью охлаждения) в постоянном магнитном поле может быть осуществлено простым поворотом кристалла на  $90^\circ$ , вследствие наличия у него сильной магнитокристаллической анизотропии [Reis,2008]. Поэтому фосфид марганца обладает большим потенциалом для создания новых охлаждающих устройств на его основе.

Исследования температурных и угловых зависимостей спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) MnP, проведенные в широком диапазоне температур от 120 до 420 К в X- диапазоне длин волн (на частоте 9.38 ГГц), выявили наличие  $180^\circ$  симметрии угловых зависимостей при вращении магнитного поля вдоль основных направлений монокристалла (см. Рис. 2.13.). Анизотропия линий наблюдалась при температурах ниже температуры ферромагнитного упорядочения.

Следует отметить, что у соединений на основе Mn и P существуют и другие устойчивые фазы (см. Рис.2.14). Однако, согласно данным, приведенным в Таблице 1,  $Mn_2P$  и  $Mn_3P$  обладают антиферромагнитными свойствами.



### 2.3.2. Рост нитевидных кристаллов на основе фосфидов марганца

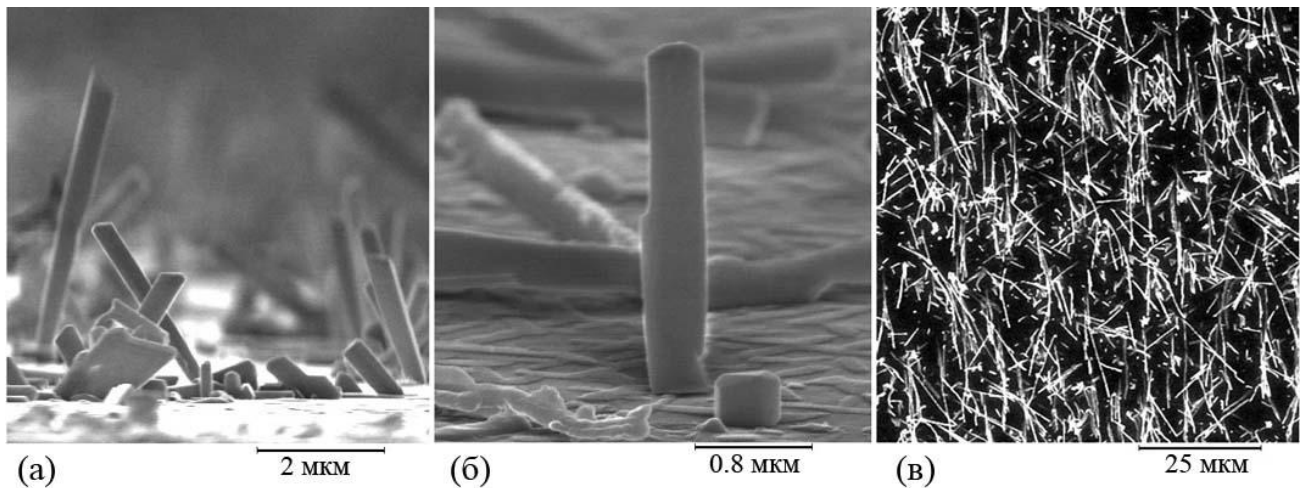
Синтез нитевидных нанокристаллов фосфидов марганца осуществлялся на установке молекулярно-пучковой эпитаксии, описанной в §2.1. Как уже было отмечено в предыдущем параграфе, фосфиды марганца обладают уникальными магнитными свойствами. Однако, как показали предварительные исследования, проведенные с помощью вибрационного магнетометра в области от комнатных до 77К температур, первых из полученных образцов с Mn:P ННК, которые были синтезированы на подложках InP(100), в указанном диапазоне температур не наблюдалось ферромагнитного упорядочения. Вероятнее всего это было связано с тем, что согласно фазовой диаграмме, приведенной на Рис. 2.14. их состав, определенный по результатам измерений EDX (Mn:P ~ 65:20), по-видимому, соответствовал  $Mn_3P$  или  $Mn_2P$ , которые проявляют антиферромагнитные свойства (см. Таблицу 1). Поэтому было решено провести эксперименты по синтезу ННК на подложках типа GaAs(111)В.

Рост проводился при температуре 535°C в течение 1 часа без предварительного нанесения слоя катализатора. Температура ячейки Mn была равна 640°C, при этом поток  $P_2$  был установлен на уровне 2 см<sup>3</sup>/мин.

Результаты исследований полученных образцов с помощью РЭМ, представлены на Рис. 2.15. [Bouravleuv,2008a].

Длина выращенных ННК достигает 30 мкм, а средний диаметр составляет около 400 нм. Примерно треть Mn:P ННК ориентирована вдоль кристаллографических направлений подложки типа <111> (см. Рис. 2.15.б). В это же время, часть ННК ориентирована вдоль эквивалентных кристаллографических направлений типа <110> и <211>.

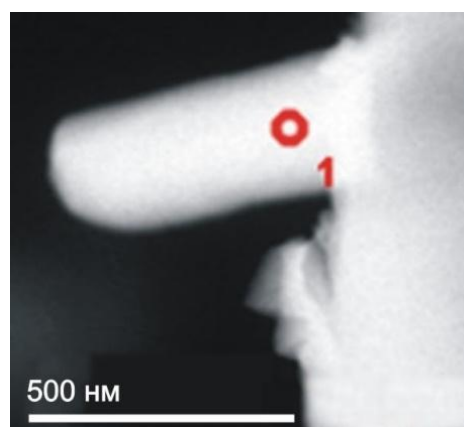
Как на вершинах, так и на боковых гранях ННК не было обнаружено образование каких-либо нанокластеров (см. Рис. 2.15а,б). Более того, на изображениях отчетливо видны атомарно-гладкие поверхности, что может



**Рис. 2.15.** РЭМ изображения Mn:P ННК, синтезированных на подложке GaAs(111)В при температуре 535°C. (а), (б) – вид сбоку, (в)- вид сверху [Bouravleuv,2008a].

являться дополнительным свидетельством о потенциальном формировании ННК по механизмам самоиндуцированного роста (см. 2.2.1.).

Определение химического состава ННК, проведенное с помощью энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (см. Рис. 2.16.), показало, что состав выращенных ННК близок к  $Mn_2P$ . (Mn:P ~ 48.8:25.4 %).

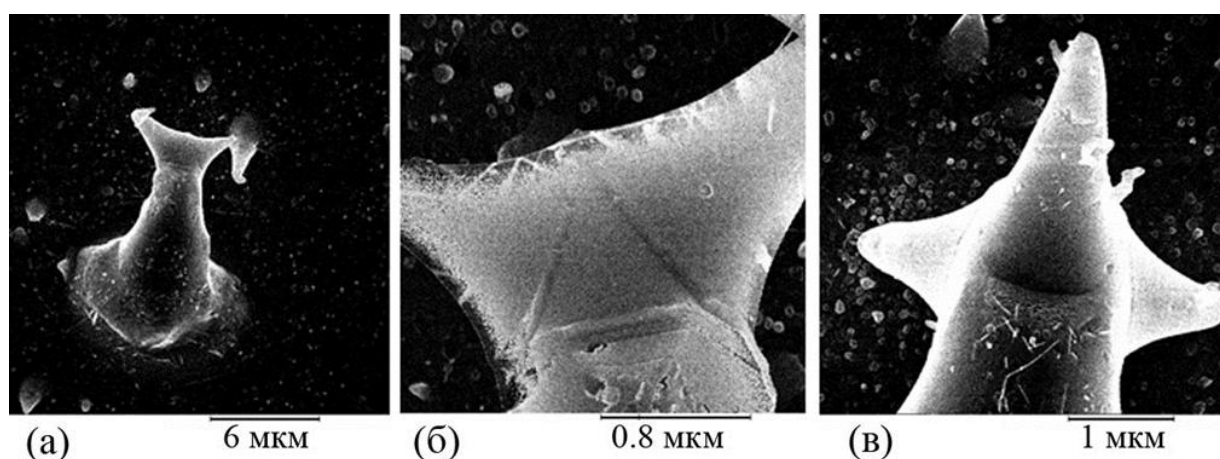


**Рис. 2.16.** СПЭМ изображение одиночного  $Mn_2P$  ННК, выращенного на подложке GaAs(111)В. Химический состав элементов в точке 1, определенный с помощью EDX, соответствует: Mn:P ~ 48.8:25.4 %. [Bouravleuv,2008a]

Результаты этих измерений получили косвенное подтверждение при исследовании магнитных свойств данного образца, которые также не выявили образование ферромагнитного упорядочения.

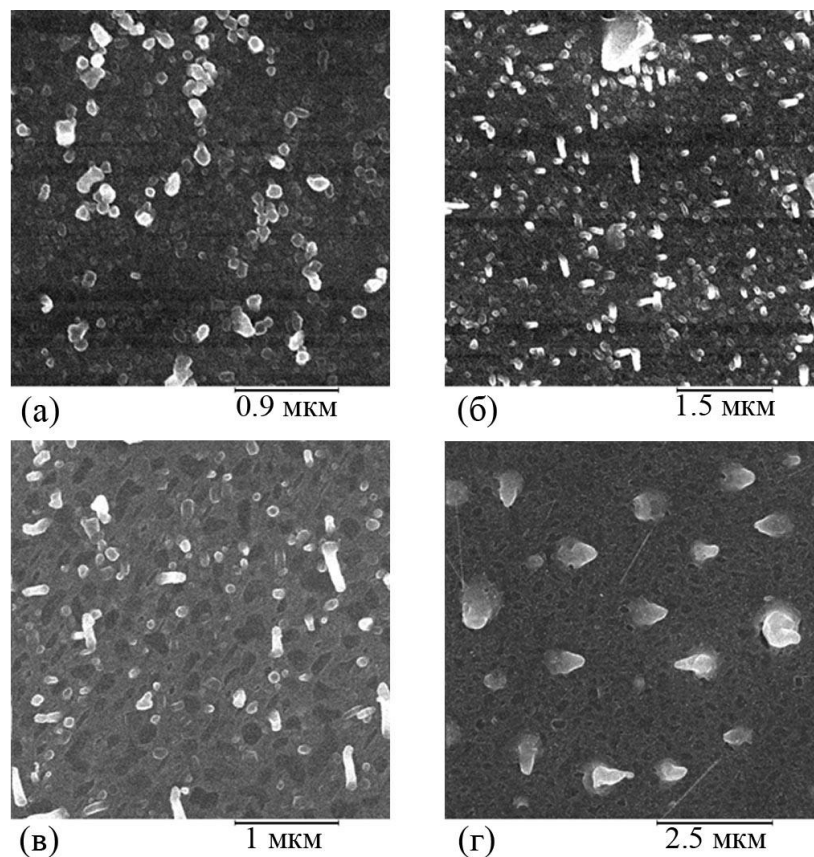
Таким образом, при температурах роста порядка  $\sim 535^\circ\text{C}$  происходит формирование  $\text{Mn}_2\text{P}$  ННК.

Исходя из полученных результатов по росту ННК на поверхности  $\text{GaAs}(111)\text{B}$ , было принято решение о проведении исследования процессов формирования ННК на основе фосфидов марганца при других ростовых температурах на подложках  $\text{InP}(100)$ . Результаты ростовых экспериментов показали, что наиболее оптимальной температурой роста является  $\sim 510^\circ\text{C}$ . Проведение синтеза при температурах ниже  $470^\circ\text{C}$ , несмотря на обнаружение формирования  $\text{MnP}$  ННК при росте  $\text{Mn:Ge:P}$  соединений (см. 2.2.2.) при аналогичных технологических параметрах, но даже при более низких ростовых температурах, не приводило к формированию ННК. В результате повышения ростовой температуры, происходило случайное формирование одиночных ННК. В то же время, при более высоких температурах порядка  $545^\circ\text{C}$  наблюдался ярко выраженный боковой рост и как следствие сильное изменение формы нитевидных кристаллов. Следует отметить, что размеры нитевидных кристаллов



**Рис. 2.17.** РЭМ изображения одиночных  $\text{Mn:P}$  ННК, синтезированных на подложке  $\text{InP}(100)\text{B}$  при температуре  $545^\circ\text{C}$ .

находились не нано-, а микрометровом диапазоне. На Рис. 2.17. представлены характерные РЭМ изображения некоторых из полученных нитевидных кристаллов с необычной формой. Вероятнее всего, наблюдаемая форма обусловлена формированием боковых ветвей при росте ННК. В нашем случае этот процесс был неконтролируемым, в то время как при росте ННК инициированного с помощью золотых нанокластеров (по механизму ПЖК) было показано, что им можно достаточно хорошо управлять [Dick,2004; Dick,2007].



**Рис. 2.18.** РЭМ изображения MnP ННК, выращенных при температуре источника Mn равной 630°C (а), 640°C (а), 650°C (а), 660°C (а) на подложках InP(100).

На Рис. 2.18 представлены РЭМ изображения ННК, полученные при разных температурах ячейки марганца (температура подложки 510°C, поток фосфора 2.0 см<sup>3</sup>/мин). Видно, что при низкой температуре (см. Рис. 2.18а) ННК не образовывались. При увеличении потока марганца, наблюдается формирование ННК (см. Рис. 2.18б). Следует отметить, что время роста составляло 30 минут.

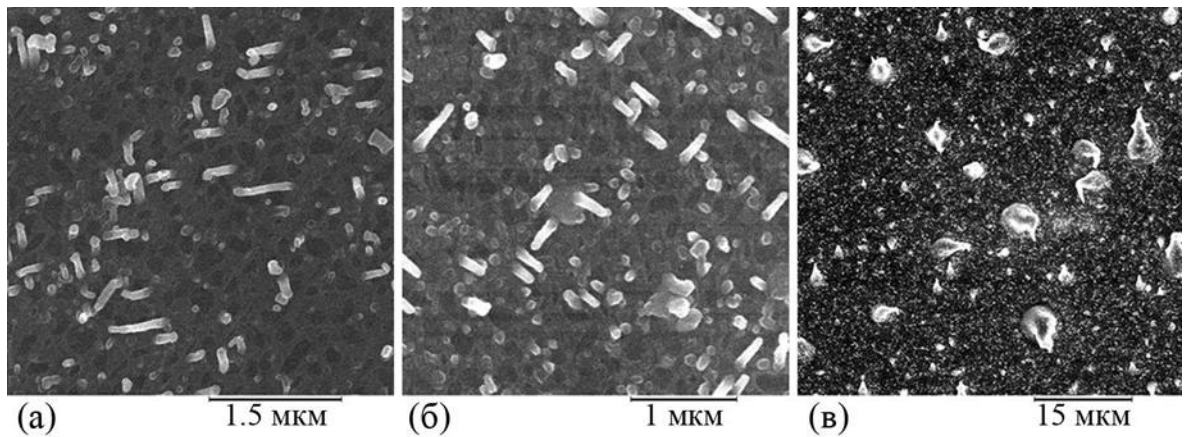
Поэтому длина большинства выращенных ННК была небольшой - меньше одного микрона. При температуре источника марганца  $650^{\circ}\text{C}$  (см. Рис. 2.18в), размеры (длина до 1 мкм, диаметр  $\sim 50$  нм) и плотность ННК на поверхности ( $\sim 3 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ ) примерно соответствовали параметрам массивов ННК, полученным при более низкой температуре. Тем не менее, возросло число ННК ориентированных вдоль эквивалентных кристаллографических направлений подложки типа  $\langle 111 \rangle$ . Тогда как увеличение температуры источника Mn до  $660^{\circ}\text{C}$  привело, с одной стороны, к уменьшению плотности ННК и с другой, к значительному изменению их формы (см. Рис. 2.18г). Подобный конусообразный вид обычно взаимосвязан с наличием сильного бокового роста во время формирования ННК [Bouravleuv,2010].

При исследовании влияния величины потока  $\text{P}_2$  на формирование MnP ННК (при температуре подложки  $\sim 510^{\circ}\text{C}$  и температуре источника Mn  $\sim 650^{\circ}\text{C}$ ) было установлено, что величинах потока меньше  $1.8 \text{ см}^3/\text{мин}$  - происходит образование трехмерных островков, а наиболее оптимальной величиной потока является  $2.0 \text{ см}^3/\text{мин}$  (см. Рис. 2.19б).

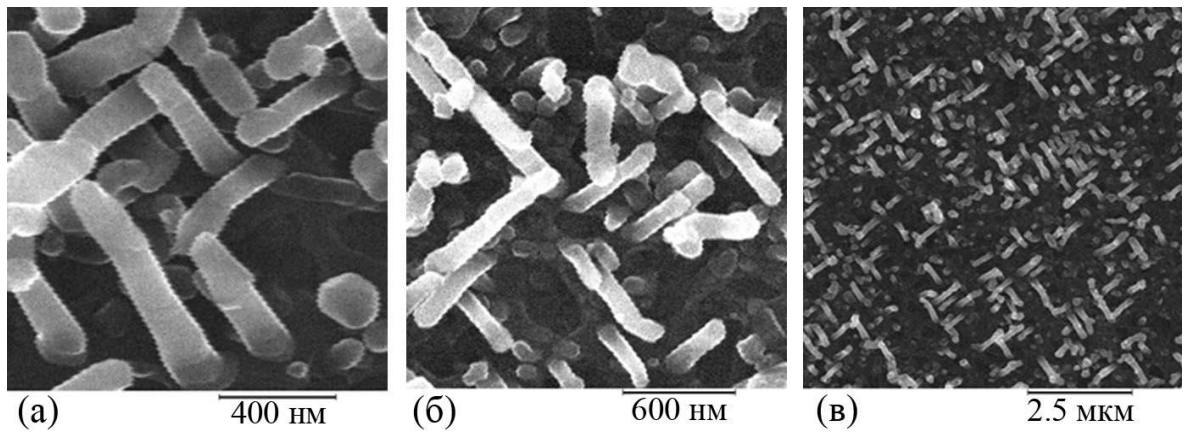
Массивы MnP ННК, синтезированные на подложках InP(100) при температуре  $510^{\circ}\text{C}$ , потоке фосфора равном  $2 \text{ см}^3/\text{мин}$  и температуре источника Mn  $650^{\circ}\text{C}$  показаны на Рис. 2.20.

Анализ результатов исследований РЭМ показал, что длина ННК достигает 2 мкм, а их средний диаметр  $\sim 150$  нм [Bouravleuv,2008; Sato,2008]. Большинство ННК ориентировано эквивалентных кристаллографических направлений подложки типа  $\langle 110 \rangle$ .

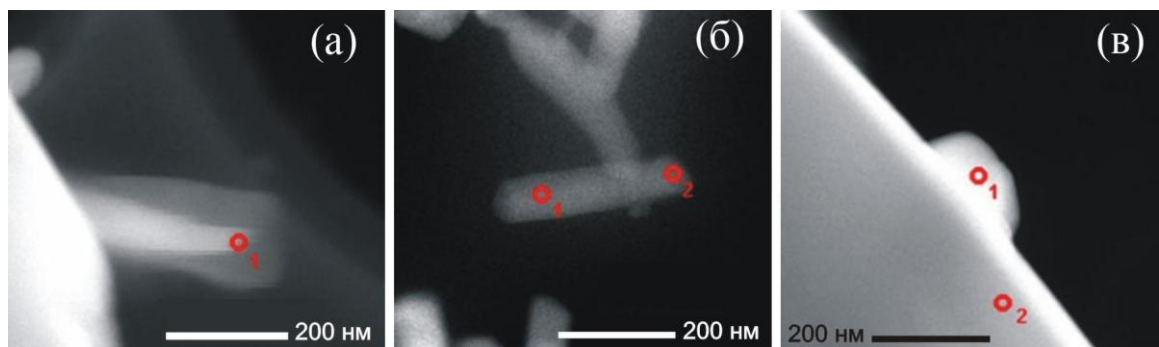
Изучение химического состава выращенных ННК, проведенное с помощью EDX, продемонстрировало, что по своему составу они близки к MnP (см. Рис. 2.21а) [Bouravleuv,2008а]. Как уже было отмечено выше, в основе их формирования может лежать самоиндуцированный рост (см. 2.2.1.) из образующихся на первой стадии роста островков (см. Рис. 2.21в).



**Рис. 2.19.** РЭМ изображения MnP ННК, выращенных при потоке  $P_2$  равным 1.8  $\text{см}^3/\text{мин}$  (а), 2.0  $\text{см}^3/\text{мин}$  (б) и 2.4  $\text{см}^3/\text{мин}$  (в) на подложках InP(100).



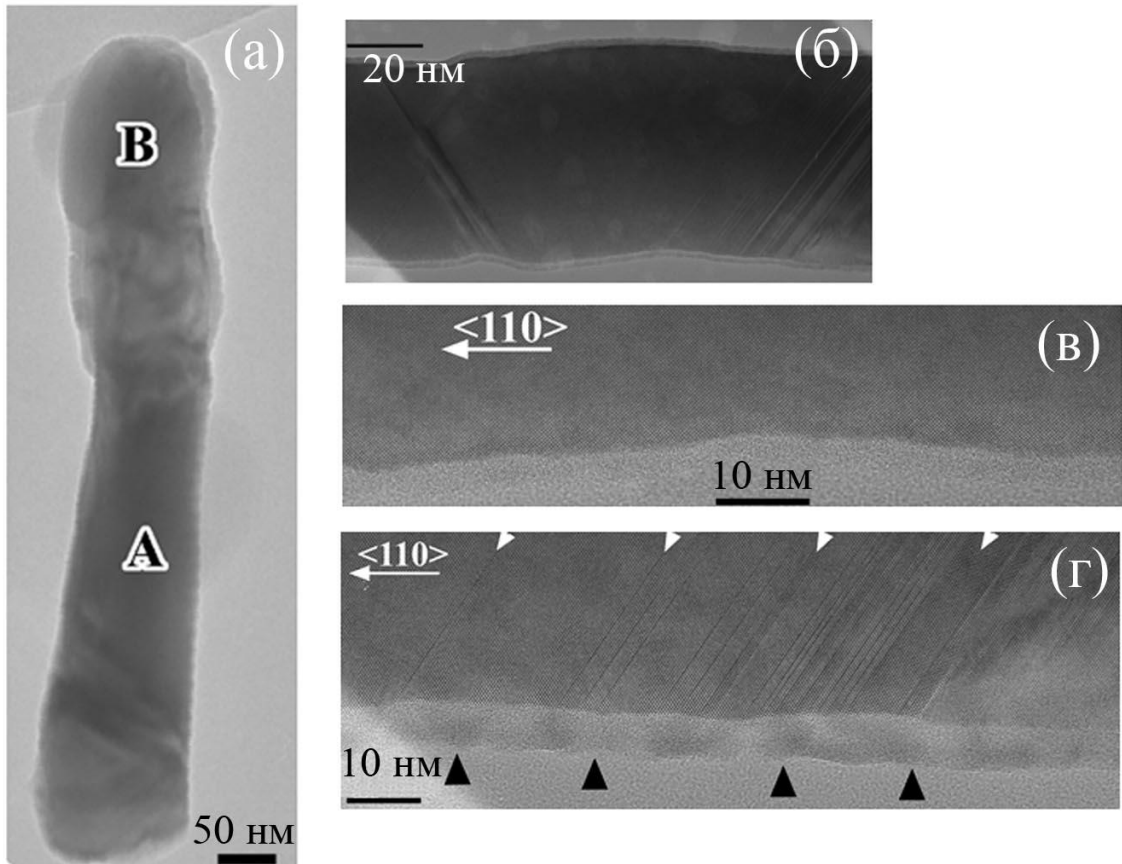
**Рис. 2.20.** РЭМ изображения MnP ННК, синтезированных на подложке InP(100) в течение 2 часов [Bouravleuv,2008; Sato,2008].



**Рис. 2.21.** СПЭМ изображения MnP ННК, синтезированных на подложке InP(100) в течение 2 часов. Химический состав элементов, определенный с помощью EDX, соответствует (а) точка 1 - Mn:P ~ 38.50:38.48 %; (б) точка 1: In:Mn:P ~ 34.47:13.2:36.5 %, точка 2: In:Mn:P ~ 6.04:40.87:42.24%; (в) точка 1: Mn:P ~ 20:14 %, точка 2 – InP [Bouravleuv,2008a].

Несмотря на то, что в состав МПЭ установки, на которой осуществлялись ростовые эксперименты, не входил источник индия (In), оказалось, что выращенные ННК содержат части, состоящие из InP (см. Рис. 2.21б – точка 1). Поскольку образцы крепились на держателе только с помощью прижимных лапок из молибдена, единственным поставщиком In могла являться только сама подложка InP. Более детальное исследование структуры синтезированных ННК, проведенное с помощью ПЭМСР, подтвердило результаты первоначальных исследований (см. Рис. 2.22.). На Рис. 2.22.а показано, что ННК состоит из двух частей. Верхний сегмент ННК представляет собой MnP, тогда как нижний – InP. Направление роста ННК соответствует кристаллографическому направлению типа  $\langle 110 \rangle$ . По краям сегмента видны области, содержащие дефекты упаковки (см. Рис. 2.22.б,г). В это же время центральная часть не содержит каких-либо дефектов (см. Рис. 2.22.в). Кроме того, видно, что боковые грани центральной части гибридного ННК покрыты оболочкой с включением нанокластеров, по-видимому, на основе MnP (см. Рис. 2.22.г). Принимая во внимание результаты ПЭМ, можно сделать вывод о том, что на первом этапе роста произошло образование MnP ННК, которые в дальнейшем послужили, своего рода, катализаторами или, в данном случае, аттракторами для формирования InP части ННК. Это стало возможным, по-видимому, благодаря диффузии атомов In из подложки в тело ННК вследствие относительно высоких ростовых температур.

Таким образом, был обнаружен принципиально новый метод формирования ННК, при котором источником материала для их роста служит сама подложка. Следует отметить, что данный метод открывает широкие перспективы для создания гибридных наноструктур.



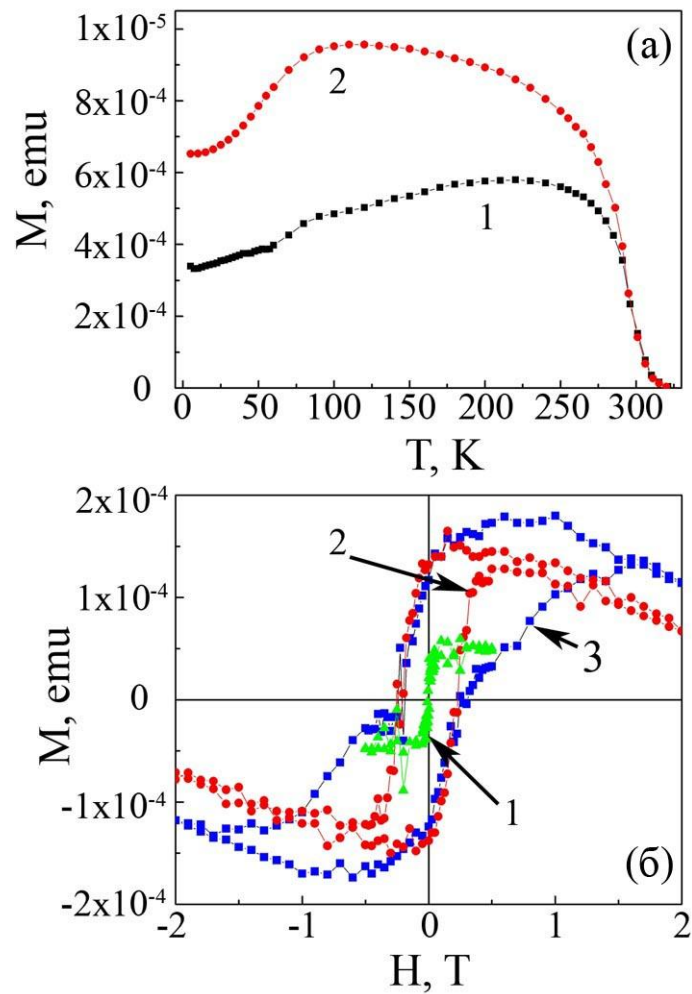
**Рис. 2.22.** ПЭМ изображения одиночного гибридного MnP/InP ННК (а). Буквами В и А обозначены сегменты MnP и InP, соответственно. (б) – изображение центральной части ННК (А). (в) – ПЭМ изображение центральной части ННК (А) с большим пространственным разрешением. Стрелкой указано направление роста ННК. (г) – изображение центральной части ННК (А) в области с дефектами упаковки (обозначены белыми треугольниками). Черными треугольниками обозначены включения в аморфном слое.



### 2.3.3. Ферромагнитные свойства MnP нитевидных нанокристаллов

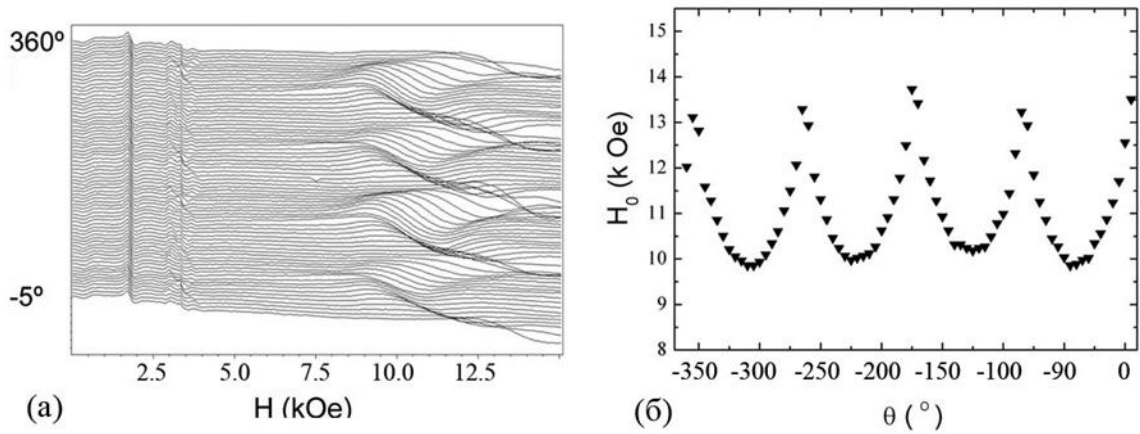
Изучение магнитных свойств образцов с ННК, синтезированными при температуре 510°C (см. Рис. 2.20.) проводилось с помощью СКВИД магнитометра [Bouravleuv,2008]. Полученная в результате измерений температурная зависимость намагниченности образца (см. Рис. 2.23 (а) – кривая 2) демонстрирует ферромагнитное поведение вплоть до комнатных температур. Следует отметить, что в области высоких температур (выше 150К) поведение зависимости достаточно хорошо соответствует поведению объемных образцов MnP (см. 2.3.1.). Было обнаружено, что значение температуры ферромагнитного упорядочения также находится в хорошем соответствии со значением, полученным для объемных образцов. Тем не менее, в области низких температур видны некоторые отличия. Если в случае объемных образцов переход к антиферромагнитному типу магнитного упорядочения происходит в диапазоне температур близких к 50К (см. 2.3.1.), то в данном случае переход начинается при температурах порядка 100К. При этом величина намагниченности не обращается в ноль (см. Рис. 2.23.а – кривая 2). Это может быть взаимосвязано как с особенностями магнитного упорядочения, проявляемыми данными низкоразмерными объектами, так и с возможным наличием других магнитных фаз образовавшихся, например, в результате легирования MnInP сегментов [Poddar,2005; Schmidt,2006]. Кроме того, образцы демонстрируют достаточно высокое значение температуры блокировки (необратимости) ~ 260 К (см. Рис. 2.23а).

В свою очередь, результаты измерений полевых зависимостей намагниченности демонстрируют очевидное наличие петель гистерезиса до температур порядка 280К (см. Рис. 2.23б). При этом образцы проявляют значение коэрцитивного поля ~3000 Э до температур порядка 220К. Следует отметить, что большие значения температуры блокировки и коэрцитивных полей являются



**Рис. 2.23.** (а) - Температурная зависимость намагниченности, измеренная при приложении магнитного поля поле 100 Э образца с MnP ННК после охлаждения в нулевом магнитном поле (1) и в магнитном поле 100 Э (2). (б) – Полевая зависимость намагниченности, измеренная при температуре 295К (1), 220К (2) и 15К (3). [Bouravleuv,2008]

одним из необходимых параметров, предъявляемых к материалам, предназначенным для создания магнитной памяти. В области низких температур (см. Рис. 2.23б – кривая 3) наблюдается четкое удвоение петли гистерезиса. Наличие добавочного коэрцитивного поля ( $\sim 7000$  Э) может быть также обусловлено образованием других магнитных фаз, как уже было сказано ранее.



**Рис. 2.24.** Угловые зависимости ФМР спектров, полученные при  $T=250\text{K}$ , при вращении магнитного поля вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  подложки InP. (а) – экспериментальные данные; (б) – зависимость позиции резонансного поля от угла поворота. [Bouravleuv,2008]

В отличие от объемных образцов MnP, для которых наблюдалась  $180^\circ$  симметрия угловых зависимостей ФМР при вращении магнитного поля вдоль основных направлений монокристаллов (см. 2.3.1.), исследования спектров ФМР образцов с MnP ННК, синтезированными при  $510^\circ\text{C}$  на подложках InP показали наличие  $90^\circ$  симметрии. Следует отметить, что исследования проводились на том же самом спектрометре в X- диапазоне длин волн (на частоте 9.38 ГГц) в температурном диапазоне 120-420 К. Такое поведение может являться дополнительным подтверждением формирования MnP ННК, вследствие анизотропии их формы.

## Выводы

Сформулируем основные результаты и выводы, полученные в Главе 2:

Показано, что с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии при использовании крекингового источника для получения потока димеров фосфора могут быть синтезированы Ge,  $Mn_2P$ ,  $MnP$  а также гибридные  $MnP/InP$  нитевидные нанокристаллы.

Роль катализаторов роста для Ge ННК играют нанокластеры на основе Mn. Ge ННК формируются вдоль кристаллографических направлений типа  $\langle 110 \rangle$  при росте на подложках  $InP(100)$ . ННК на основе Ge проявляют ферромагнитные свойства вплоть до комнатных температур, которые могут быть обусловлены наличием  $Ge_3Mn_5$  фаз.

Формирование  $Mn:P$  ННК происходит благодаря механизмам самоиндуцированного роста. Было обнаружено, что  $MnP$  ННК могут быть получены при ростовых температурах до  $510^\circ C$ , которая является оптимальной температурой для подобных наноструктур. При более высокой температуре роста  $\sim 535^\circ C$  формируются  $Mn_2P$  ННК, причем как на  $InP(100)$ , так и на  $GaAs(111)B$  подложках. Кроме того, повышение ростовой температуры до  $545^\circ C$ , приводит к сильному изменению формы ННК, развитию бокового роста ННК, а также случайному формированию боковых ветвей у некоторых ННК.

Установлено, что при температуре подложки  $510^\circ C$  и температуре источника Mn  $650^\circ C$ , оптимальной величиной потока димеров фосфора является  $2.0 \text{ см}^3/\text{мин}$ .

Обнаружен принципиально новый метод формирования ННК, при котором источником материала для их роста служит сама подложка. Полученные таким образом образцы с гибридными  $MnP/InP$  ННК продемонстрировали ферромагнитные свойства до температур порядка  $310K$ . Было показано, что

образцы проявляют значение коэрцитивного поля  $\sim 3000$  Э до температур порядка 220К. При этом, в отличие от объемных образцов MnP, для которых наблюдалась  $180^\circ$  симметрия угловых зависимостей ферромагнитного резонанса, образцы с гибридными MnP/InP ННК продемонстрировали наличие  $90^\circ$  симметрии, что может являться дополнительным подтверждением формирования анизотропных наноструктур.

### ГЛАВА 3

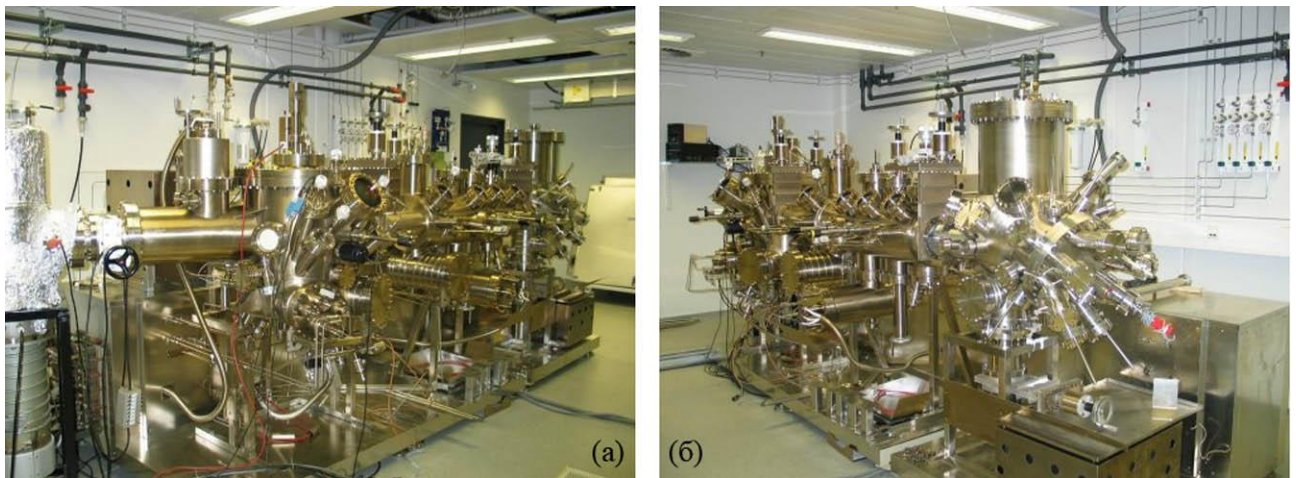
## СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ (Ga,Mn)As НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

### §3.1. Изучение процессов роста и структурных свойств (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

В результате исследований процессов роста Mn:Ge:P соединений (см. 2.2.1.) было показано, что нанокластеры на основе Mn могут играть роль катализаторов роста для Ge нитевидных нанокристаллов [Bouravleuv,2006]. В свою очередь, Mn был также использован в качестве катализатора для роста GaAs ННК [Martelli,2006]. С другой стороны, в результате подробного изучения ННК, выращенных как по механизму ПЖК [Cirlin,2009; Dubrovskii,2009; Bouravleuv,2010; Novikov,2010; Карпов,2011;Tchernycheva,2012; Kats,2012; Буравлев,2013; Trukhin,2013], так и самокаталитически, т.е. с использованием в качестве катализатора нанокластеров Ga [Cirlin,2010a; Samsonenko,2011], была получена детальная информация о процессах их формирования и свойствах. Поэтому было логично предположить, что и (Ga,Mn)As ННК могут быть синтезированы методом МПЭ с использованием Mn в качестве катализатора роста. При этом наибольший интерес представлял рост при повышенных температурах - выше 400°C, поскольку, как уже было отмечено в 1.5.1., несмотря на то, что обычно формирование наиболее высококачественных GaAs ННК на подложках GaAs с помощью МПЭ осуществляется в температурном диапазоне 400-600°C, в основном рост (Ga,Mn)As ННК проводился при гораздо более низких температурах для того, чтобы избежать образования вторичных фаз [Sadowski,2007; Sadowski,2008; Rudolph,2009].

### 3.1.1. Синтез (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

Первоначально синтез (Ga,Mn)As ННК проводился на установке МПЭ V100H, оборудованной эффузионными источниками Mn, Ga и тетрамеров As (см. Рис. 3.1.).



**Рис. 3.1.** Фотографии установки МПЭ V100HVGSemicon. (а) – вид сзади, (б) – вид спереди.

Рост осуществлялся на подложках GaAs с кристаллографической ориентацией типа (111)В, готовых к эпитаксии (epi-ready). Предварительно производилась процедура химической очистки подложек. Затем они прикреплялись к молибденовым держателям с помощью индия. После завершения операций, связанных с загрузкой образцов в ростовую камеру, осуществлялась термическая очистка поверхности подложек от слоя естественного окисла. Схематично временные этапы подготовки подложек и роста ННК представлены на Рис. 3.2. Процесс очистки контролировался с помощью метода дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Качество очистки поверхности оценивалось по появлению и повышению контрастности картины точечных



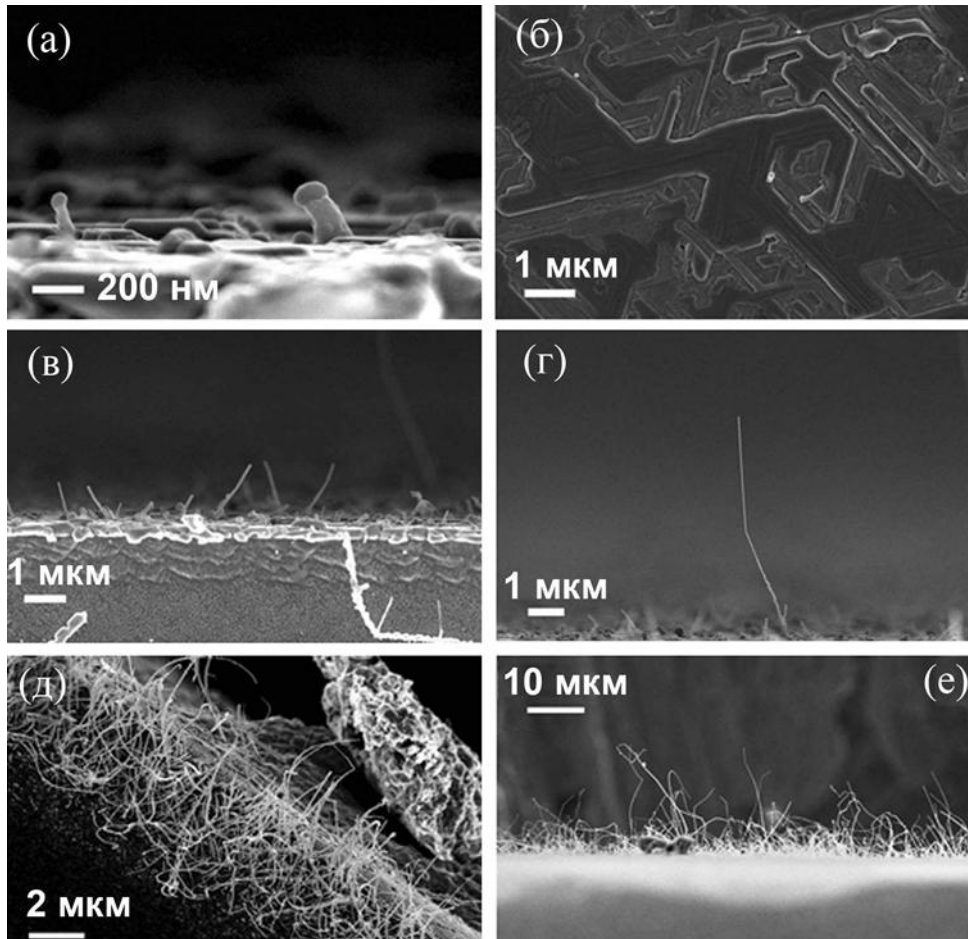
**Рис. 3.2.** Этапы роста (Ga,Mn)As ННК.

рефлексов, соответствующих монокристаллическому GaAs. Далее температура подложки снижалась на 30–50°C и осуществлялся рост буферного слоя GaAs в течении 10-15 минут для выравнивания поверхности. Скорость роста по Ga во всех экспериментах соответствовала 1 МС/с. После завершения роста буферного слоя, ячейки Ga и As закрывались и температура подложки снижалась на 20-40°C. Последующее кратковременное открытие ячейки Mn (максимальное время осаждения составляло 60 секунд) осуществлялось с целью создания на поверхности образцов массивов нанокластеров, которые в дальнейшем использовались в качестве зародышей для роста (Ga,Mn)As ННК. По достижении рабочей температуры, которая в наших экспериментах варьировалась в диапазоне 480 – 660°C, открывались ячейки Mn, Ga и As и начинался непосредственный рост (Ga,Mn)As ННК. Время роста составляло от 15 до 60 минут. После завершения роста ННК проводилось равномерное снижение температуры при открытой заслонке источника As. Затем выращенный образец выгружался из ростовой камеры [Буравлев,2012].

Морфологические свойства полученных образцов изучались с помощью РЭМ ZeissSupra 40.

На Рис. 3.3.а,б представлены РЭМ изображения образцов выращенных при температуре 500°C на подложках GaAs (111)В. Непосредственно перед ростом ННК было произведено осаждение Mn в течение 20 секунд для создания





**Рис. 3.3.** РЭМ изображения  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  ННК, выращенных при температуре  $500^\circ\text{C}$  - (а), (б);  $660^\circ\text{C}$  – (в), (г) и  $550^\circ\text{C}$  (д), (е). [Буравлев,2012].

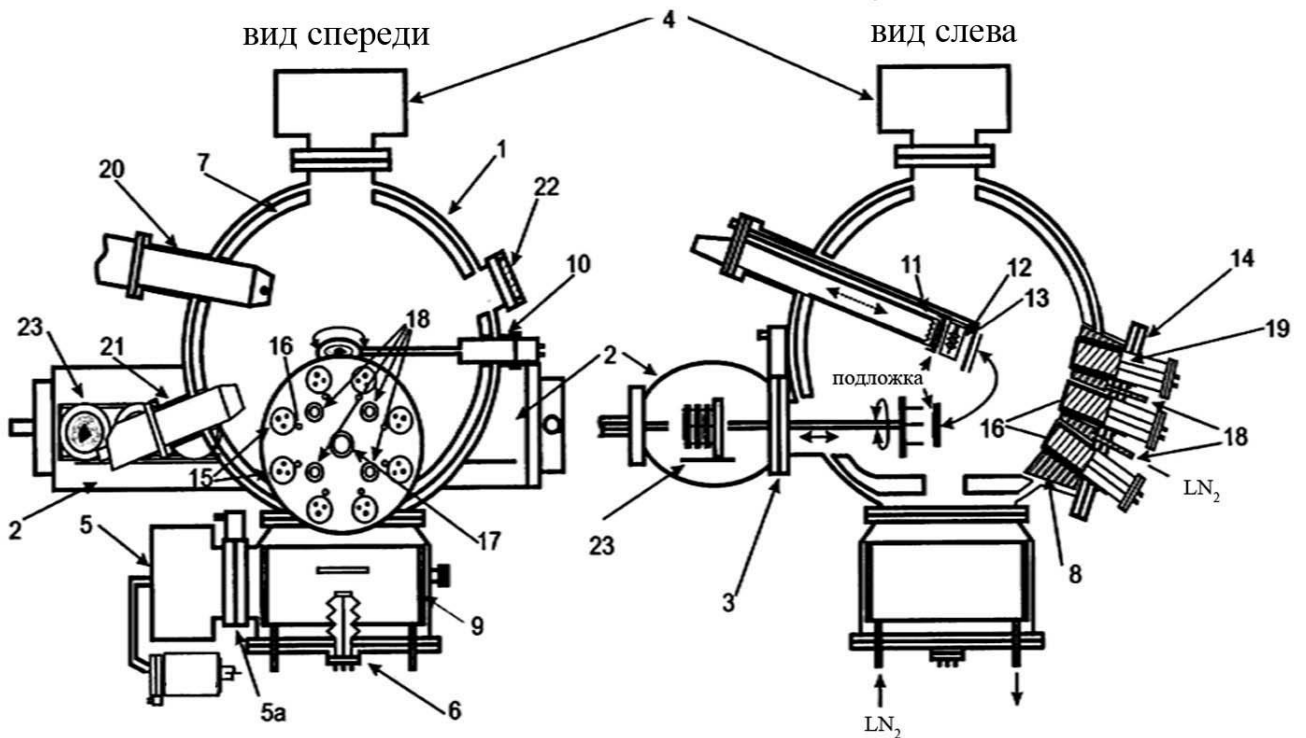
зародышей роста. Из анализа изображений следует, что  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  ННК обладают характерной длиной порядка 200 нм и диаметром в диапазоне 50-100 нм. На вершинах отдельных ННК отчетливо видны капли (см. Рис.3.3.а), которые могут свидетельствовать о росте по механизму ПЖК. Как уже упоминалось в 1.2.2., согласно этому механизму, рост нитевидного кристалла может происходить вследствие адсорбции материалов, как из газовой фазы, так и за счет диффузии по боковым граням, каплей предварительно осажденного катализатора. Поэтому обычно диаметр капли задает латеральный размер ННК. Однако на Рис. 3.3.а размер капель больше диаметра  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  ННК и, кроме того, они смачивают их боковую поверхность. Следует отметить, что подобный вид ННК был обнаружен

при исследовании процессов самокаталитического роста GaAs ННК, имеющих чисто кубическую кристаллическую решетку [Самсоненко,2011; Dubrovskii,2011].

Принимая во внимание относительно низкую поверхностную плотность, и малые длины ННК, было решено значительно повысить ростовую температуру, а также немного увеличить поток марганца (температура источника Mn была поднята на  $10^\circ$  до  $650^\circ\text{C}$ ). РЭМ изображения полученных образцов представлены на Рис. 3.3.в,г. Максимальная длина ННК возросла до 7 мкм (см. Рис. 3.3.г), а поверхностная плотность до  $10^9 \text{ см}^{-2}$ .

В свою очередь, снижение потока мышьяка, а также снижение ростовой температуры до  $550^\circ\text{C}$  привело к ряду интересных эффектов. Было обнаружено, что формирование (Ga,Mn)As ННК происходило только в прикраевой полосе шириной порядка 4 мкм (Рис. 3.3.д). На остальной поверхности образца образование ННК практически не наблюдалось. Полученный массив ННК являлся полностью разупорядоченным (см. Рис. 3.3.е). Видно, что (Ga,Mn)As ННК, синтезированные при данных технологических параметрах, имеют изогнутую форму и не обладают выделенным направлением роста. Следует отметить, что максимальная длина отдельных ННК достигала  $\sim 25$  мкм. Столь необычный рост в узкой прикраевой полосе мог быть обусловлен неравномерным распределением потоков вблизи краев подложки. Наблюдаемый бурный рост (Ga,Mn)As ННК при уменьшении потока мышьяка свидетельствовал о том, что их синтез должен, по видимому, осуществляться в условиях стабилизации по элементам металлической группы.

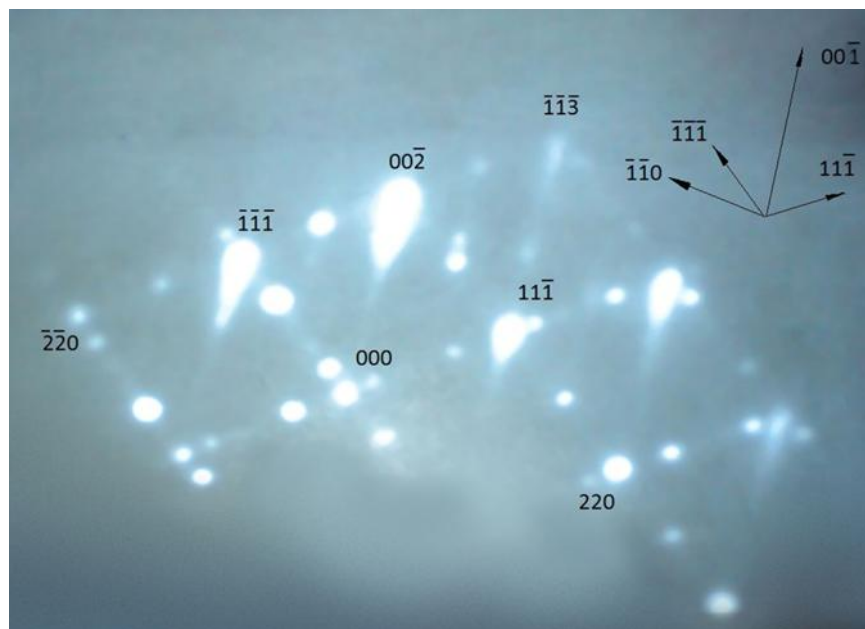
Все дальнейшие эксперименты по росту (Ga,Mn)As ННК проводились на установке МПЭ ЭП1203, также оборудованной эффузионными источниками Mn, Ga и тетрамеров As, принципиальная схема которой продемонстрирована на Рис. 3.4. Синтез (Ga,Mn)As осуществлялся согласно методике описанной выше [Буравлев,2012] (см. Рис. 3.2.), но с некоторыми изменениями. На этапе подготовки образцов не осуществлялась химическая очистка поверхности подложек. Рост осуществлялся на подложках GaAs с кристаллографической ориентацией типа (111)В и (100), готовых к эпитаксии. Скорость роста по Ga



**Рис. 3.4.** Принципиальная схема установки МПЭ ЭП-1203: 1 - ростовая камера, 2 - передаточная камера, 3 - высоковакуумный затвор, 4 - ионный насос, 5 - турбомолекулярный насос, 5а – шиберный затвор турбомолекулярного насоса, 6 - сублимационный насос, 7,8,9 - криопанели, 10 - манипулятор подложки, 11 - нагреватель подложки с термопарой, 12 - ионизационный датчик Байарда-Альперта, 13 - главная заслонка, 14 - испарительный блок, 15 - молекулярные источники, 16 - заслонки источников, 17 - окно инфракрасного пирометра, 18 - входы- выходы жидкого азота в криопанели, 19 - эффузионные источники, 20 - квадрупольный масс-спектрометр, 21 - электронная пушка, 22 - флуоресцентный экран, 23 - каретка с образцами. [Мамутин,2011]

устанавливалась на уровне 1 МС/с, при этом температура источника Мп была повышена до 720°C. После завершения роста буферного слоя, осаждение атомов Мп в течение 2 минут осуществлялось либо при той же температуре (см. Рис. 3.2.), либо после понижения температуры подложки на 10°C. Непосредственное формирование (Ga,Mn)As НК происходило при ростовых температурах в диапазоне 420-580°C. Согласно результатам предварительных экспериментов, рост НК осуществлялся в условиях стабилизации по элементам металлической группы, но при разных соотношениях потоков  $As_4/(Ga,Mn)$ .

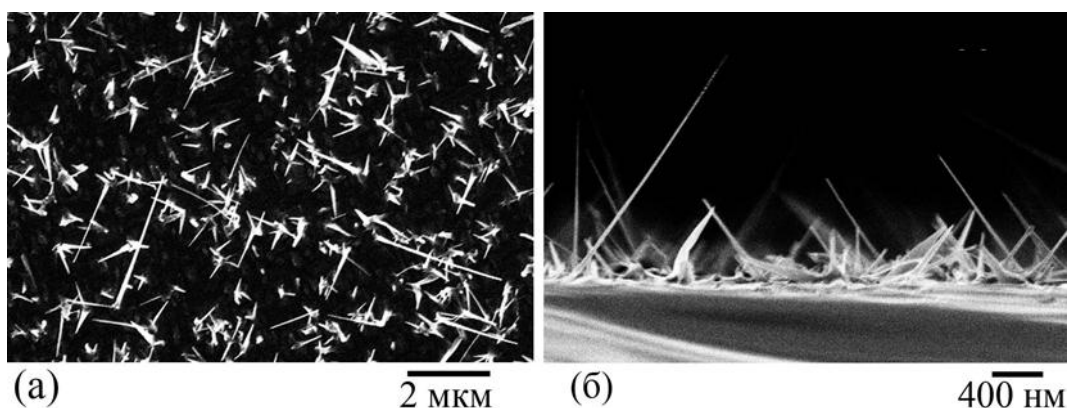
На Рис. 3.5. показаны картины дифракции образца с (Ga,Mn)As НК, выращенного на подложке GaAs с кристаллографической ориентацией (100) при температуре подложки равной 485°C в условиях стабилизации по элементам металлической группы при соотношении потоков  $As_4/(Ga,Mn) \sim 0.4$  [Буравлев,2012а]. Похожие дифракционные картины были получены при исследовании формирования GaAs НК на поверхности Si(111) в Ga-



**Рис. 3.5.** Картины ДБЭО образца с (Ga,Mn)As НК, выращенного при температуре 485°C на подложке GaAs (100) в проекции (110) после завершения роста. [Буравлев,2012а]

стабилизированных условиях [Cirlin,2010]. Они свидетельствуют о наличии только кубической фазы, в связи с отсутствием характерных рефлексов гексагональной структуры (в частности,  $\langle 0001 \rangle$ ). В [Сошников,2007; Cirlin,2009] было показано, что в процессе роста ННК GaAs на подложках Si(100), Si(111) и GaAs(111)В с использованием в качестве катализатора Au преимущественной кристаллографической фазой является вюрцитная, однако при определенных условиях роста возможен переход из кубического структурного типа в гексагональный и обратно. Для синтезированных образцов такой переход нехарактерен, что связано исключительно с влиянием Mn. Следует отметить, что формирование ННК на подложке с ориентацией (100) может происходить в четырех эквивалентных направлениях  $[111]$ . В нашем случае, как следует из картин ДБЭО, наблюдается два преимущественных направления роста, что, по-видимому, связано с особенностями формирования ННК в данной системе.

Исследования образцов с помощью РЭМ (см. Рис. 3.6.) показали, что большинство ННК ориентированы вдоль кристаллографических направлений типа  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$ . При этом небольшая часть ННК в соотношении 1:15 ориентировано вдоль кристаллографических направлений типа  $\langle 310 \rangle$ . Из анализа изображений можно определить и характерные размеры ННК: средняя



**Рис. 3.6.** РЭМ изображения образца с (Ga,Mn)As ННК, выращенного при температуре 485°C на подложке GaAs (100). (а) – вид сверху, (б) – вид со скола образца [Буравлев,2012а; Bouravleuv,2013]

длина полученных ННК составила 0,7 - 1 мкм, при этом диаметр ННК лежит в диапазоне 50-90 нм. Отдельные ННК достигали длины 2-4 мкм. Поверхностная плотность полученных наноструктур составила  $\sim 10^8$  см<sup>-2</sup>. Следует отметить, что большинство (Ga,Mn)As ННК имеют сужение к вершине (см. Рис. 3.6.), которое может быть обусловлено боковым ростом ННК [Дубровский,2007; Bouravleuv,2010].

Вследствие того, что высота ННК в два и более раза превышает эквивалентную толщину двумерного слоя GaAs, которая составила  $\sim 0,45$  мкм, рост ННК, по-видимому, имеет диффузионный характер [Цырлин,2005; Dubrovskii,2005].

### **3.1.2. Влияние потока мышьяка на рост (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов**

Соотношение потоков As<sub>4</sub>/(Ga,Mn) является, как уже было отмечено в 3.1.1., одним из определяющих технологических параметров для роста (Ga,Mn)As ННК. Поэтому, было проведено исследование влияния потока мышьяка на рост (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов.

На Рис. 3.7. представлены РЭМ изображения (Ga,Mn)As ННК синтезированных при различных условиях. Детальные исследования всех полученных РЭМ изображений позволили построить зависимости длины ( $L$ ) от радиуса ( $R$ ) ННК, которые приведены в Таблице 2.

Для всех образцов длина ННК оказалось много больше эквивалентной толщины осажденного материала, что свидетельствует о преобладании диффузионного транспорта материала в каплю. На Рис. 3.8.a представлена зависимость  $L(R)$  образца № 1 (см. Рис. 3.7a,б), выращенного при наименьшем

Образец	Ростовые параметры					Параметры модели		
	Подложка	T, °C	Поток мышьяка, у.е.	$N_w$ , $10^8$ $\text{см}^{-2}$	$H_{eff}$ , МКМ	$\lambda_s$ , МКМ	$\Phi$	$I_0$
1	GaAs(111)B	570	3	0.6	1.0	1.50	126	$10^5$
2	GaAs(100)	420	4	5.0	0.4	1.31	201	$1.3 \cdot 10^8$
3	GaAs(100)	470	5	2.6	0.4	0.29	161	$1.6 \cdot 10^9$
4	GaAs(100)	480	5.5	6.0	0.25	0.17	165	$8 \cdot 10^9$

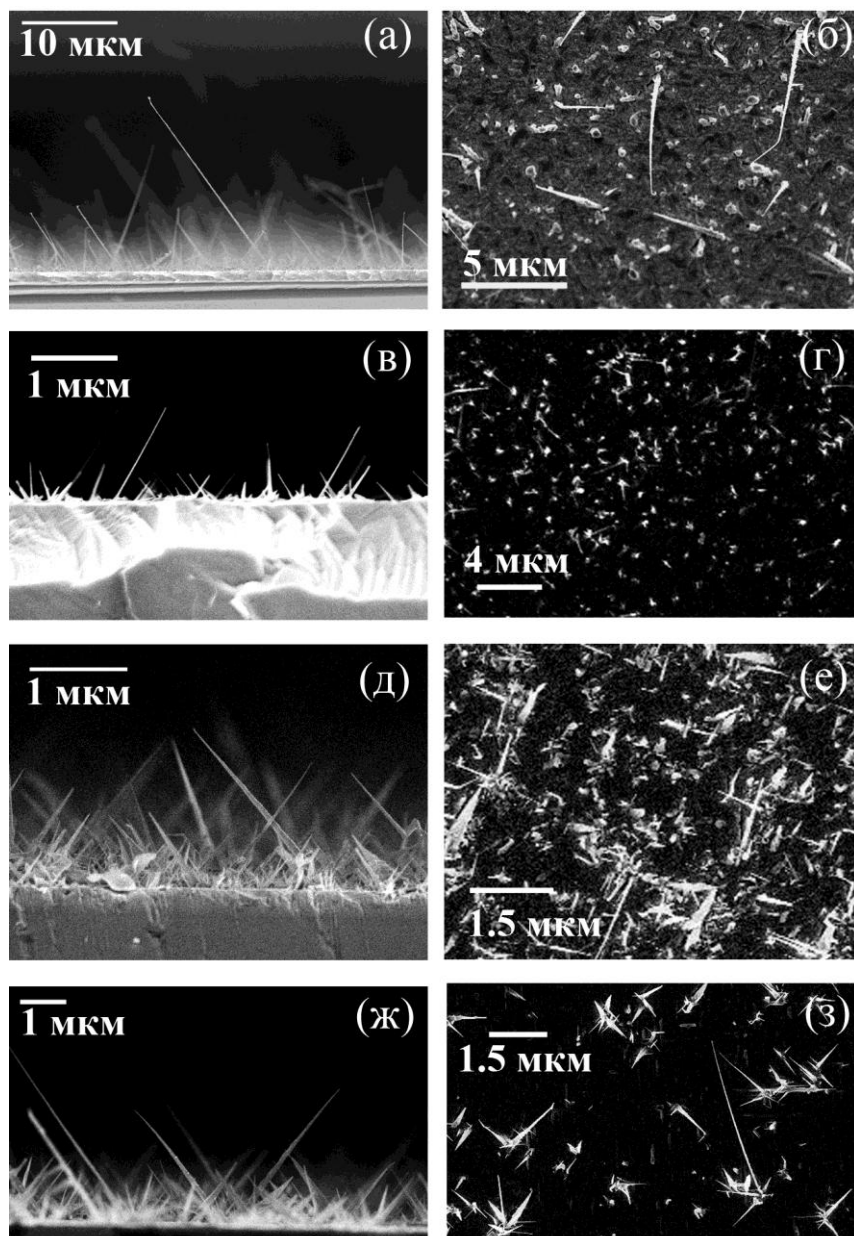
**Таблица 2.** Значения экспериментальных и подгоночных параметров МПЭ - роста (Ga,Mn)As ННК. [Сибирев,2013]

потоке As. Она имеет строго возрастающий характер, который может быть описан законом Гиваргизова-Чернова [Дубровский,2004;Гиваргизов,1977].

$$\frac{dL}{dt} \propto K\Delta\mu^2 \quad (3.1)$$

Здесь  $t$  – время,  $K$  - кинетический коэффициент пропорциональности,  $\Delta\mu = \Delta\mu_0 - \frac{R^{sv}}{R}$  - разность химических потенциалов в газе и ННК,  $\Delta\mu_0$  - разность химических потенциалов в объёмном кристалле и газовой фазе,  $R^{sv}$  - радиус Гиббса-Томсона учитывающий кривизну поверхностей раздела капля-пар и капля-ННК.

На Рис. 3.8.б показана зависимость  $L(R)$  образца №4, выращенного при наибольшем потоке As. В отличие от предыдущей зависимости, длина ННК убывает с увеличением радиуса и может быть описана простейшим диффузионным законом [Дубровский,2006]:

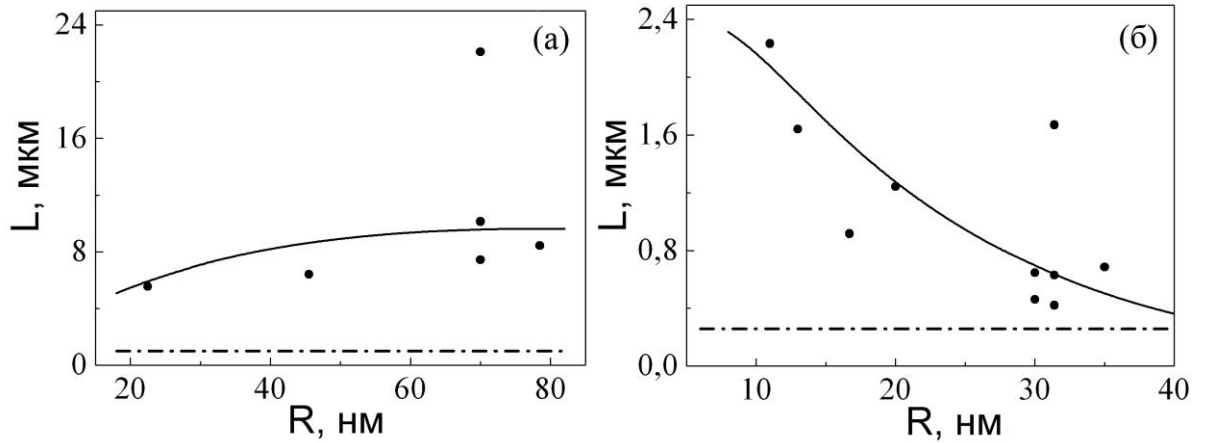


**Рис. 3.7.** РЭМ изображения образцов с  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  ННК, выращенными при температуре  $570^\circ\text{C}$  – (а), (б) (образец 1);  $480^\circ\text{C}$  – (в), (г) (образец 4);  $420^\circ\text{C}$  – (д), (е) (образец 2);  $470^\circ\text{C}$  – (ж),(з) (образец 3).

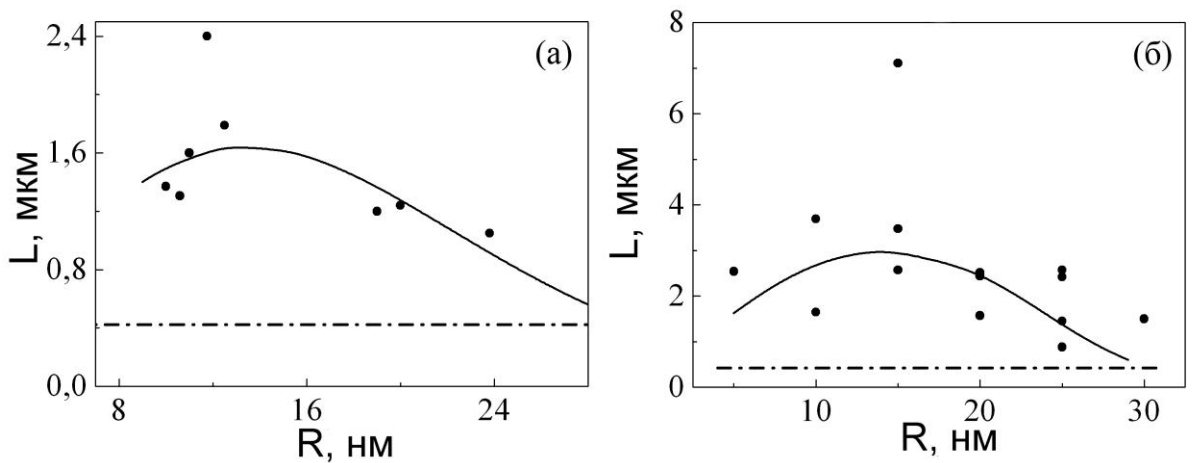
(а), (в), (д), (ж) – вид со скола образцов

(б), (г), (е), (з) – вид сверху





**Рис. 3.8.** Зависимость длины ННК от радиуса для образца 1 (см. Рис. 3.7.а,б) - (а) и образца 4 (см. Рис. 3.7.в,г) - (б). Точками отмечены экспериментальные данные, результаты численного моделирования лежат на сплошной кривой, штрих-пунктирная линия соответствует эффективной толщине осаждённого материала. [Сибирев,2013]



**Рис. 3.9.** Зависимость длины ННК от радиуса для образца 2 (см. Рис. 3.7.д,е) - (а) и образца 3 (см. Рис. 3.7.ж,з) - (б). Точками отмечены экспериментальные данные, результаты численного моделирования лежат на сплошной кривой, штрих-пунктирная линия соответствует эффективной толщине осаждённого материала. [Сибирев,2013]

$$\frac{dL}{dt} \propto \frac{C_*}{R} \quad (3.2)$$

где  $C_*$  - диффузионный параметр. При этом отношение длины ННК к эквивалентной толщине осажденного материала в этом случае оказалось меньше, чем в предыдущем. Это связано с более ярко выраженным боковым ростом, что находится в соответствии с данными анализа РЭМ изображений образцов.

Образцы, выращенные при промежуточных значениях потока мышьяка, демонстрируют зависимость  $L(R)$  с максимумом (см. Рис. 3.9.).

Как уже было отмечено выше, для чисто диффузионного роста характерна убывающая зависимость длины ННК  $L$  от его радиуса  $R$  [Дубровский,2006; Цырлин,2005]. При этом учет размерного эффекта Гиббса-Томсона приводит к зависимости с максимумом, так как рост ННК малых радиусов будет не возможен [Froberg,2007; Dubrovskii,2008]. Известно, что возрастающие зависимости наблюдаются в том случае, когда рост ННК происходит за счет адатомов, поступающих в каплю, в основном, напрямую из молекулярного пучка, а не благодаря диффузии [Дубровский,2009а]. Однако в этом случае длина ННК не должна превышать эффективную толщину осаждения [Дубровский,2009]. Поэтому, для описания роста ННК, может быть использована нестационарная кинетическая модель роста, учитывающая все основные процессы, которые протекают во время роста ННК (см. 1.2.2.Рис. 1.2.) В общем случае скорость роста ННК может быть найдена из уравнения материального баланса [Дубровский,2004;Дубровский,2009; Lugani,2012]:

$$\frac{\pi R^2}{\Omega_s} \frac{dL}{dt} = \frac{\pi R^2}{\Omega_s} \frac{\cos(\alpha) + 1}{2} V - \pi R^2 J_{des} + \frac{\pi R^2}{\Omega_s} V \frac{C_*}{R} \quad (3.3)$$

В левой части равенства записано количество атомов материала, которые встраиваются из капли в решётку ННК. Где  $\Omega_s$  - объем, приходящийся на пару

атомов в твердой фазе. Первое слагаемое в правой части равенства описывает адсорбцию материала из молекулярного пучка. Здесь  $\alpha$  - угол падения молекулярного пучка от нормали,  $V$  - эффективная скорость осаждения. Во всех ростовых экспериментах, как уже упоминалось, она была равна 1 МС/с. Второе слагаемое описывает испарение материала с поверхности капли. Здесь

$J_{des} = J_{eq}(\xi + 1)\exp\left(\frac{R^{LV}}{R}\right)$  - испарение с поверхности капли,  $J_{eq}$  - испарение с

поверхности капли в состоянии равновесия,  $\xi = \left(\frac{C}{C_{eq}}\right) - 1$  - пресыщение в капле,

$C(C_{eq})$  - концентрация (равновесная) атомов в капле.  $R^{LV} = 2\frac{\Omega_L}{k_B T}\gamma_{LV}\sin\delta$  - радиус

Гиббса-Томсона, вызванный кривизной поверхности капли, здесь  $\Omega_L$  - объем приходящийся на атом в жидкой фазе,  $\gamma_{LV}$  - поверхностная энергия на границе жидкость-пар,  $k_B$  - константа Больцмана,  $T$  - температура подложки,  $\delta$  - контактный угол капли. Третье слагаемое описывает диффузионный поток с подложки и с боковых стенок НК. Диффузионный параметр  $C_*$  можно представить следующим выражением [Дубровский, 2006]:

$$C_* = \frac{2\lambda_s\beta + 2\lambda_f\text{tg}(\alpha)\left[\cosh\left(\frac{L}{\lambda_f}\right) - 1 + \beta G \sinh\left(\frac{L}{\lambda_f}\right)\right]}{\beta G \cosh\left(\frac{L}{\lambda_f}\right) + \sinh\left(\frac{L}{\lambda_f}\right)} \quad (3.4)$$

$$G = \frac{I_1\left(\frac{R_w}{\lambda_s}\right)K_0\left(\frac{R}{\lambda_s}\right) + K_1\left(\frac{R_w}{\lambda_s}\right)I_0\left(\frac{R}{\lambda_s}\right)}{I_1\left(\frac{R_w}{\lambda_s}\right)K_1\left(\frac{R}{\lambda_s}\right) - K_1\left(\frac{R_w}{\lambda_s}\right)I_1\left(\frac{R}{\lambda_s}\right)} \quad (3.5)$$

$$\beta = \frac{\sigma_s}{\sigma_f} \sqrt{\frac{D_f\tau_s}{D_s\tau_f}} \quad (3.6)$$

где  $D_i$ ,  $\tau_i$ ,  $\sigma_i$  - коэффициент диффузии, время жизни адатома и площадь поверхности, приходящаяся на один атом Ga, соответственно на поверхности

подложки ( $i=s$ ) и на боковой стенке ННК ( $i=f$ ), а  $\lambda_i = \sqrt{D_i \tau_i}$  - длина свободного пробега адатома;  $R_w = \frac{1}{\sqrt{\pi N_w}}$  - радиус питающей ННК области;  $N_w$  - поверхностная плотность ННК;  $I_m, K_m$  - модифицированные функции Бесселя порядка  $m$ , первого и второго рода, соответственно;  $\beta$  - безразмерный подгоночный параметр, характеризующий диффузионные процессы.

Скорость роста ННК в приближении моноцентрического зарождения определяется формулой [Дубровский,2004]:

$$\frac{dL}{dT} = \pi R^2 h I_0 \exp \left[ \frac{a}{\ln(\xi + 1) - \frac{R^{SL}}{R}} \right] \quad (3.7)$$

$$a = 4\Omega_s h \left( \frac{\gamma_{SL}}{k_B T} \right)^2 \quad (3.8)$$

где  $h$  - высота монослоя в направлении роста,  $I_0$  - максимальная скорость нуклеации,  $\gamma_{SL}$  - поверхностная энергия на границе жидкость-твердая фаза. В формуле (3.7) также учтено изменение объема, приходящего на один атом Ga, при его переходе из капли в твердую фазу [Dubrovskii,2008]. При этом выражение для характерного радиуса, описывающего этот процесс, может быть записано в виде:

$$R^{SL} = 2 \frac{(\Omega_s - \Omega_L)}{k_B T} \gamma_{LV} \sin \delta \quad (3.9)$$

Следует отметить, что радиус Гиббса-Томсона  $R^{SV} = 2 \frac{\Omega_s}{k_B T} \gamma_{LV} \sin \delta$  используемый в модели Гиваргизова-Чернова в точности равен сумме  $R^{LV}$  радиуса Гиббса-Томсона, вызванного кривизной поверхности капли, и  $R^{SL}$ .

Испарение с поверхности капли в состоянии равновесия  $J_{eq}$  можно описать в терминах идеального пересыщения:  $\Phi = \frac{V}{\Omega_s J_{eq}} - 1$ . Тогда, принимая во внимания равенства (3.3) и (3.7), можно записать уравнение на пересыщение в капле:

$$\frac{\pi R^2 h I_0}{V} \exp \left[ \frac{a}{\ln(\xi + 1) - \frac{R^{SL}}{R}} \right] = \frac{\cos(\alpha) + 1}{2} - \frac{\xi + 1}{\Phi + 1} \exp \left( \frac{R^{LV}}{R} \right) + \frac{C_*}{R} \quad (3.10)$$

В каждый момент времени из уравнения (3.10) можно найти пересыщение в капле и, пользуясь уравнением (3.7), найти скорость роста НК, что позволяет численно решить уравнения.

Параметры описанной модели могут быть определены на основании следующих предпосылок и табличных значений. Известно, что доля атомов As в капле составляет десятые доли процента [Chatillon, 2009]. Поэтому поверхностные энергии в основном определяются Ga и Mn и их можно записать в виде:

$$\gamma_{LV(SL)} = \gamma_{LV(SL)}^{Ga} + \Delta\gamma_{VS(SL)}^{Mn} \quad (3.11)$$

где  $\gamma_{LV(SL)}^{Ga}$  - поверхностная энергия Ga, зависящая от температуры, а  $\Delta\gamma_{VS(SL)}^{Mn}$  - поправка вызванная влиянием Mn. Так как поверхностная энергия Mn больше поверхностной энергии Ga, то эта поправка всегда положительная. Исходя из требования минимума свободной энергии системы на поверхности капли, должна происходить сегрегация материала с меньшей поверхностной энергией (в нашем случае Ga). Поэтому поправка, связанная с влиянием Mn, должна быть мала. Значения поверхностной энергии  $\gamma_{LV}^{Ga}$  были взяты из [Hardy, 1985].

Для определения значения  $\gamma_{SL}^{Ga}$  можно воспользовались условием механического равновесия Небольсина-Щетинина [Небольсин, 2003]  $\gamma_{SV} \leq \gamma_{SL} + \gamma_{LV}$  и необходимого условия для роста НК  $\gamma_{SV} \geq \sqrt{3}\gamma_{LS}$  [Дубровский, 2009]. Исходя из

этих условий, а также значений поверхностной энергии  $\gamma_{LV} \approx 0.7 \text{ Дж/м}^2$  [Jasper,1972] и  $\gamma_{SV}^{GaAs} \approx 1.5 \text{ Дж/м}^2$  [Сибирёв,2010], было выбрано следующее значение  $\gamma_{SL}^{Ga} = 0.95\gamma_{LV}^{Ga}$  [Дубровский,2011].

Диффузионная длина пробега одиночных адатомов Ga на различных поверхностях GaAs составляет несколько микрометров [Дубровский,2009а; Koshiba,1994; Harmand,2005; Сибирёв,2009]. В случае роста ННК она будет меньше из-за встраивания атомов в подложку и боковые стенки. При изменении параметров роста  $\lambda_i$  может уменьшаться до единиц нанометров [Дубровский,2009а; Дубровский,2006]. Важно заметить, что в случае, когда весь материал, попадающий в питающую область доходит до ННК, зависимость от  $\lambda_s$  исчезает [Дубровский,2006].

Значение параметра  $I_0$  быстро возрастает с увеличением концентрации мышьяка в капле [Glas,2010] и является в данном случае подгоночным параметром. Поскольку концентрация мышьяка в капле растёт при увеличении потока, параметр  $I_0$  так же будет возрастать при изменении температуры ячейки мышьяка.

На основании результатов численного моделирования с приведёнными выше оценками были найдены значения параметров, наиболее хорошо описывающие полученные экспериментальные данные. Сравнение теоретических зависимостей  $L(R)$  с экспериментальными данными представлено на Рис. 3.8. и 3.9. Значения параметров, описывающие процессы роста (Ga,Mn)As ННК, указаны в Таблице 2.

Было установлено, что при изменении потока мышьяка наиболее сильно меняется параметр, характеризующий кристаллизацию (Ga,Mn)As под каплей. При малых значениях потока мышьяка процесс кристаллизации на границе капля-ННК является лимитирующим фактором, что выражается в малом значении параметра  $I_0$  с одной стороны и возрастающей зависимости  $L(R)$  с другой (см. Рис. 3.8.а). С увеличением потока мышьяка лимитирующей стадией становится диффузионный транспорт материала в каплю. Что приводит к увеличению

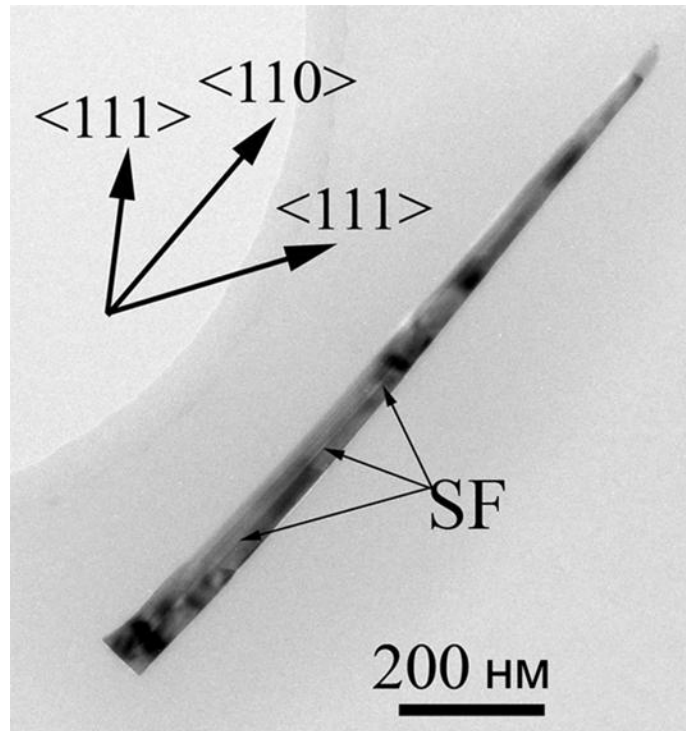
параметра  $I_0$  и изменению типа зависимости  $L(R)$ : сначала появляется максимум, позиция которого движется с увеличением потока в сторону малых диаметров (см. Рис. 3.9.а и б) и при самых больших потоках покидает область экспериментальных данных (см. Рис. 3.8.б).

Наиболее длинные ННК (порядка 20 мкм) были выращены на поверхности подложки GaAs(111)В (см. Рис. 3.7.а,б), несмотря на то, что в этом случае наблюдалась возрастающая зависимость  $L(R)$ . Это может быть связано с низкой плотностью ННК на этом образце и, как следствие, самой большой питающей областью по сравнению с ростом ННК на поверхности GaAs(100).

Следует также отметить, что с увеличением температуры роста возможно увеличение испарение Ga с поверхности образцов, приводящее к уменьшению идеального пересыщения. Однако поскольку испарилось менее 1% пришедшего Ga, то этот эффект был незначительным. При этом с увеличением температуры (в условиях пренебрежимо малого испарения) увеличивается длина свободного пробега одиночных адатомов. Однако в нашем случае длина пробега адатомов, по-видимому, лимитировалась встраиванием адатомов в подложку и ННК и поэтому была слабо связана с температурой [Дубровский,2007].

### 3.1.3. Структурные свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

Изучение структурных свойств и определение химического состава, образцов с (Ga,Mn)As ННК (см. Рис. 3.6.), выращенных при температуре 485°C, было осуществлено с помощью ПЭМ [Bouravleuv,2013]. Направление роста (Ga,Mn)As ННК и их морфология анализировались с использованием микроскопа Jeol JEM 4010, который позволял производить ПЭМСР исследования кристаллической структуры, а также дефектов решетки. Кроме того, для

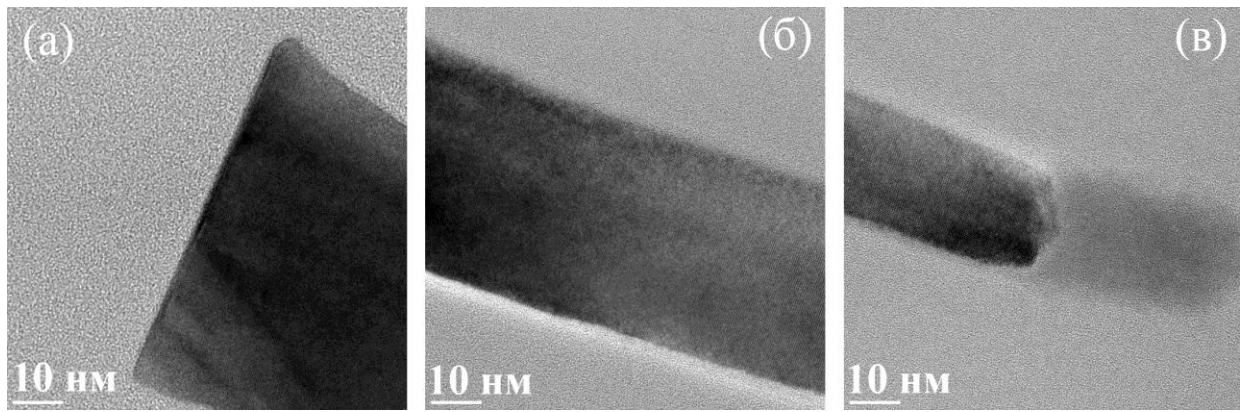


**Рис. 3.10.** ПЭМ изображение одиночного (Ga,Mn)As ННК, ориентированного вдоль кристаллографического направления типа  $\langle 110 \rangle$ . В центре ННК видны дефекты упаковки (SF), расположенные параллельно направлению роста.[Bouravleuv,2013]

исследования образцов использовался микроскоп FEITITAN 80/300 оснащенный EDX, а также корректором зонда, который позволял получать латеральное разрешение 0.1 нм.

На Рис. 3.10. продемонстрировано типичное ПЭМ изображение одиночного (Ga,Mn)As ННК ориентированного вдоль  $\langle 110 \rangle$  кристаллографического направления роста. ННК имеет длину  $\sim 2$  мкм, и диаметр меньше 80 нм. Наблюдается сужение ННК к его вершине. В результате ПЭМСР исследований подобных ННК, не было обнаружено никаких кристаллических дефектов таких, как дислокации или преципитаты (см. Рис. 3.11.). Таким образом, несмотря на относительно высокие температуры роста, не наблюдалось сегрегации вторичных фаз внутри и на боковых стенках ННК вдоль всей его длины. Однако, некоторые из ННК, содержат характерные особенности – дефекты упаковки (SF), которые располагаются параллельно оси роста ННК (см. Рис. 3.10.). Следует отметить, что



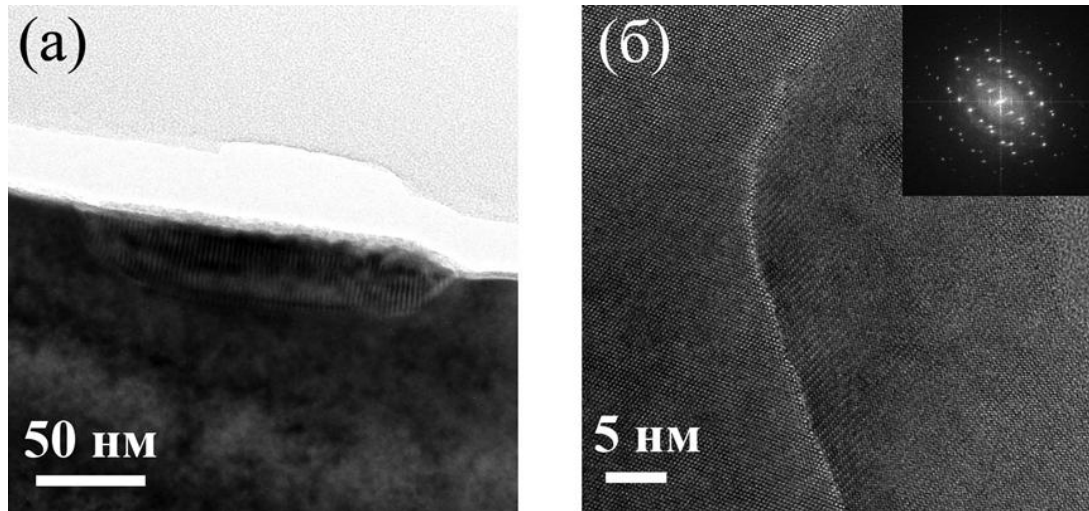


**Рис. 3.11.** ПЭМСР изображение одиночного (Ga,Mn)As ННК. (а) – нижняя часть ННК, (б) – средняя часть ННК, (в) – изображение вершины ННК с каплей-катализатором роста на основе Mn.

обычно образование подобных дефектов упаковки, например, в GaAs ННК происходит перпендикулярно оси роста [Persson,2004]. Поэтому такие (Ga,Mn)As ННК представляют особый интерес и с точки зрения исследования их транспортных свойств. При декорировании, например, атомами легирующей примеси, подобных дефектов, вполне возможно образование одномерных каналов внутри ННК. Как было обнаружено ранее [Буравлев,2012а], ННК имеют кубическую кристаллическую фазу.

Анализ данных исследований EDX также не выявил образования каких-либо преципитатов Mn, в пределах предела разрешения, составляющего 0.5%. Таким образом, атомы Mn, по-видимому, равномерно распределены вдоль оси роста ННК.

Несмотря на то, что результаты ПЭМСР и EDX исследований не выявили наличия каких-либо преципитатов внутри и на боковых стенках ННК, они были обнаружены между (Ga,Mn)As ННК на границе двумерного слоя (см. Рис. 3.12.). Преципитаты имели полусферическую форму с латеральными размерами ~ 100-200 нм и глубину порядка 50 нм. На поверхности они располагались с достаточно высокой плотностью со средним расстоянием между ними равным 1 мкм. Результаты исследований EDX показали, что в них содержание Mn близко к 50% в то время как атомный процент Ga был мал и, скорее всего, обусловлен матрицей



**Рис. 3.12.** ПЭМ (а) и ПЭМСР (б) изображения скола образца с одиночным преципитатом MnAs. На вставке в правом верхнем углу представлено Фурье-преобразование изображения, полученного с помощью ПЭМСР. [Bouravleuv,2013]

GaAs. Дифрактограмма, представленная на вставке Рис. 3.12., свидетельствует о том, что обнаруженные преципитаты MnAs преимущественно обладают гексагональной фазой.

Таким образом, МПЭ рост (Ga,Mn)As ННК при температуре 485°C, по-видимому, сопровождается сегрегацией преципитат  $\alpha$ -MnAs полусферической формы, имеющих гексагональную кристаллическую структуру NiAs типа [Moreno,2004;Kolovos-Vellianitis,2005; DeBoeck,2006].

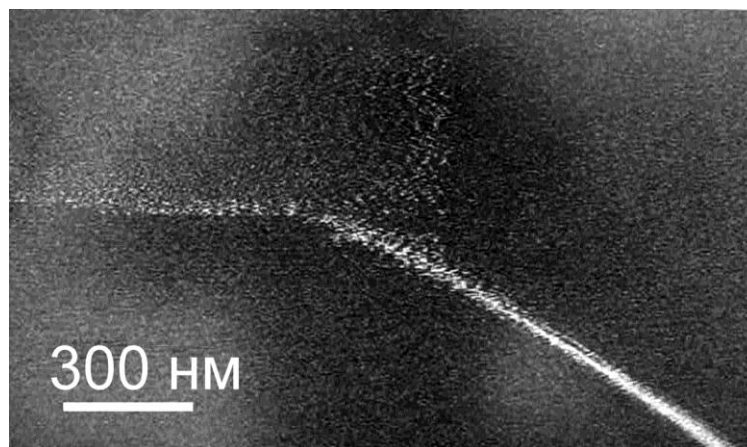
### §3.2. Механические свойства (Ga,Mn)Asнитевидных нанокристаллов

Благодаря своим размерам и уникальной форме ННК представляют собой перспективные объекты также и для создания наномеханических устройств, в первую очередь, таких, как микро- и наноэлектромеханических (МЭМС и НЭМС, соответственно) сенсоров, датчиков и т.д. Однако измерение механических свойств одиночных ННК представляет определенную проблему вследствие сложностей связанных с применением стандартных методик [Stanimirović,2009]. Тем не менее, уже были предложены различные методы для определения механических свойств ННК основанные как на возбуждении механических колебаний при приложении электрического поля, так и на использовании атомно-силовой микроскопии (АСМ). Например, были определены значения модуля Юнга SiC [Wong,1997] и GaAs [Алексеев,2012] ННК при их упругом изгибе под давлением зонда АСМ с одновременной регистрацией нагрузочно-разгрузочных зависимостей. В свою очередь, для определения параметров механических колебаний ННК на основе бора (В), был использован растровый электронный микроскоп (РЭМ) [Ding,2006; Calabri,2006]. Возбуждение колебаний В ННК закрепленных на острие зонда АСМ, осуществлялось как механически путем приложения напряжения непосредственно к зонду, так и с помощью переменного электрического поля, поданного между АСМ зондом и дополнительным электродом, близко расположенном к ННК. Подобная методика, основанная на возбуждении колебаний под действием переменного электрического поля, была также использована для изучения свойств GaN [Nam,2006], ZnO [Chen,2007], SiC [Vincent,2007;Perisanu,2008], SiO<sub>2</sub> [Dikin,2003] ННК.

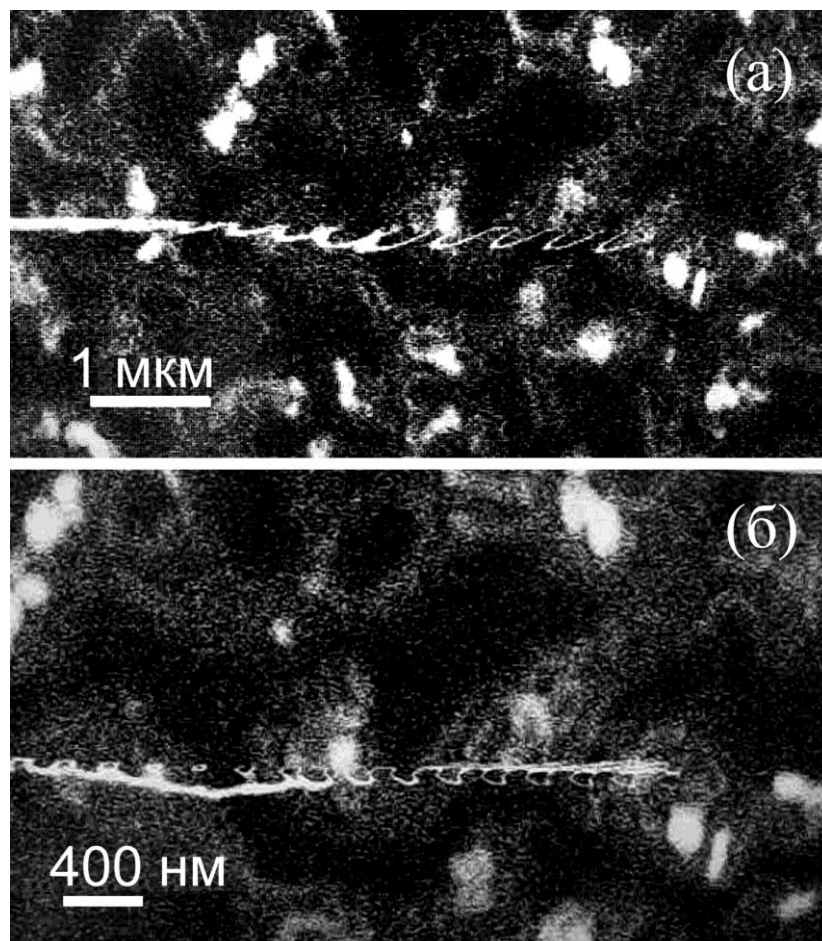
### 3.2.1. Возбуждение и регистрация колебаний (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов с помощью растрового электронного микроскопа

При исследовании с помощью РЭМ морфологии массивов ННК, выращенных методом МПЭ при температуре 660°C (см. Рис. 3.3.в,г), было обнаружено, что при определённых скоростях сканирования наблюдается размытие изображений ННК [Буравлев,2013а]. Детальное изучение положений конкретных (Ga,Mn)As ННК показало, что ННК совершают колебания (см. Рис. 3.13.). Перемещение луча РЭМ при сканировании изображения, по-видимому, может приводить к зарядке-разрядке вершины ННК и, как следствие, к кулоновскому взаимодействию между ННК и пучком электронов. В этом случае, возможно возникновение колебаний ННК по аналогии с возбуждением собственных механических колебаний ННК под действием переменного электрического поля, описанных в работах [Nam,2006; Chen,2007; Vincent,2007; Perisanu,2008; Dikin,2003].

Кроме того, под действием луча РЭМ также наблюдались медленные колебания (Ga,Mn)As ННК (см. Рис. 3.14.). При этом (Ga,Mn)As ННК отображался в виде бегущих прямоугольных волн (Рис. 3.14.а) или вращающихся эллипсов (Рис. 3.14.б). Наблюдение подобных эффектов может быть связано с тем, что частота собственных механических колебаний ННК при определённых условиях, становится кратной частоте сканирования луча микроскопа, аналогично условиям возникновения фигур Лиссажу на экране осциллографа.



**Рис. 3.13.** РЭМ изображение колебаний одиночного (Ga,Mn)As ННК под воздействием электронного пучка. [Буравлев,2013а]



**Рис. 3.14.** РЭМ изображение колебаний одиночного (Ga,Mn)As ННК обладающего (а) – длиной порядка 6,55 мкм и диаметром порядка 100 нм; (б) - длиной порядка 4 мкм и диаметром порядка 80 нм. [Буравлев,2013а]

### 3.2.2. Определение модуля Юнга (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

Для определения частот собственных механических колебаний, эпитаксиально выращенный ННК можно рассматривать как стержень с одним свободным и одним заделанным концом. Известно, что такие колебания для однородного стержня с круглым сечением описываются уравнением (3.12) с граничными условиями (3.13) [Ландау,1987]:

$$\frac{\partial^4 X}{\partial z^4} = -\frac{4\rho}{ER^2} \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} \quad (3.12)$$

$$X(0,t)=0, \quad \frac{\partial}{\partial z} X(0,t)=0, \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} X(L,t)=0, \quad \frac{\partial^3}{\partial z^3} X(L,t)=0 \quad (3.13)$$

где  $R$ – радиус стержня,  $L$ – длина стержня,  $E$  – модуль Юнга,  $\rho$  – плотность материала стержня,  $X(z,t)$  – поперечное смещение точек стержня,  $t$  – время,  $z$  – координата на оси направленной вдоль стержня в положении равновесия.

Частота собственных колебаний  $n$ - ой гармоники  $\nu_n$  такого стержня определяется формулой [Ландау,1987]:

$$\nu_n = \frac{R}{4\pi} \frac{\alpha_n^2}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (3.14)$$

здесь  $\alpha_n$  собственные значения, которые могут быть найдены из уравнения  $\cos(\alpha_n)\cosh(\alpha_n)=-1$ . Следовательно:  $\alpha_0=1.875$ ,  $\alpha_1=4.694$ ,  $\alpha_2=7.854$  и т.д. Для более высоких гармоник ( $k > 2$ ) можно воспользоваться приближенной формулой:  $\alpha_k=(k+1/2)\pi$ .

Следует отметить, что были зарегистрированы колебания в форме напоминавшей меандр (см. Рис. 3.14.а). Поэтому эти колебания не являются чисто гармоническими и в уравнения надо ввести слагаемое, описывающее ангармоничность системы. Это слагаемое может возникнуть вследствие процессов связанных с зарядкой и разрядкой ННК, а также взаимодействия ННК с подложкой. Тогда уравнение, описывающее зависимость колебаний от времени, примет вид:

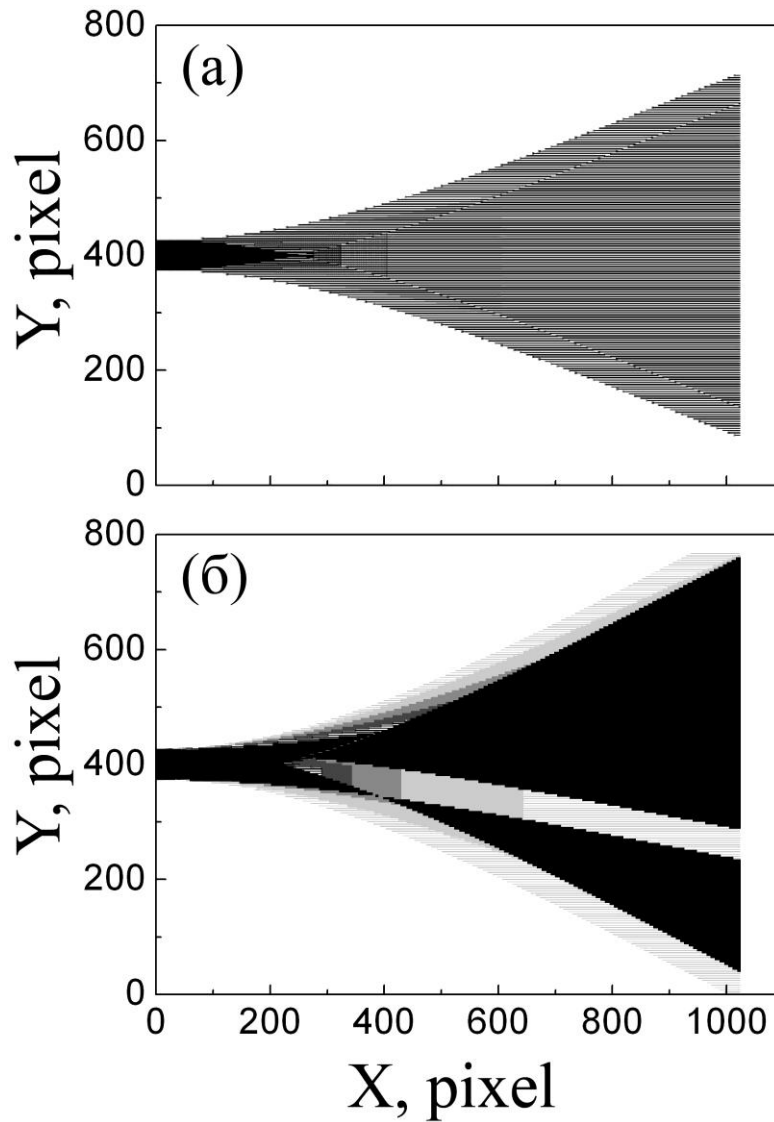
$$\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = -\frac{ER^2}{4\rho} \left( \frac{\partial^4 X}{\partial z^4} - \gamma X^3 \right) \quad (3.15)$$

где  $\gamma$  – коэффициент ангармоничности, являющийся подгоночным параметром.

При возникновении колебаний стержень будет находиться существенно большее время в крайних положениях, чем в положении равновесия. Данная ситуация часто наблюдается при качании на качелях или колебаниях физического маятника. С возрастанием  $\gamma$  время нахождения стержня в крайних положениях должно увеличиваться.

Поэтому при регистрации колебаний ННК с помощью РЭМ их огибающая будет намного ярче промежуточных положений ННК. При соблюдении условий кратности частот колебаний ННК и РЭМ огибающие распадутся на яркие отрезки соединённые тонкими линиями между собой, что и наблюдалось во время проведения экспериментов (см. Рис. 3.14.а).

Для моделирования экспериментальных изображений была написана программа, которая находила координаты ННК и положение луча РЭМ. Для определения положения ННК и его формы в каждый момент времени решалась численно система уравнений (3.13)-(3.15). В случае совпадения этих координат программа записывала их. Плотность ННК считалась заданной и равной  $\rho = 5.317$  г/см<sup>3</sup> [Straumanis,1965]. Для всех образцов считалось, что возбуждена только 0 – гармоника, так как для возбуждения подобных колебаний требуется наименьшее количество энергии. Поэтому в формуле (3.14) для собственных частот колебаний



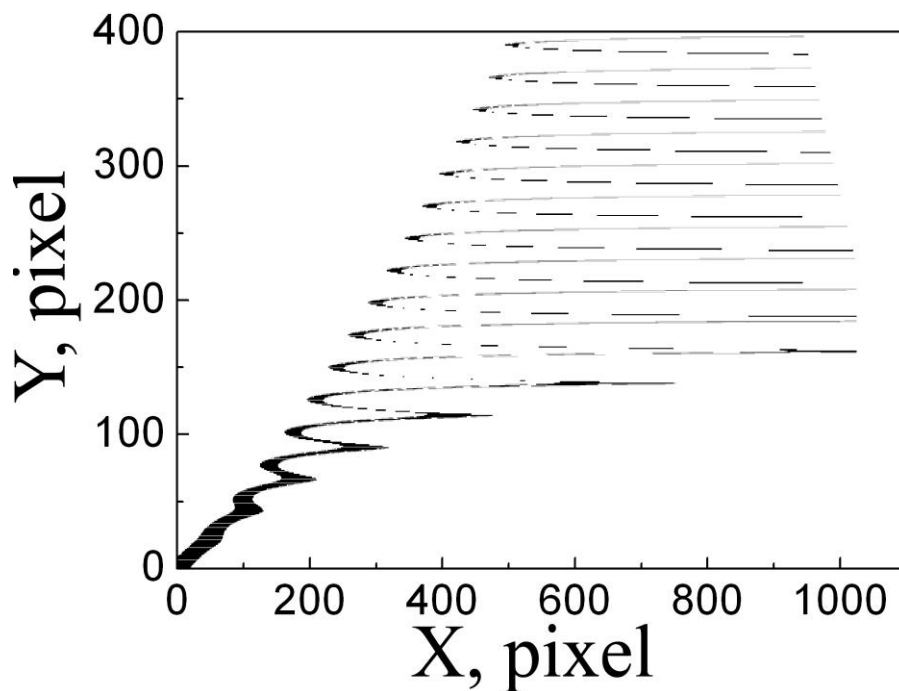
**Рис. 3.15.** Модельные изображения колебаний ННК  $cE = 40$  ГПа,  $L = 3,951$  мкм,  $R = 100$  нм,  $\sigma = 0^\circ$ , полученные для значений фазы  $\varphi = 0$  (а) и  $\varphi = \pi/2$  (б). [Буравлев,2013а]

ННК использовалось только наименьшее значение  $\alpha_0 = 1.875$ .

На Рис. 3.15. и 3.16. приведены типичные картины, полученные для кратных частот сканирования РЭМ и колебаний ННК. Следует отметить, что в программе была предусмотрена возможность задать отклонение ННК от положения равновесия в первоначальный момент времени и амплитуды колебаний, т.е. задать значение фазы колебаний ННК  $\varphi$  в момент начала развёртки изображения на мониторе РЭМ. Кроме того, в программе можно было ввести угол между

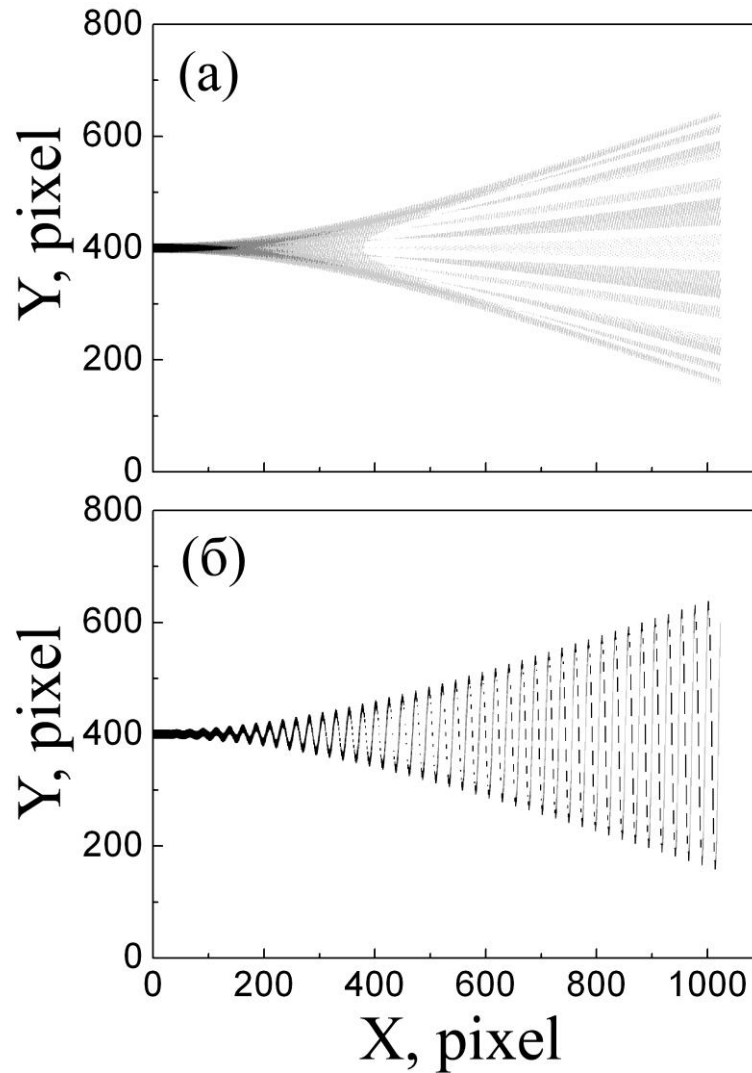


направлением строчной развёртки и проекции оси роста ННК на подложку  $\sigma$ . На Рис. 3.15.а и 3.15.б показано отличие модельных изображений при разных значениях фазы колебаний. При этом если частоты колебаний ННК и РЭМ не в точности попадают в резонанс, а мало отличаются друг от друга, то на мониторе микроскопа наблюдался бы плавный переход от Рис. 3.15.а к Рис. 3.15.б и обратно. Модельное изображение, продемонстрированное на Рис. 3.15.а, может соответствовать экспериментальному РЭМ изображению колебаний ННК, показанному на Рис. 3.13.



**Рис. 3.16.** Модельное изображение колебаний ННК с  $E = 40$  ГПа,  $L = 6,844$  мкм,  $R = 50$  нм,  $\varphi = 0$ ,  $\sigma = 25^\circ$ . [Буравлев,2013а]

Рис. 3.16. представляет собой результат моделирования при не нулевом значении  $\sigma$ . Видно, что в этом случае могут возникать фигуры с разрывами. Тем не менее, использование данной программы для описания причин возникновения колец (см. Рис. 3.14.б) не дало положительного результата. Вероятнее всего, это связано с существованием двух различных частот колебаний по разным



**Рис. 3.17.** Вид резонансных колебаний ННК для разных кратности частот вычисленных для ННК с  $E = 40$  ГПа,  $R = 50$  нм,  $\varphi = 0$ ,  $\sigma = 25^\circ$  и  $L = 6,7$  мкм (а);  $6,844$  мкм (б). [Буравлев,2013а]

направлениям, возникающим вследствие наличия кривизны у ННК и отличия формы поперечного сечения ННК от круга.

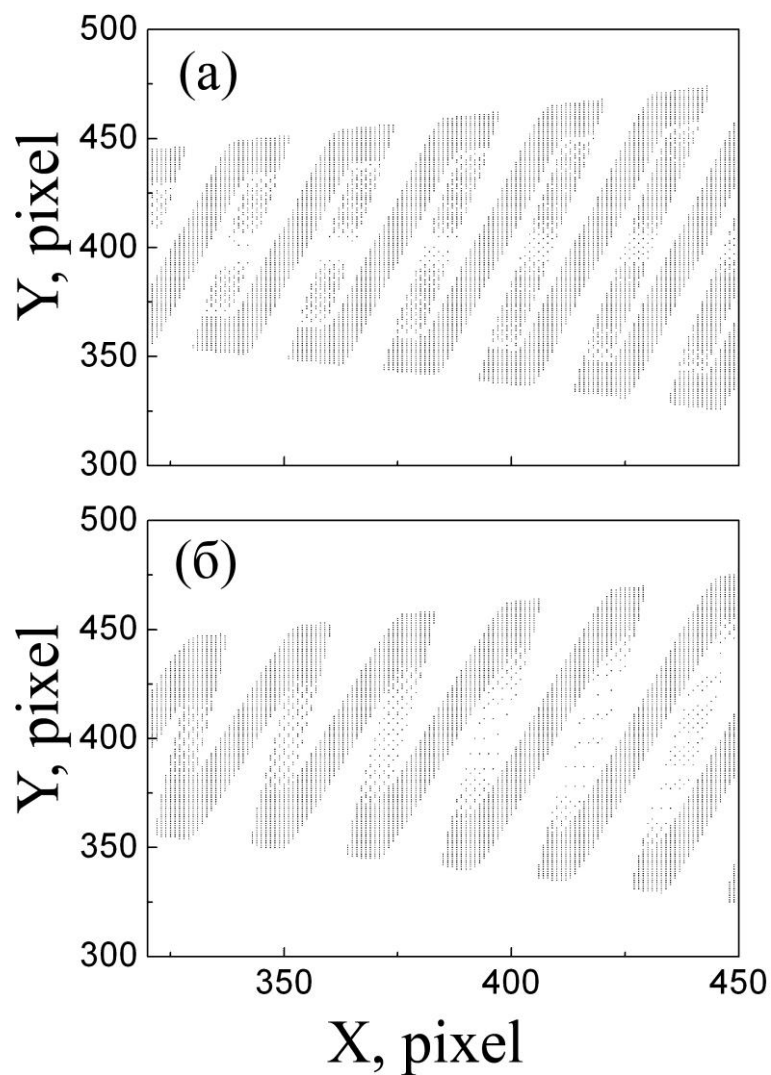
Как уже было отмечено выше, в случае кратности частот собственных колебаний ННК и сканирования луча РЭМ на экране должны наблюдаться медленно меняющиеся или стационарные изображения подобные представленным на Рис. 3.13. и 3.14. В нашем случае частота кадровой развёртки РЭМ была равна 25 Гц, что явно на порядок меньше чем частота собственных колебаний ННК. Поэтому численное моделирование может дать большое

количество близких значений резонансов, при которых наблюдаются стационарные или медленно меняющиеся изображения колебаний. На Рис. 3.17. приведены результаты моделирования колебаний ННК для соседних резонансов. Видно, что они отличаются друг от друга. Таким образом, в зависимости от параметров, используемых для моделирования колебания, можно получить совершенно разные модельные изображения. Поэтому на основании результатов выбора наиболее похожего изображения можно определить значения частоты колебаний ННК при учёте его геометрических характеристик.

На Рис. 3.14.а представлено изображение колебаний одиночного (Ga,Mn)As ННК обладающего длиной порядка 6,55 мкм и диаметром около 100 нм. Наблюдаемый тип колебаний (напоминающий меандр), как показало численное моделирование, не может быть объяснён только гармоническими колебаниями ННК. Поэтому для их описания, как уже было сказано выше, был введён коэффициент ангармоничности  $\gamma$ . На Рис. 3.18. приведены модельные изображения колебаний ННК, как с учётом коэффициента ангармоничности (см. Рис. 3.18.а) так и без него (см. Рис. 3.18.б). Следует отметить, что для получения прямоугольных волн требуется, чтобы коэффициент ангармоничности был достаточно большим  $\sim 10^{-4} \text{ нм}^{-2}$ , при этом плоскость колебаний ННК совпадала с плоскостью сканирования луча микроскопа.

Видно, что в этом случае форма ангармонических колебаний больше напоминает экспериментальные данные (см. Рис. 3.14.а). Определив на основании результатов численного моделирования частоту колебаний ННК, можно по формуле (3.14) найти модуль Юнга исследуемого ННК. Полученное значение модуля Юнга для исследуемого (Ga,Mn)As ННК составило  $E = 40 \text{ ГПа}$ , что близко к значению, определенному с помощью АСМ для GaAs ННК ( $\sim 42 \pm 5 \text{ ГПа}$ ) [Алексеев, 2012].

Таким образом, был предложен новый способ измерения модуля Юнга ННК, основанный на возбуждении собственных механических колебаний ННК под действием луча РЭМ. Следует отметить, что данный метод обладает рядом очевидных ограничений, которые накладываются как на длину ННК –



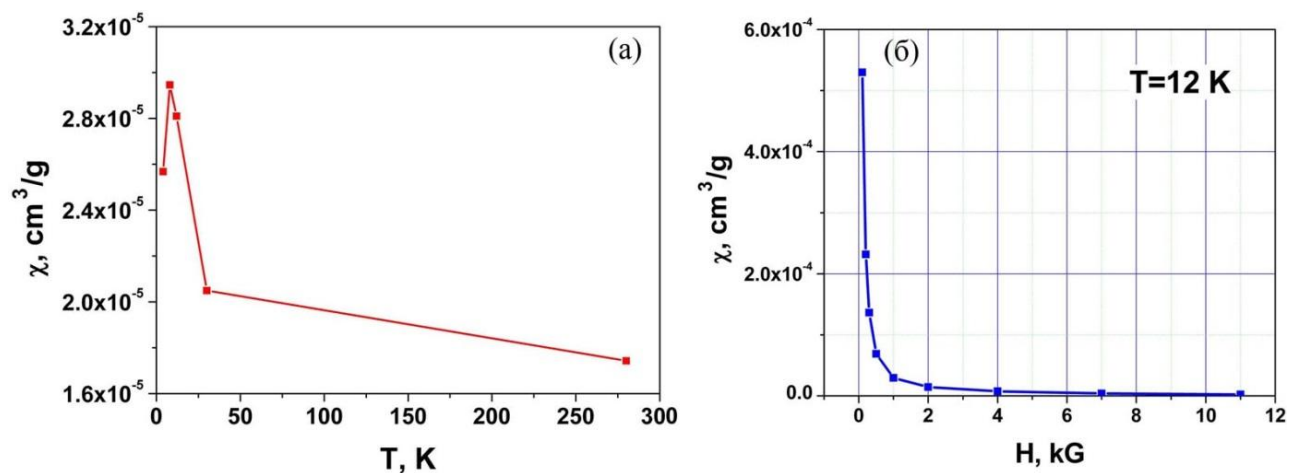
**Рис. 3.18.** Модельные изображения колебаний ННК  $cE = 40$  ГПа,  $L = 6,545$  мкм,  $R = 50$  нм,  $\varphi = 0$ ,  $\sigma = 90^\circ$ , полученные с учетом ангармоничности (а) и без (б). [Буравлев,2013а]

минимальная длина ННК должна быть в несколько раз больше их диаметров, а поверхностная плотность ННК должна быть достаточно низкой – меньше  $10^8$  см<sup>-2</sup>.

### §3.3. Магнитные и оптические свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

#### 3.3.1. Магнитные свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

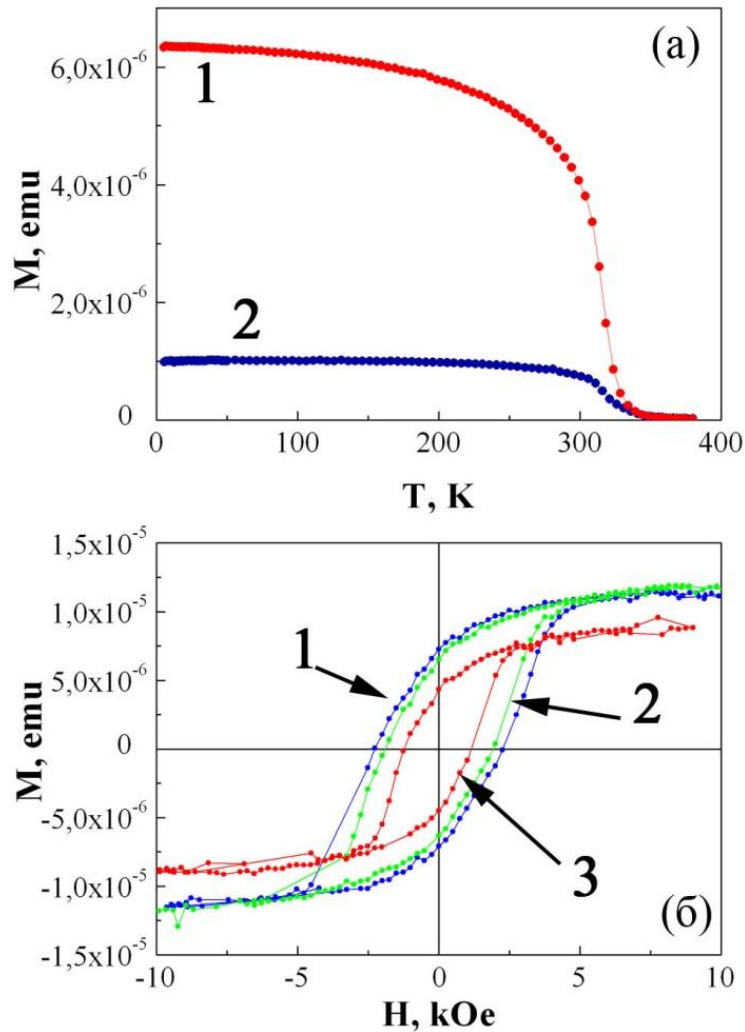
Исследования магнитных свойств образцов проводились как по методу Фарадея с использованием спектрометра MGD 312 FG [Буравлев,2012а; Буравлев,2002], так и с помощью СКВИД магнитометра Quantum Design MPMS-XL7 [Bouravlev,2013].



**Рис. 3.19.** (а) - Температурная зависимость статической магнитной восприимчивости, измеренная при приложении магнитного поля 1 кГс; (б) – полевая зависимости статической магнитной восприимчивости, измеренная при температуре 12 К. [Буравлев,2012]

В результате проведения исследований с помощью MGD 312 FG спектрометра образцов с (Ga,Mn)As НК, синтезированных при высоких ростовых температурах ( $\sim 660^\circ\text{C}$ ) на подложках GaAs(111)В, было установлено, что они проявляют парамагнитное поведение (см. Рис. 3.19.) [Буравлев,2012].

Отсутствие ферромагнитного упорядочения было выявлено и у образцов,



**Рис. 3.20.** (а) - Температурные зависимости намагниченности образца с (Ga,Mn)As НК, синтезированными при  $485^\circ\text{C}$ , измеренные во внешнем магнитном поле 100 Э после охлаждения в магнитном поле (FC) - (1) и при охлаждении в нулевом магнитном поле (ZFC) - (2).

(б) - Полевые зависимости намагниченности, измеренные при температуре: (1) - 10К, (2) - 200К, (3) - 300К. [Bouravleuv,2013]

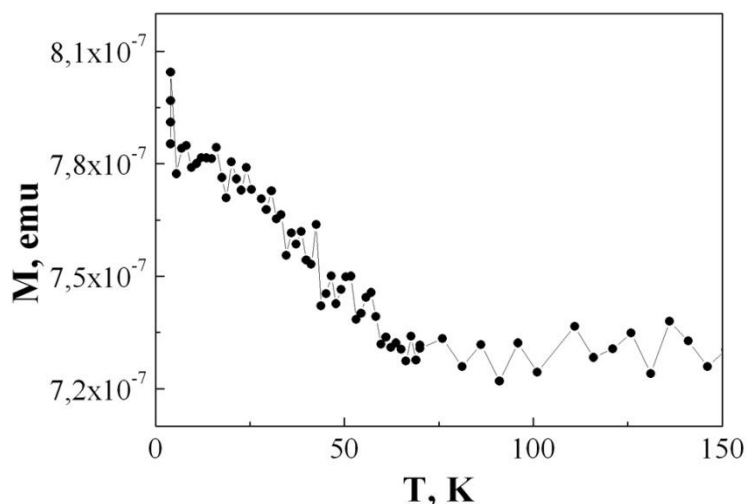
синтезированных при температурах  $570^\circ\text{C}$  (см. Рис. 3.7.а,б), а также  $550^\circ\text{C}$ .

Однако, исследование образцов, выращенных при более низких температурах  $\sim 480^\circ\text{C}$  (см. Рис. 3.6., Рис. 3.7.в,г. и ж,з) показало наличие ферромагнитного упорядочения до температур порядка 330 К. На Рис. 3.20. представлены температурные и полевые зависимости намагниченности образца с (Ga,Mn)As НК, выращенного при температуре  $485^\circ\text{C}$  на подложке GaAs(100),

полученные с помощью СКВИД магнитометра. Поведение температурных зависимостей намагниченности (см. Рис. 3.20.а), по-видимому, связано с наличием  $\alpha$ -MnAs преципитатов, которые, как было показано в 3.1.3. (см. Рис. 3.12.), могли образоваться во время роста ННК. Аналогично в [Moreno,2004] было обнаружено, что образцы с внедренными в матрицу GaAs нанокластерами MnAs, демонстрируют аналогичное поведение температурных зависимостей намагниченности с температурой Кюри порядка 330К. Кроме того, при измерении полевых зависимостей намагниченности были зарегистрированы петли гистерезиса (см. Рис. 3.20.б), с большой величиной коэрцитивного поля (максимальное значение составило 2250 Э при 10 К).

Таким образом, магнитные свойства образцов с (Ga,Mn)As ННК, по-видимому, определяются, в том числе, сформированными на поверхности двумерного слоя (подложки) во время роста ННК гексагональными  $\alpha$ -MnAs преципитатами.

Тем не менее, как было отмечено в 3.1.3, при изучении структурных свойств ни внутри (Ga,Mn)As ННК, ни на их боковых гранях не было обнаружено наличия нанокластеров или преципитатов на основе Mn. В связи с этим, было интересно попытаться получить информацию о свойствах самих ННК без учета влияния преципитатов, образовавшихся на интерфейсе между ННК. С этой целью, была разработана методика по снятию с подложек массивов (Ga,Mn)As ННК и измерению их магнитных свойств с помощью СКВИД магнитометра. Для этого, первоначально образцы с (Ga,Mn)As ННК раскалывались на небольшие куски примерно 3 на 3 мм. Затем они по одному помещались в небольшую стеклянную пробирку с минимальным количеством спирта достаточным лишь для закрытия их поверхности. После чего, пробирка устанавливалась в ультразвуковую ванну на 2 минуты, в которой, благодаря воздействию ультразвуковых волн, (Ga,Mn)As ННК отламываясь от подложки диспергировались в спирте. Далее раствор с ННК с помощью пипетки переносился в заданное место на узкой полоске из согнутой фильтровочной бумаги. Плавный изгиб бумаги производился с целью предотвратить растекание раствора. Процесс повторялся много раз с целью



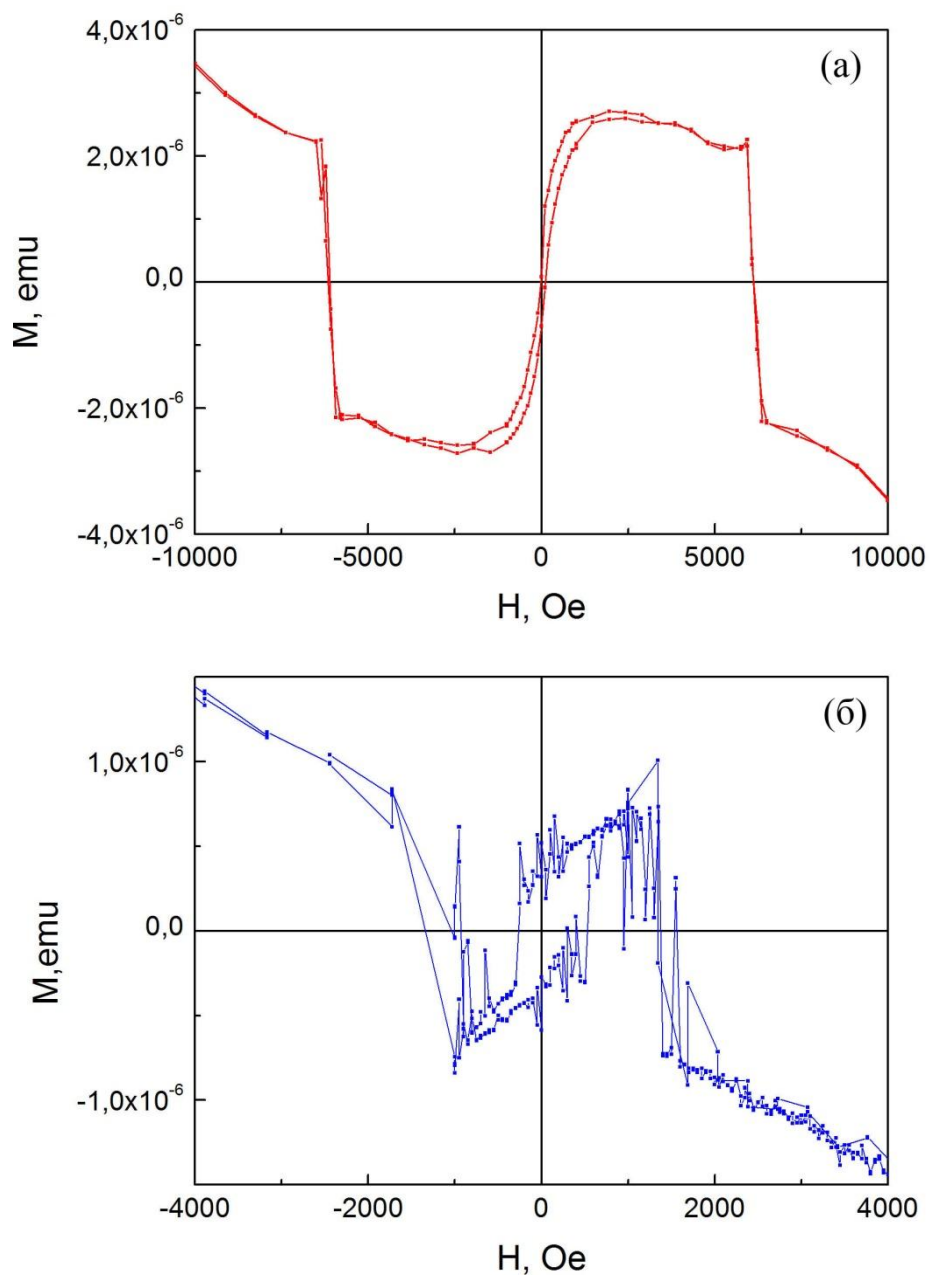
**Рис. 3.21.** Температурная зависимость намагниченности (Ga,Mn)As ННК, синтезированных при 485°C, измеренная во внешнем магнитном поле 200 Э. [Bouravleuv,2013].

увеличить количество ННК. Впоследствии полоска с (Ga,Mn)As ННК закреплялась в держателе СКВИД магнитометра, и начинались непосредственные измерения. Следует отметить, что все предварительные измерения самой бумажной полоски и держателя также были осуществлены.

На Рис. 3.21. представлена температурная зависимость намагниченности (Ga,Mn)As ННК, синтезированных при температуре 485°C. В этом случае измерения проводились при приложенном магнитном поле ~ 200 Э. Приведенная зависимость демонстрирует ферромагнитное поведение до температур ~ 70 К, т.е. до рекордных на сегодняшний день температур для (Ga,Mn)As ННК. Таким образом, несмотря на сегрегацию вторичных фаз типа  $\alpha$ -MnAs преципитатов во время роста ННК, при повышенных температурах синтеза (по сравнению с температурами роста тонких пленок) могут быть получены (Ga,Mn)As ННК, проявляющие ферромагнитные свойства.

В свою очередь, исследование полевых зависимостей намагниченности (Ga,Mn)As ННК неожиданно продемонстрировало интригующие результаты (см. Рис. 3.22.). При регистрации петель гистерезиса в магнитных полях до 1 Т, при температуре 10 К, было обнаружено, что после выхода в область насыщения, при





**Рис. 3.22.** Полевые зависимости намагниченности  $(\text{Ga,Mn})\text{As}$  НК без вычета диамагнитного вклада подложки, измеренные при  $T = 10 \text{ K}$ . (а) – при изменении магнитного поля до  $1 \text{ T}$ , (б) – при изменении магнитного поля до  $5 \text{ T}$ .

величине магнитного поля  $\sim 5500$  Э, происходило достаточно резкое обратимое изменение знака намагниченности (см. Рис. 3.22.а). Кроме того, при увеличении магнитных полей до 5 Т, положение области перехода намагниченности на обратном проходе, а также форма гистерезиса изменялись (см. Рис. 3.22б) исключая, тем самым, возможность существования приборной ошибки.

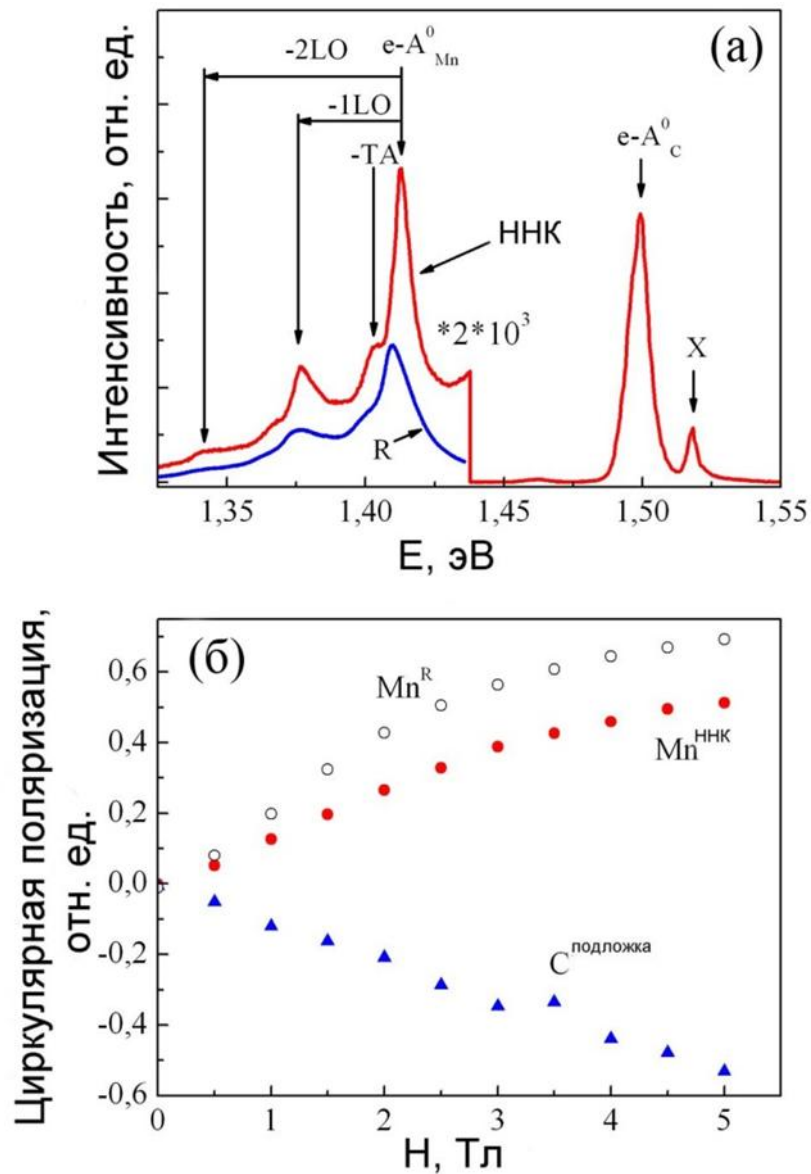
Столь необычное поведение намагниченности, по-видимому, не может быть обусловлено процессами перемагничивания [Gould,2007]. Действительно, несмотря на то, что ННК при исследованиях не были жестко закреплены и, гипотетически, могли незначительно изменять свое положение в приложенном магнитном поле. Однако, в этом случае, происходил бы рост намагниченности при увеличении магнитного поля, а не ее уменьшение (см. Рис. 3.22.), наблюдаемое в эксперименте.

Одним из потенциальных объяснений данного поведения может являться разрушение ферромагнитного упорядочения при увеличении магнитного поля. В этом случае намагниченность будет определяться только диамагнитным вкладом матрицы GaAs, что, по-видимому, и наблюдалось на эксперименте. Но тогда сразу возникает вопрос об истинной природе этого ферромагнитного упорядочения. К сожалению, ответ на него не столь очевиден. Тем не менее, к числу наиболее вероятных причин возникновения ферромагнитного упорядочения, в этом случае, можно отнести образование магнитных поляронов, которые могут быть разрушены путем, как увеличения температуры, так и магнитного поля за счет уменьшения орбиты локализованных носителей (см. 1.4.3.). Но у данного предположения, могут существовать и контраргументы, поскольку возможное разрушение ферромагнитного упорядочения происходило в области достаточно низких магнитных полей (см. Рис. 3.22.), величина которых обычно недостаточна для уменьшения радиуса орбиты локализованного носителя заряда.

### 3.3.2. Оптические свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

Изучение оптических свойств образцов проводилось с помощью методики горячей фотолюминесценции [Mirlin,1981; Sapega,2006]. Для этого использовался гелий-неоновый лазер с энергией фотонов 1.96 эВ. Запись спектров фотолюминесценции проводилась с помощью спектрографа DILOR XY800, оборудованного охлаждаемой ПЗС матрицей. Поляризация фотолюминесценции в магнитном поле измерялась с помощью фотоупругого кварцевого модулятора. Магнитные поля (до 5 Т) создавались сверхпроводящим магнитом. Измерения были проведены в геометрии Фарадея [Bouravleuv,2013].

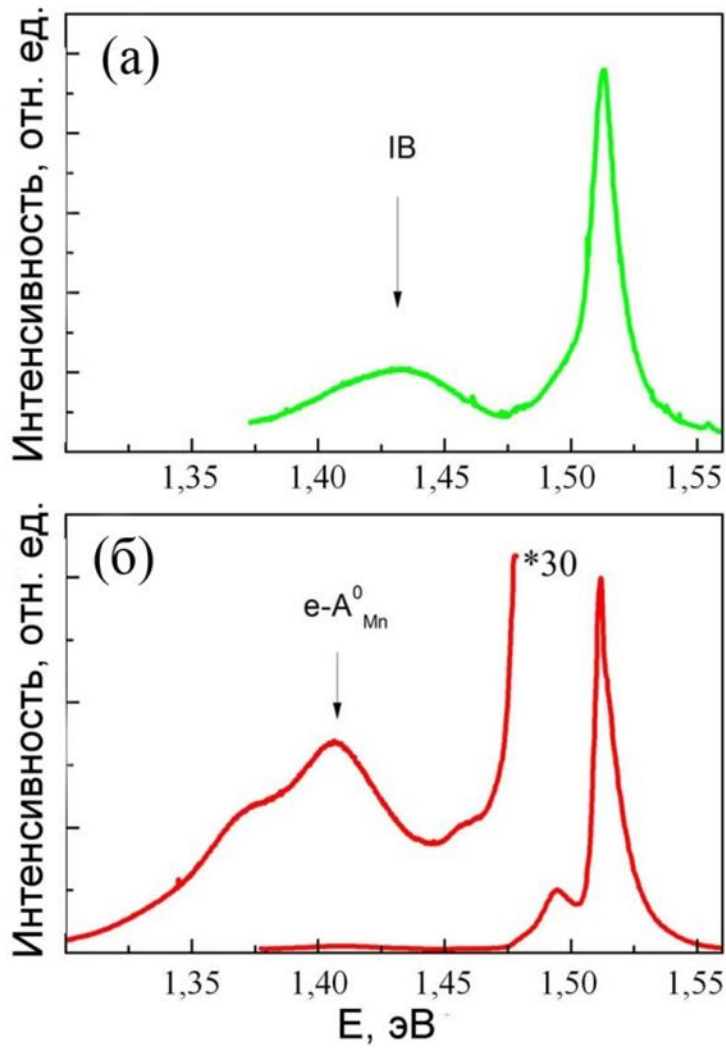
На Рис. 3.23.а представлены полученные спектры ФЛ образцов с (Ga,Mn)As ННК, синтезированными при температуре 485°C на подложке GaAs(100). Спектральный пик в области 1.517 эВ обусловлен рекомбинацией экситона (X), в то время как спектральная линия в области 1.505 эВ хорошо известным переходом свободного электрона на нейтральный акцептор ( $e-A_{\text{C}}^0$ ) в GaAs [Novikov,2010]. Спектральная линия ( $e-A_{\text{Mn}}^0$ ) около 1.411 эВ и соответствующие ТА-фононные и ЛО-фононные повторения, состоящие из двух наборов линий могут быть вызваны рекомбинацией фотовозбужденных свободных электронов на дырках связанных с нейтральными акцепторами Mn, подтверждая тем самым, что во время МПЭ роста (Ga,Mn)As ННК атомы Mn занимают катионные позиции в кристаллической решетке (см. 1.4.2.). Сравнение полученных результатов с данными исследования ФЛ образца (R) с выращенным с помощью МПЭ при температуре 560°C слоем (Ga,Mn)As толщиной 1000 нм (с концентрация атомов Mn  $\sim 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), взятыми из [Sapega,2006], показало наличие небольшого сдвига  $\sim 3$  мэВ позиции линии  $e-A_{\text{Mn}}^0$  в область больших энергий (см. Рис. 3.23.а). Этот сдвиг, по-видимому, может быть связан с эффектами квантового ограничения в ННК. Более того, следует отметить, что полуширина спектральной линии образца с ННК существенно меньше. В свою очередь, из результатов сравнения



**Рис. 3.23.** (а) Спектры ФЛ образца с (Ga,Mn)As ННК и образца с выращенным слоем (Ga,Mn)As (R), зарегистрированные при возбуждении с  $\hbar\omega_{ex}=1.96$  эВ при температуре 2 К. Пики, отмеченные как "1LO" и "2LO", являются первыми и вторыми фоновым повторениями спектральной линии  $e-A_{Mn}^0$ , обусловленной рекомбинацией равновесных электронов со связанными с акцепторами Mn дырками; (б) сравнение поляризации ФЛ, измеренной на Mn (красные кружки), а также немагнитных акцепторах C (синие треугольники) образца с выращенными (Ga,Mn)As ННК и Mn образца R (белые кружки). [Bouravleuv,2013]

интенсивности спектральных линий образца с ННК и образца R следует, что концентрация атомов Mn образца с ННК составляет  $\sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Исследование ФЛ в приложенном магнитном поле также может предоставить важную информацию о характерных особенностях поведения акцепторов Mn (см. Рис. 3.23.б). Антиферромагнитное обменное взаимодействие между  $3d^5$  электронами внешней оболочки Mn и связанными дырками может привести к смене знака ФЛ (см. Рис. 3.23.б - красные кружки) по сравнению с немагнитными акцепторами (см. Рис. 3.23.б - синие треугольники). Следует отметить, что на Рис. 3.23.б представлены данные магнитооптических измерений образца с (Ga,Mn)As ННК, во время роста которого, как показали результаты измерений ПЭМ (см. 3.1.3.) происходила сегрегация  $\alpha$ -MnAs преципитатов на поверхности образца. Поскольку  $\alpha$ -MnAs обладает металлическим типом проводимости, они не дают вклад в ФЛ. Однако поверхностный слой между ННК также может быть непреднамеренно легирован атомами Mn. В отличие от результатов измерений, полученных с помощью СКВИД магнитометра, поведение поляризации ФЛ образца с ННК демонстрирует скорее парамагнитное поведение (см. Рис. 3.23.б). Это может быть связано с тем, что концентрация акцепторов Mn не слишком велика, вследствие чего взаимодействие между соседними акцепторами Mn является слабым [Sapega,2007]. Или с тем, что измеряемый сигнал был получен не только от самих (Ga,Mn)As ННК, но и от слоя между ними. Для того чтобы разделить вклад от ННК и «подложки», ННК были сняты с нее с помощью метода описанного выше в 3.3.1. и помещены на кремниевую (Si) подложку. Так как плотность ННК на Si подложке была очень низка, эксперименты выполнялись только при азотной температуре потому, что установка ФЛ не позволяла производить юстировку положения образца в гелиевом криостате. Результаты измерений перенесенных на Si подложку (Ga,Mn)As ННК и не перенесенных представлены на Рис. 3.24.а и б, соответственно. Видно, что положение спектральной линии обусловленной рекомбинацией равновесных фотовозбужденных свободных электронов и связанных с нейтральными акцепторами сдвигается в сторону больших энергий, а



**Рис. 3.24.** Спектры ФЛ образца с (Ga,Mn)As ННК перенесенными на кремниевую подложку и образца с выращенными (Ga,Mn)As ННК (б), зарегистрированные при возбуждении с  $\hbar\omega_{ex}=1.96$  eV при температуре 77 К.

она сама становится шире для ННК, снятых с подложки (см. Рис. 3.24.а). Как и в случае РМП, подобное поведение может быть связано с формированием примесной зоны [Sapega,2006]. Таким образом, полученные результаты находятся в хорошем соответствии с данным СКВИД измерений для (Ga,Mn)As ННК, снятых с подложки на которой они были выращены.

### §3.4. Электрофизические свойства одиночных (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы, как уже было отмечено в параграфе 1.5., стали объектом пристального внимания с точки зрения их разнообразных потенциальных приборных применений.

Очевидно, что для создания большинства подобных приборов необходимо проводить легирование ННК. Однако это является нетривиальной задачей, поскольку в отличие от объемных полупроводниковых материалов, при росте ННК часто используются катализаторы, что существенно усложняет процесс контролируемого легирования ННК. Даже в случае так называемого самокаталитического роста ННК, т.е. с использованием в качестве катализатора материала входящего в состав ННК [Самсоненко,2011], достаточно сложно предопределить их электрофизические свойства. Пока нет и четкого понимания о распределении примеси в ННК. Неясно, находится ли примесь только в поверхностном слое или, наоборот, происходит равномерное легирование объема ННК (следует отметить, что вышесказанное относится к процессам легирования при росте ННК, а не к ионной имплантации, например [Casadei,2013]).

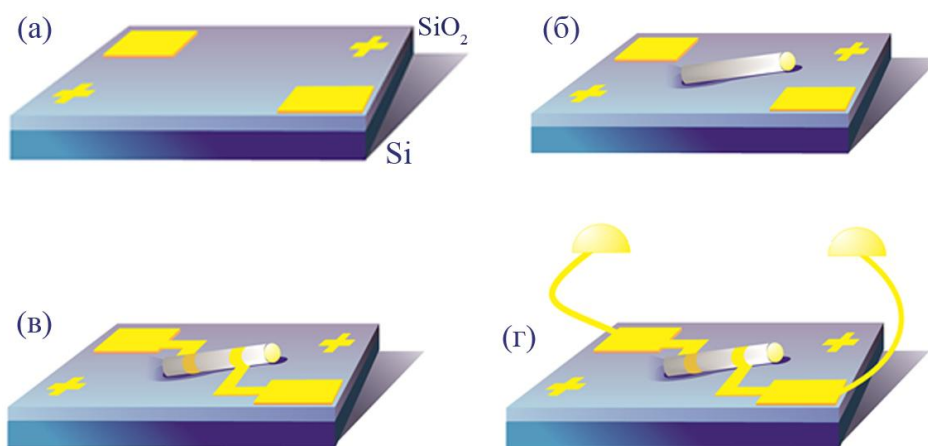
В связи с этим, изучение электрических свойств ННК является очень важной задачей. Однако с ее решением также связан целый ряд проблем, которые обусловлены не только необходимостью формирования омических контактов к ННК имеющим размер поперечного сечения порядка от 20 – до 150 нм и длину от сотен нм до нескольких мкм, но и зачастую методиками, как измерения, так и обработки полученных результатов. Так, например, традиционное определение концентрации свободных носителей заряда в объемных полупроводниках основано на использовании метода Холла. Применение данного прямого подхода для изучения свойств таких квазиодномерных структур, как ННК, сильно затруднено из-за их геометрической формы. Тем не менее, подобные измерения

уже были успешно проведены благодаря созданию уникальных контактов с помощью электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) [Bloemers,2012; DeGrave,2013; Storm,2012].

### 3.4.1. Создание контактов к одиночным нитевидным нанокристаллам

Для изучения электрофизических свойств одиночных (Ga,Mn)As были разработаны две методики нанесения контактов. Согласно первой из них, нанесение металлических контактов к одиночным ННК осуществлялось в несколько этапов, схематично представленных на Рис. 3.25.

На первом этапе производилась подготовка подложки, на которую планировалось переносить одиночные ННК. Для этого на подложку Si(001) n-типа с осажденным термически слоем диоксида кремния толщиной 300 нм



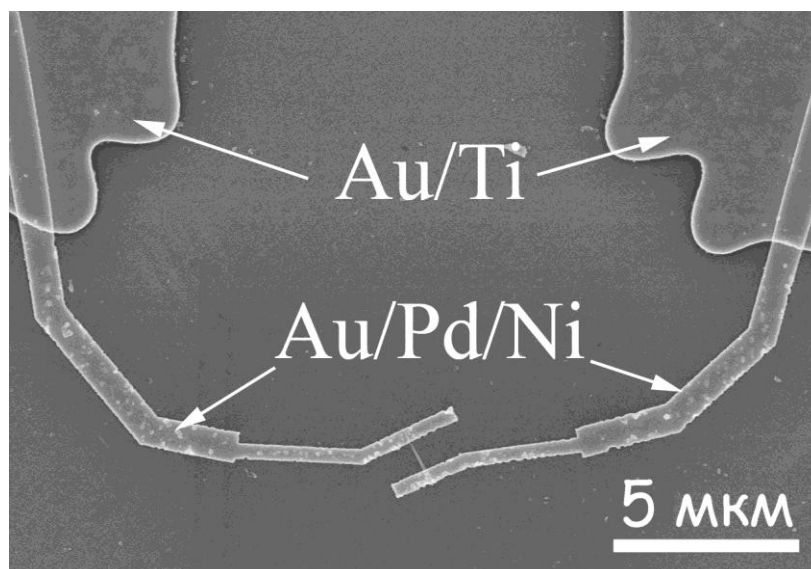
**Рис. 3.25.** Схема нанесения контактов к одиночному ННК. (а) – подготовка подложки; (б) – перенос одиночного ННК и определение его месторасположения; (в) – осаждение контактов к одиночному ННК с помощью ЭЛЛ; (г) – распайка контактов.



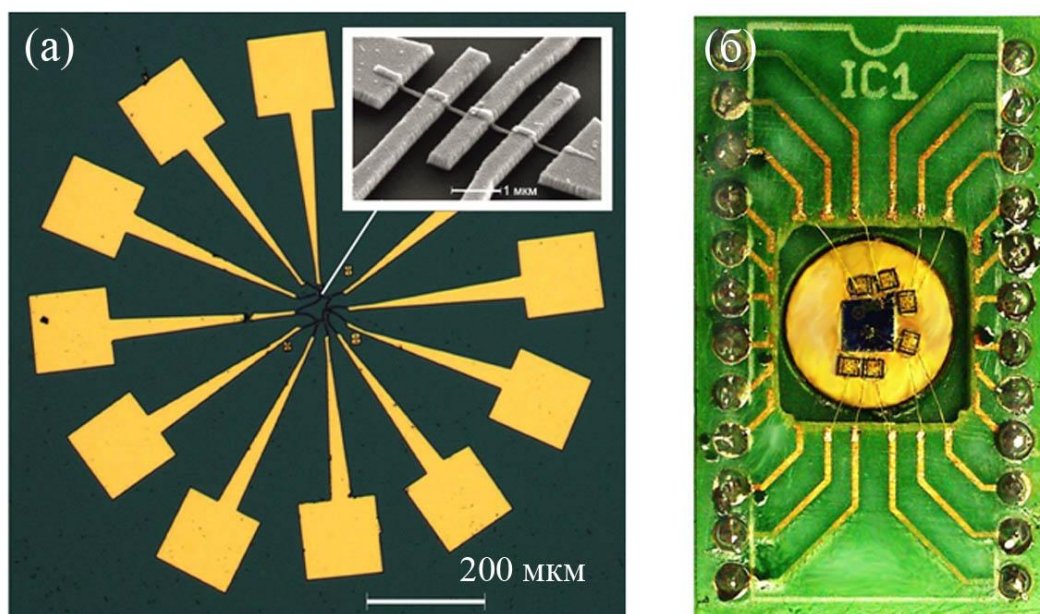
с помощью фотолитографии наносились большие контактные площадки  $300 \times 300$  мкм с протяженными контактами и упорядоченный массив маркеров – крестов  $5 \times 5$  мкм (задающих систему координат на подложке) из титана-золота толщиной 5 и 100 нм, соответственно (см. Рис. 3.25.а). [Буравлев, 2014]

Далее,  $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$  ННК переносились с подложки, на которой были выращены, на подготовленную вышеописанным способом подложку Si. Для этого, образец с выращенными ННК помещался в пробирку с этанолом и подвергался ультразвуковому воздействию. В результате, ННК отламывались у поверхности подложки и диспергировались в этаноле. Затем подложка уже без ННК удалялась, а капля полученного раствора переносилась в область с маркерными метками подготовленной на первом этапе подложки Si. После испарения этанола положение одиночных ННК относительно меток определялось с помощью РЭМ.

На следующем этапе производилась нанесение контактов соединяющих ННК и контактные площадки с помощью ЭЛЛ на установке Raith 150. Для формирования профиля контактов использовался стандартный электронный резист полиметилметакрилат (PMMA) А6. Оптимальная доза была подобрана экспериментально на тестовых образцах и составила  $300 \text{ мкКл/мкм}^2$ . Для проявления экспонированного резиста использовался стандартный проявитель, смесь метил изобутилкетона (MIBK) и изопропилового спирта (IPA) в соотношении 1:3 (время проявления 1,5 минуты). Выбранные параметры обеспечивали вертикальность стенок проявленного резиста. Последующее нанесение слоя 25 нм Ni, 25 нм Pd и 200 нм Au осуществлялось с помощью электронного распыления в вакууме. Для пространственной равномерности нанесения слоев металлов, осуществлялось вращение стола с образцами. Суммарная толщина осажденных металлов в 3 раза превосходила диаметр ННК и, при этом, составляла половину толщины электронного резиста. Для предотвращения разрыва металла в области контакта с ННК, напыление никеля, палладия и первых 50 нм золота проходило при наклоне образца относительно



**Рис. 3.26.** РЭМ изображение одиночного  $(\text{GaMn})\text{As}$  ННК с контактами.  
[Буравлев,2014]



**Рис. 3.27.** (а) – изображение, полученное с помощью оптического микроскопа образца с нанесенными контактами к одиночным ННК. На вставке РЭМ изображение одиночного ННК с контактами; (б) – фотография чипа для измерений ВАХ с образцом с распаянными контактными площадками.

источника металла под углом  $30^\circ$ . Процесс удаления резиста для формирования контактов проводился в ацетоне с последующей промывкой в деионизованной воде и IPA, без какого-либо механического воздействия на структуру.

На Рис. 3.26. представлено изображение, полученное с помощью РЭМ (Ga,Mn)As ННК с нанесенными контактами.

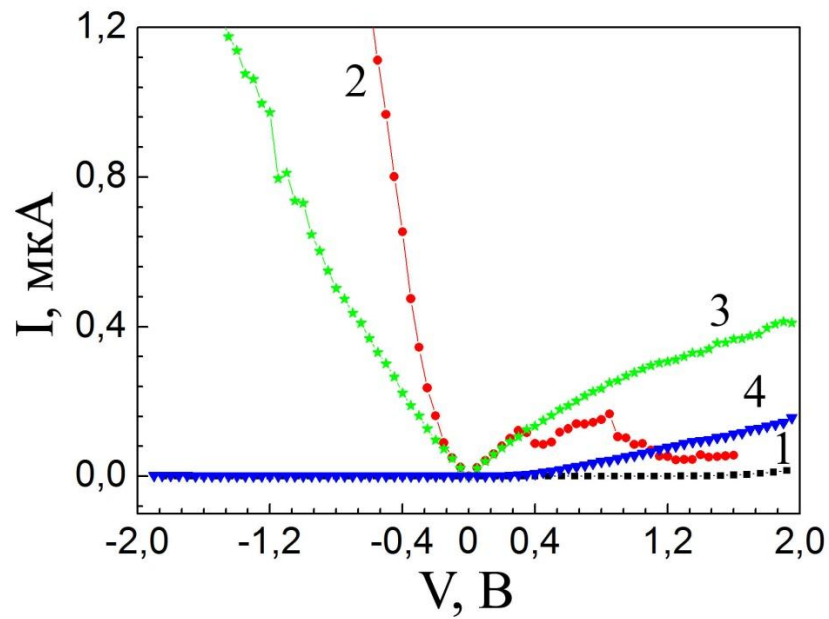
Второй способ нанесения контактов заключался в использовании только методики ЭЛЛ, без предварительного нанесения контактных площадок с помощью процессов фотолитографии (см. Рис. 3.27.а). Поэтому этот способ является более простым, но с другой стороны, существенно более времязатратным.

На последнем этапе осуществлялась разварка контактных площадок (см. Рис. 3.25.г). Вследствие плохой адгезии металлических контактов к  $\text{SiO}_2$ , возможности разрушения контактов в области боковых стенок ННК, и малых размеров контактных дорожек, этот процесс не является тривиальным и для его реализации необходим тщательный технологических подбор параметров. На Рис. 3.27.б представлена фотография образца подготовленного к измерениям.

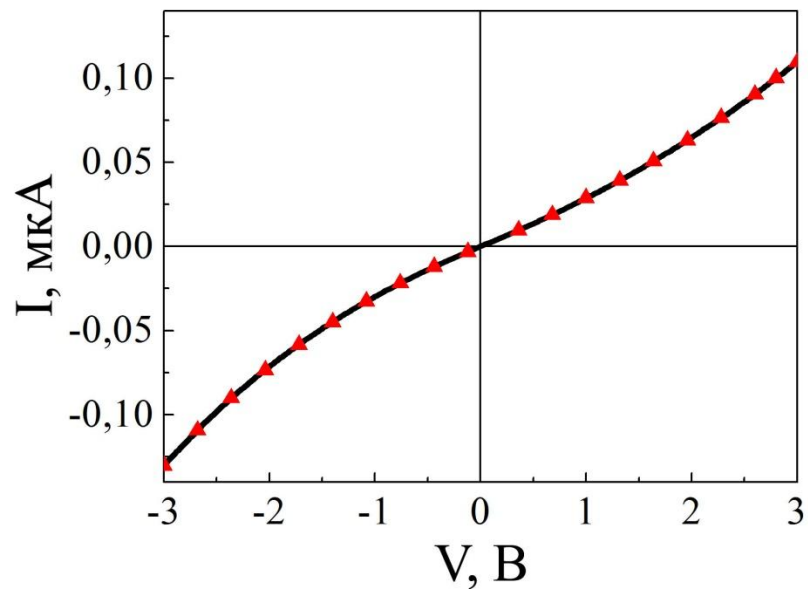
Автоматизированные измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) одиночных (Ga,Mn)As ННК осуществлялось двухконтактным способом с помощью зондовой установки на основе пикоампертера Keithley при комнатной температуре.

### **3.4.2. Вольт-амперных характеристики (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов**

На Рис. 3.28. продемонстрированы ВАХ одиночного (Ga,Mn)As ННК, синтезированного при температуре  $450^\circ\text{C}$ , по подробно описанной методике в 3.1.1. Они были получены при комнатной температуре как до, так и после отжига



**Рис. 3.28.** ВАХ одиночного ННК полученные при комнатной температуре (кривая 1) и после отжига при 175°C (кривая 2), 200°C (кривая 3), 300°C (кривая 4). [Буравлев, 2014]



**Рис. 3.29.** ВАХ одиночного (Ga,Mn)As ННК: сплошная линия – эксперимент, символы – теоретическая кривая. [Буравлев, 2014]

в атмосфере азота при разных температурах. ВАХ при комнатной температуре проявляет пороговый характер, что может быть обусловлено формированием на границе металл-ННК барьера Шоттки. Хорошо известно, что при термической обработке обычно происходит уменьшение высоты барьера Шоттки и улучшение однородности контактов. Поэтому было решено произвести процедуру термического отжига образца в атмосфере азота. Время отжига составляло 20 минут. После завершения процесса отжига измерялась ВАХ, и процесс повторялся снова. В результате было обнаружено, что с увеличением температуры отжига сначала наблюдался рост проводимости образца, а затем ее уменьшение (см. Рис. 3.28.).

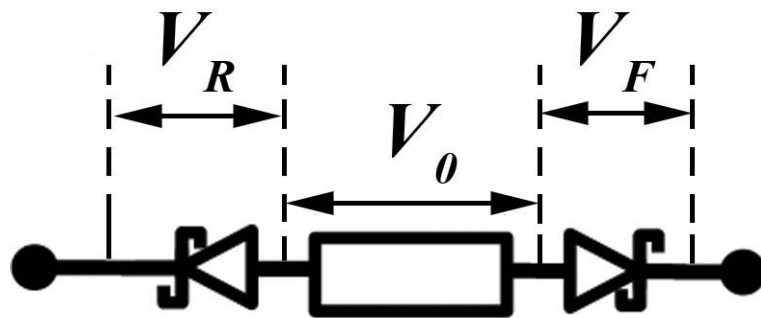
Как уже было упомянуто в 1.4. Известно, что температура ферромагнитного упорядочения в тонких пленках на основе  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  РМП зависит от процедуры пост-ростового отжига. При наиболее часто используемом низкотемпературном режиме МПЭ роста тонких пленок подобных соединений могут образовываться дефекты типа «Mn в междоузлии», концентрация которых может быть уменьшена при термическом отжиге [Nemes,2013]. Температура отжига обычно варьируется в диапазоне  $150\text{-}200^\circ\text{C}$ . При увеличении температуры может наблюдаться деградация свойств пленок на основе данных РМП соединений. При температурах порядка  $400^\circ\text{C}$  возрастает потенциальная возможность полного распада подобных соединений [Kovacs,2013]. Следовательно, изменение транспортных свойств ННК с ростом температуры также, вероятнее всего, взаимосвязано с деградацией или образованием дефектов внутри ННК.

Основываясь на полученных результатах, был сделан вывод о том, что наиболее оптимальным является низкотемпературный отжиг.

На Рис. 3.29. продемонстрирована ВАХ одиночного  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  ННК, полученная после термического отжига в азотной атмосфере при температуре  $160^\circ\text{C}$ . Видно, что ВАХ имеет достаточно линейный и симметричный характер.

### 3.4.3. Определение электрофизических параметров одиночных (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов

Для теоретического описания полученной вольт-амперной характеристики мы воспользовались моделью, ранее предложенной в работах [Zhang,2007a; Lee,2007]. По-сути, ННК с двумя нанесёнными металлическими контактами можно рассматривать в виде эквивалентной схемы с двумя включенными на встречу диодами, между которыми находится сопротивление определяемое свойствами ННК (см. Рис. 3.30.). Характеристики диодов напрямую зависят от контактов металл-ННК, то есть, в первую очередь, от высоты и формы барьеров Шоттки, образовавшихся на границе металл-полупроводник. В зависимости от приложенного напряжения диод Шоттки может работать в режиме либо термополевой эмиссии, либо термоэлектронной полевой эмиссии [Zhang,2007a; Lee,2007; Mohammad,2010]. В [He,2008] была предложена модель, включающая в себя оба этих случая.



**Рис. 3.30.** Эквивалентная электрическая схема ННК с нанесенными металлическими контактами.[Буравлев,2014]

В свою очередь, в работе [Padovani,1966] на основании проведенных расчетов было показано, что при выполнении условия (3.16) доминирует

термоэлектронная полевая эмиссия, если же данное условие не соблюдается, то тогда главную роль играет термоэлектронная эмиссия.

$$\frac{\cosh^2(qE_{00}/kT)}{\sinh^2(qE_{00}/kT)} < \frac{2V_d}{3E_{00}} \quad (3.16)$$

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left( \frac{N_d}{m^* \varepsilon_s \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (3.17)$$

$$V_d = \frac{\phi_b}{q} - \zeta - V \quad (3.18)$$

Здесь  $q = 1.6 \times 10^{-19}$  Кл – заряд электрона;  $k = 1.38 \times 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана;  $\hbar = 1.05 \times 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $m^*$  – эффективная масса (в нашем случае была взята величина тяжелой дырки в направлении  $\langle 111 \rangle$  GaAs равная  $0.60m_0$  [Madelung,2002]);  $N_d$  – концентрация дырок;  $\varepsilon_s$  – относительная диэлектрическая проницаемость (для GaAs ее значение равно 13 [Madelung,2002]);  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;  $\phi_b$  – эффективная высота барьера (в расчетах было использовано значение 0.9 eV);  $V$  – напряжение на контакте, которое может быть, как отрицательным, так и положительным;  $\zeta$  – расстояние от уровня Ферми до валентной зоны.

Очевидно, что при приложенном обратном напряжении условие (3.16) будет выполнено, а при приложенном прямом условии (3.16) будет нарушено. Т.е., для тока, протекающего через диод, включенный в прямом направлении, можно воспользоваться формулой для термоэлектронной эмиссии (3.19), а в обратном – формулой для термоэлектронной полевой эмиссии (3.20) [Lee,2007;Umamoto,1993]:

$$J = J_F \left( \exp \left[ V_F \frac{q}{kT} \right] - 1 \right) = J_F (\exp[V_F \beta] - 1) \quad (3.19)$$

$$J = J_R \left( \exp \left[ V_R \left( \frac{q}{kT} - \frac{1}{E_0} \right) \right] - 1 \right) = J_R \left( \exp[V_R \tilde{\beta}] - 1 \right) \quad (3.20)$$

$$E_0 = E_{00} \coth(qE_{00}/kT), \quad (3.21)$$

$$\frac{J_R}{J_F} \simeq \sqrt{\frac{\pi q E_{00} \left( qV_R + \frac{\Phi_b}{\cosh^2(qE_{00}/kT)} \right)}{kT}} \exp \left( \Phi_b \left[ \frac{1}{kT} - \frac{1}{E_0} \right] \right) \quad (3.22)$$

где  $J$  – ток,  $V_R$  и  $V_F$  – падение напряжения на диоде, включённом в прямом и обратном направлении, соответственно.

Для описания падения напряжения на ННК можно воспользоваться законом Ома:

$$V_0 = JR \quad (3.23)$$

Здесь  $R$  – сопротивление ННК.

Тогда, с учетом последовательного соединения элементов в цепи

$$V = V_F + V_0 + V_R \quad (3.24)$$

можно рассчитать вольт-амперную характеристику нашей системы. Однако в ней имеется четыре плохо определённых параметра: два тока насыщения диодов  $J_F$  и  $J_R$ , а также сопротивление ННК  $R$  и параметр  $\tilde{\beta} = \beta - 1/E_0$ , который зависит от степени легирования. Следует отметить, что из-за отсутствия симметрии контактов отношение (3.22), выполняется только приближённо и может рассматриваться только, как оценка. В выбранном нами диапазоне параметров это отношение может меняться от 1.5 до 43000.



В отличие от работы [Lee,2007] можно сделать упрощение и считать ток насыщения обратного диода постоянным  $J_R$  (несмотря на то, что точный расчёт допускает его увеличение примерно в два раза).

Согласно эквивалентной схеме (см. Рис. 3.30.) основное падения напряжения происходит на диоде, включенном навстречу. Принимая во внимание, что при последовательном соединении токи, протекающие в цепи равны, для аппроксимации экспериментальных данных можно воспользоваться (3.20, 3.21, 3.23, 3.24). На Рис. 3.29. видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами аппроксимации. Определенные значения  $\beta$  и  $J_R$  оказались равны для прямой ветви ВАХ  $0.25$  и  $1.15 \times 10^{-7}$  А, а для обратной  $0.41$  и  $6.8 \times 10^{-8}$  А, соответственно. Зная эти значения по начальному участку кривых, при малых значениях напряжения, можно найти величину тока  $J_F$ . Ток насыщения  $J_F = 9 \times 10^{-9}$  А оказался одинаковым в пределах погрешности в обоих случаях. При этом значение сопротивления самого ННК, определённое из поведения кривых при больших значениях напряжения, оказалось равным  $R = 2.5 \times 10^6$  Ом.

Значение  $\beta$  позволяет нам с хорошей точностью определить степень легирования ННК в области контакта металл-ННК:  $N_d = 2.7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $4.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Видно, что эти значение не сильно отличаются друг от друга. Небольшой разброс может быть связан, как с неэкидистантностью самих контактов, так и неравномерностью распределения примеси в ННК. Кроме того, распределение легирующей примеси внутри ННК может отличаться более чем на три порядка вблизи поверхности и в центре ННК [Casadei,2013]. Неоднородность в распределении легирующей добавки может объясняться существованием упругих напряжений [Glas,2012] или встраиванием легирующей добавки не через каплю [Casadei,2013; Chen,2012]. Тем не менее, полученное среднее значение концентрации носителей заряда  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  находится в хорошем соответствии со значением концентрации, приведенной в 3.3.2. [Bouravleuv,2013], которое было получено на основании анализа данных фотолюминесценции(Ga,Mn)As ННК и равнялось  $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Поскольку исследуемые ННК были синтезированы при

более высокой температуре ячейки Mn [Bouravleuv,2013], такое различие не является неожиданным.

Принимая во внимание, что расстояние между контактами для данного ННК было равно 950 нм и исходя из полученного значения сопротивления, можно оценить удельное сопротивление ННК  $\rho = 1.15 \times 10^{-2}$  Ом/м и проводимость  $\sigma = 87$  Ом/м. Тогда, на основании полученных данных при учете среднего уровня легирования ННК, составляющего  $3.5 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, можно получить приближенную оценку подвижности носителей заряда в ННК:  $160 \cdot \text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

## Выводы

Сформулируем основные результаты и выводы, полученные в Главе 3:

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии были синтезированы (Ga,Mn)As нитевидные нанокристаллы с использованием в качестве катализатора роста Mn при повышенных температурах роста (~420-660°C) по сравнению с температурами, которые используют для роста тонких пленок на основе этих разбавленных магнитных полупроводников.

Установлено, что рост (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов должен происходить в условиях стабилизации по элементам металлической группы (Ga,Mn).

Показано, что при малых потоках мышьяка рост нитевидных нанокристаллов лимитируется скоростью кристаллизации материала под каплей. Однако при больших потоках мышьяка кинетика роста определяется транспортом галлия в каплю. Экспериментально продемонстрировано, что при малых потоках мышьяка зависимость длины от диаметра нитевидного нанокристалла является монотонно возрастающей, хорошо описываемой в рамках модели Гиваргизова-Чернова. При этом монотонно убывающая диффузионная зависимость наблюдается при больших потоках мышьяка.

Продемонстрировано, что большинство (Ga,Mn)As ННК, синтезированных при температуре роста 485°C, ориентировано вдоль кристаллографических направлений типа <111> и <110>. При этом небольшая часть ННК в соотношении 1:15 ориентирована вдоль кристаллографических направлений типа <310>.

Предложен новый метод измерения модуля Юнга нитевидных нанокристаллов, основанный на возбуждении собственных механических колебаний ННК под действием луча РЭМ. Полученное экспериментально значение модуля Юнга для (Ga,Mn)As ННК составило 40 ГПа. Кроме того, были

определены условия для возникновения разного типа механических колебаний одиночных ННК под действием луча РЭМ.

Изучение структурных свойств и химического состава (Ga,Mn)As ННК, синтезированных при температуре 485°C, позволило установить, что ННК обладают кубической кристаллической структурой и, несмотря на относительно высокие температуры роста, не происходит сегрегации вторичных фаз внутри и на боковых стенках ННК. Показано, что некоторые из (Ga,Mn)As ННК, содержат характерные особенности – дефекты упаковки, которые располагаются параллельно оси роста ННК. Экспериментально установлено, что рост (Ga,Mn)As ННК может сопровождаться формированием на границе двумерного слоя между ними  $\alpha$ -MnAs преципитатов, обладающих гексагональной кристаллической структурой.

Установлено, что образцы с (Ga,Mn)As ННК, синтезированные при высоких ростовых температурах (550-660°C) проявляют парамагнитное поведение. Обнаружено, что ферромагнитные свойства образцов с (Ga,Mn)As ННК, синтезированных при более низких ростовых температурах, определяются, в том числе, гексагональными  $\alpha$ -MnAs преципитатами. Использование специально разработанной методики для изучения магнитных свойств самих (Ga,Mn)As ННК позволило установить, что они проявляют ферромагнитное упорядочение до температур порядка 70К. Кроме того, при изучении полевых зависимостей намагниченности при увеличении магнитных полей было обнаружено резкое обратимое изменение знака намагниченности. Таким образом, несмотря на сегрегацию вторичных фаз типа  $\alpha$ -MnAs преципитатов во время роста ННК, при повышенных температурах синтеза (по сравнению с температурами роста тонких пленок) могут быть получены (Ga,Mn)As ННК, проявляющие ферромагнитные свойства.

На основании данных оптических измерений было показано, что при росте ННК атомы Mn занимают катионные позиции в кристаллической решетке. Путем сравнения данных исследований образца с тонкой пленкой на основе

(Ga,Mn)As была установлена приблизительная концентрация атомов Mn в ННК, которая составила  $\sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

С использованием электронно-лучевой литографии была разработана методика для создания электрических контактов к одиночным (Ga,Mn)As ННК и исследованы их электрофизические свойства. Показано, что температура отжига существенно влияет на свойства контактов. Определена оптимальная температура отжига, равная  $160^\circ\text{C}$ . Обнаружено, что повышение температуры отжига ведет к деградации структур. Аппроксимация результатов измерений вольт-амперных характеристик, проведенная на основе предложенных теоретических моделей, позволила оценить как степень легирования полученных ННК ( $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), так и значение подвижности носителей заряда  $\sim 160 \cdot \text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

## ГЛАВА 4

### КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ НА ОСНОВЕ (In,Mn)As РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

#### §4.1. (In,Mn)As квантовые точки на поверхности GaAs(100)

##### 4.1.1. Основы синтеза (In,Mn)As квантовых точек

Формирование квантовых точек, как и рост (Ga,Mn)AsННК, проводилось на установке МПЭ ЭП1203, оснащенной эффузионными источниками Mn, In, Ga,AlиAs (см. Рис. 3.4.). Рост структур осуществлялся на полуизолирующих подложках монокристаллического GaAs с ориентацией (100), готовых к эпитаксии (epi-ready). Скорость роста по In и Ga устанавливались на уровне  $V_{InAs}=0.1$  МС/с и  $V_{GaAs}=1$  МС/с, соответственно, определенной с помощью предварительной калибровки потоков по периоду осцилляций интенсивности зеркального рефлекса картины дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Температура молекулярного источника Mn устанавливалась равной 710°C. Данная температура источника при росте объемных слоев, соответствовала уровню легирования порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

На подготовительном этапе проводилась термическая очистка поверхности образцов от слоя естественного окисла. Далее температура подложки снижалась на 30-50°C и, для выравнивания поверхности, выращивался буферный слой GaAs. Время роста буферного слоя составляло 10 минут.

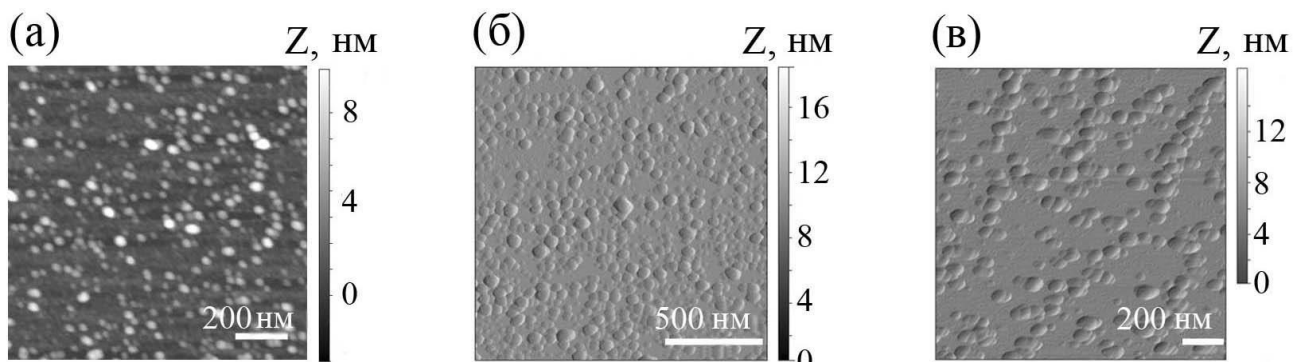
После снижения температуры, осуществлялся непосредственный рост КТ при температуре ~ 380°C в течение 25 секунд, в том числе, с легированием Mn. При выбранной нами скорости роста по In это соответствовало осаждению 2.5 МС материала. МПЭ рост производился специально при достаточно низкой ростовой температуре для того, чтобы избежать сегрегации вторичных фаз типа

MnAs. После завершения роста КТ производилось постепенное снижение температуры до комнатной в потоке As.

На самом деле, в данном случае, безусловно, более корректно говорить о формировании на поверхности подложек GaAs кристаллографической ориентацией типа (100) не квантовых точек, а трехмерных островков. Тем не менее, далее по тексту будет употребляться широко используемый термин «квантовые точки».

#### 4.1.2. Исследование морфологических свойств (In,Mn)As квантовых точек

Изучение поверхности синтезированных образцов производилось с помощью метода атомно-силовой микроскопии (АСМ) [Буравлев,2012b]. Для проведения экспериментов был использован микроскоп Solver NT-MDT.



**Рис. 4.1.** АСМ-изображения поверхности структур: с квантовыми точками InAs (а); КТ (In,Mn)As (б); КТ(In,Mn)As, выращенными после осаждения подслоя атомов Mn (в). [Буравлев,2012b]

Первоначально были исследованы свойства реперных образцов с InAsКТ, которые были синтезированы для проверки ростовых параметров и получения сравнительной информации о влиянии Mn на формирование (In,Mn)AsКТ. Результаты исследований показали, что одиночные InAsКТ имеют характерный

разброс по латеральным размерам от 10 до 70 нм, при этом средний размер квантовых точек составляет около 50 нм (Рис. 4.1.а). КТ распределены однородно по поверхности образца с плотностью  $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$ .

В свою очередь, изучение поверхности образцов с (In,Mn)As СКТ, синтезированных при температуре  $380^\circ\text{C}$ , показало, что их характерные размеры варьируются от 10 нм до 100 нм, а средний размер составляет порядка 40 нм (см. Рис. 4.1.б). При этом более крупные квантовые точки распределены неравномерно по поверхности образца. Поверхностная плотность КТ, по сравнению с InAs КТ существенно возросла и составила  $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Столь существенное возрастание поверхностной плотности (In,Mn)AsКТ при практически схожих размерах может быть обусловлено влиянием Mn на формирование КТ. Поскольку скорость роста по In была постоянна, как уже было отмечено, во всех экспериментах, появление дополнительного потока атомов Mn, при встраивании их в КТ, по-видимому, и привело к увеличению поверхностной плотности КТ.

По аналогии с ростом НКК, был рассмотрен оригинальный метод роста (In,Mn)As, который заключался в предварительном осаждении подслоя атомов Mn перед непосредственным формированием КТ. Осаждение атомов Mn производилось на поверхность буферного слоя GaAs после снижения температуры подложки до  $530^\circ\text{C}$  при отсутствии потока As в течение 10 секунд с целью создания нанокластеров состоящих из атомов Mn. Была выдвинута гипотеза, что места образования нанокластеров могут быть декорированы при последующем формировании (In,Mn)AsКТ. Результаты исследований, синтезированных образцов представлены на Рис. 4.1.в. Видно, что размеры квантовых точек варьируются в диапазоне от 30 до 140 нм, при этом их средний размер возрос и составил порядка 70 нм. Однако по сравнению со структурой, выращенной без предварительного осаждения подслоя Mn, поверхностная плотность массивов (In,Mn)As КТ уменьшилась и составила порядка  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Таким образом, было установлено, что Mn оказывает существенное влияние на формирование (In,Mn)AsКТ и, по-видимому, приводит к изменению структуры КТ.



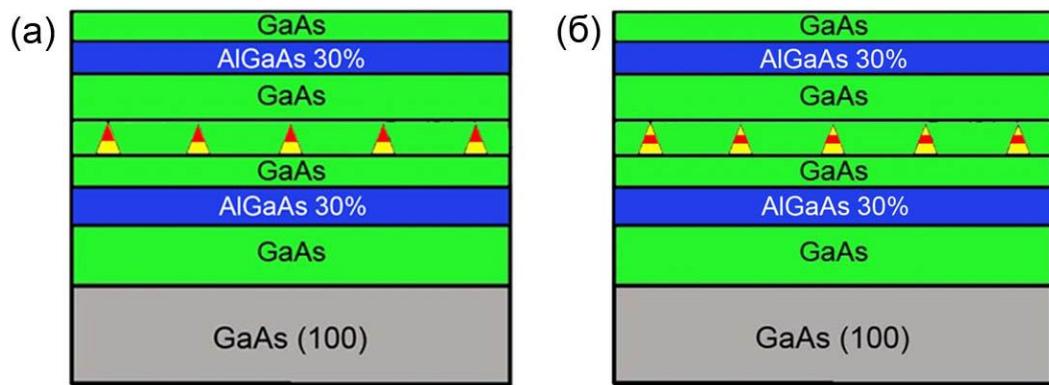
## **§4.2. (In,Mn)As квантовые точки: оптические исследования**

Исследование ФЛ образцов с массивами (In,Mn)AsКТ, которые были синтезированы как без, так и с использованием предварительно осажденного подслоя атомов Mn (см. параграф 4.1.) и были специально для проведения экспериментов выращены слоем GaAs толщиной порядка 0.2 мкм, не выявило наличия никаких характерных особенностей. Это могло быть связано, в первую очередь, с образованием дефектов во время роста КТ. Поэтому для повышения кристаллического качества структур было решено проводить ростовые эксперименты, с одной стороны, при более высоких температурах роста, поскольку известно, что, как уже было отмечено в 1.5.2., наиболее высококачественные КТ обычно получаются при температурах порядка 420-530°C[Zolotaryov,2008; Жуков,2009; Perinetti,2009], а с другой – попытаться уменьшить влияние Mn, при его встраивании в КТ путем использования не постоянного, а селективного легирования Mn при формировании КТ.

### **4.2.1. Рост (In,Mn)As квантовых точек для оптических исследований**

Также как и в случае роста (In,Mn)AsКТ на поверхности GaAs(100), описанном в предыдущем параграфе, первоначально были выращены реперный образец (R) с InAsКТ. Предварительная подготовка образца, заключающаяся в термической очистке поверхности подложки и ее выравнивании, проводилась аналогично п. 4.1.1. Однако затем, для увеличения кристаллографического качества структур и подавления безызлучательной рекомбинации, связанной с

подложкой, был выращен барьер толщиной 20 нм на основе  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  на который впоследствии осаждался слой GaAs толщиной 30 нм. После этого, температура образца понижалась до  $480^\circ\text{C}$  и осуществлялся рост InAs СКТ в течении 25 секунд. После завершения роста КТ, производилось осаждение 30 нм GaAs и обратное повышение температуры до  $550^\circ\text{C}$ . Затем выращивался второй барьерный слой  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  толщиной 20 нм для подавления безизлучательной рекомбинации, связанной с поверхностью образца, который закрывался 10 нм GaAs. Далее образец охлаждался до комнатной температуры в потоке As.



**Рис. 4.2.** Схематичное изображение структуры образцов с КТ O1 (а) и O2 (б). Желтым цветом обозначена InAs часть КТ, красным – (In,Mn)As.

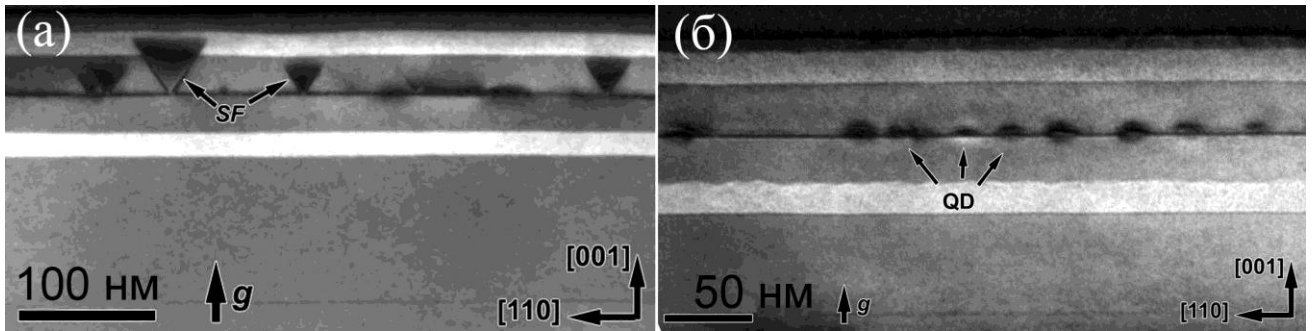
В свою очередь, для роста образцов с (In,Mn)AsКТ использовались два технологических подхода (см. Рис. 4.2.). Оба образца с (In,Mn)AsКТ были получены по аналогии с реперным образцом, содержащим InAsКТ. Однако непосредственное формирование (In,Mn)AsКТ происходило по другим сценариям. В отличие от стандартных способов формирования (In,Mn)AsКТ (см. 1.5.2.), заслонка ячейки Mn открывалась только в определенные промежутки времени, а не в течение всего времени роста КТ. Так, при росте образца №1 (O1) (см. Рис. 4.2.а), первоначально производилось осаждение InAs в течение 20 секунд, а затем (In,Mn)As в течение 5 секунд. В свою очередь, квантовые точки образца №2 (O2) (см. Рис. 4.2.б) были получены путем осаждения InAs в течение 10 секунд, затем (In,Mn)As (5 секунд) и повторно InAs 10 секунд. Таким образом,

общее время роста, как и в случае с эталонным образцом, соответствовало осаждению 2.5 МС материала.

#### 4.2.2. Структурные свойства (In,Mn)As квантовых точек

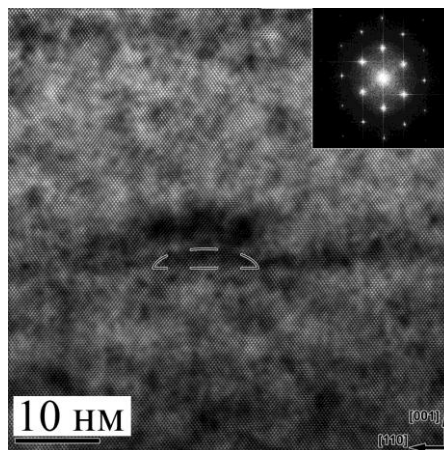
Структурные свойства образцов синтезированных образцов исследовались с помощью просвечивающих электронных микроскопов (ПЭМ) JEOL JEM 2100F и Carl Zeiss Libra 200, при ускоряющем напряжении 200 кВ [Буравлев,2013b]. Образцы для исследований были приготовлены в геометрии поперечного сечения (1-10) с использованием стандартных методов (с помощью механической обработки и последующим распылением на конечном этапе до перфорации пучком  $Ag^+$ -ионов с энергией 4 кэВ под углом  $11^\circ$  к поверхности).

На Рис. 4.3.a приведено изображение образца O1, полученное с помощью ПЭМ. Две широкие полосы со светлым контрастом отображают барьерные слои  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , а тонкая полоса между ними с темным контрастом – псевдоморфный слой и слой с КТ. Из анализа изображения следует, что при росте (In,Mn)AsКТ образовались дефекты упаковки (SF) в плоскостях  $\{111\}$ , представляющие перевернутые четырехгранные пирамиды с вершиной на смачивающем слое InAs. Такие дефекты являются типичными при релаксации внутренних упругих напряжений в структурах с «захороненными» КТ [Sears,2006]. При этом, однако, на изображении не наблюдается типичного контраста связанного с InAsКТ. Поэтому, можно предположить, что именно легирование Mn на заключительном этапе роста КТ привело к образованию дислокаций несоответствия вдоль плоскостей типа  $\{111\}$  от смачивающего слоя InAs по направлению к поверхности структуры (см. Рис. 4.3.a).



**Рис. 4.3.** Темнопольные изображения поперечных сечений (1-10) образцов O1 (а) и O2 (б), полученные в двухлучевых условиях с действующим дифракционным вектором  $g=002$ . [Буравлев,2013b]

В свою очередь, как показали результаты исследований образца O2, полученного путем легирования Mn только центральной части СКТ, в структуре не наблюдается морфологических протяженных дефектов (см. Рис. 4.3.б). На изображении четко видны  $(\text{In,Mn})\text{AsКТ}$  за счет смешанного «химическо»-деформационного контраста. Наблюдаемый контраст является типичным для бездефектных КТ InAs в матрице GaAs [Блохин,2013]. Средняя плотность КТ составляет порядка  $2,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .



**Рис. 4.4.** Изображение одиночной КТ, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии в режиме высокого разрешения в оси зоны [1-10]. На вставке в верхнем правом углу представлено картина Фурье-преобразования изображения. [Буравлев,2013b]

Изображение одиночной (In,Mn)As КТ приведено на Рис. 4.4. Размер основания КТ, определенный из анализа изображения, составляет порядка 13 нм, а высоты - 4 нм. Темный ореол над квантовой точкой может быть связан с деформационным контрастом.

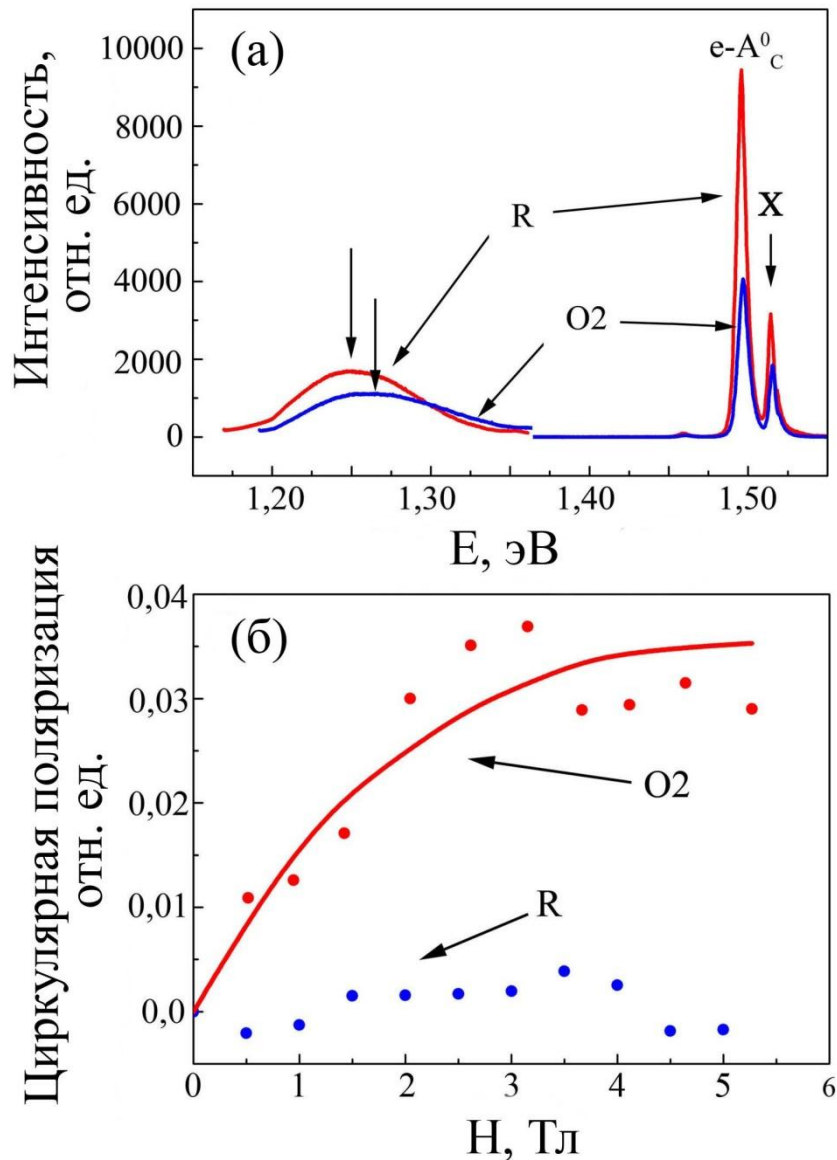
Таким образом, легирование Mn на заключительном этапе роста КТ приводит к образованию дислокаций несоответствия вдоль плоскостей типа  $\{111\}$ , тогда как при селективном легировании Mn центральной части КТ в образце не наблюдается протяженных дефектов структуры.

#### 4.2.3. Оптические свойства (In,Mn)As квантовых точек

Для изучения оптических свойств образцов с КТ, также как и для исследования образцов с (Ga,Mn)As НК использовалась методика ГФЛ (см. 3.3.2.).

Изучение спектров фотолюминесценции образца О1 показало отсутствие излучения из КТ в исследуемом спектральном диапазоне, которое, по-видимому, связано с обнаруженным формированием дефектов упаковки (см. Рис. 4.3.a), приводящих к возникновению канала безизлучательной рекомбинации. Таким образом, формирование подобных КТ не представляет практического интереса.

В свою очередь, спектры ФЛ реперного образца (R) с InAs СКТ и образца О2 с (In,Mn)As КТ представлены на Рис. 4.5.a. Спектральные линии, обозначенные  $e-A_C^0$  и X, связаны с рекомбинацией на мелком акцепторе – углероде (C) в подложке и свободном экситоне в слоях GaAs, соответственно. Широкая спектральная полоса, которая обусловлена излучением InAs КТ образца R, имеет пик в области 1,248 эВ. Сравнение спектров образцов R и О2, показывает, что при легировании Mn, положение максимума линии, связанной с



**Рис. 4.5.**(а) - Спектры фотолюминесценции реперного образца с InAs КТ (R) и образца с (In,Mn)As КТ (O2) полученные при температуре 2 К, а также зависимость их поляризации от магнитного поля – (б).[Буравлев,2013b]

КТ смещается в область больших энергий (см. Рис. 4.5.а). Изучение поляризации фотолюминесценции в магнитном поле показало, что для образца с InAs КТ (R) поляризация близка к нулю, тогда как в случае с (In,Mn)As КТ (O2) наблюдается характерное поведение, которое может быть связано с антиферромагнитным взаимодействием между электронами внутренней  $3d^5$  оболочки Mn связанными дырками [Sarega,2006]. На основе полученных данных, можно сделать вывод о

том, что в случае легирования Mn центральной части КТ, атомы Mn занимают катионные места.

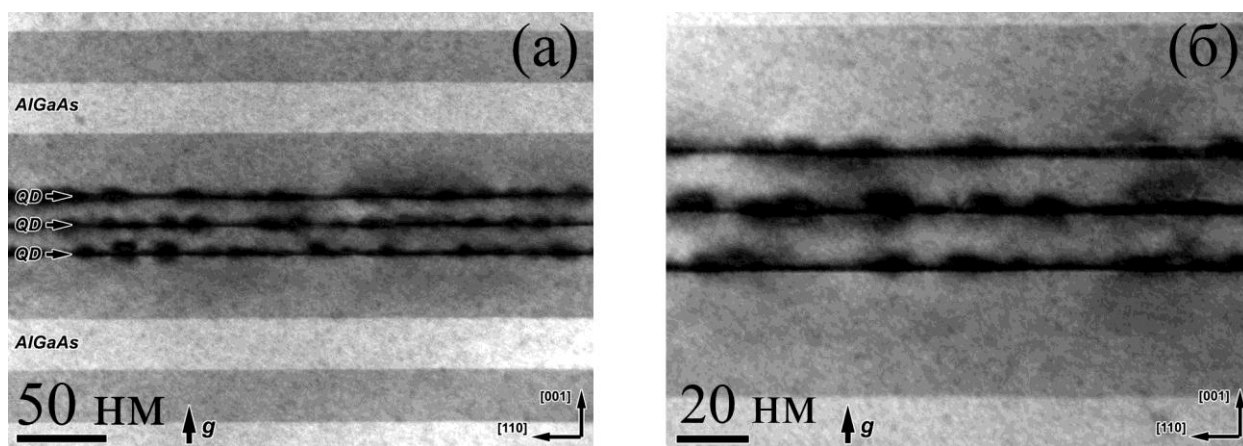
Таким образом, проведенные исследования ФЛ подтвердили данные структурных исследований свидетельствующие о том, что при селективном легировании Mn только центральных частей КТ можно получить наноструктуры обладающие высоким кристаллическим качеством, которые потенциально могут быть использованы для создания новых светоизлучающих устройств спинтроники и оптоэлектроники.

#### **4.2.4. Формирование и свойства многослойных структур с (In,Mn)As квантовыми точками**

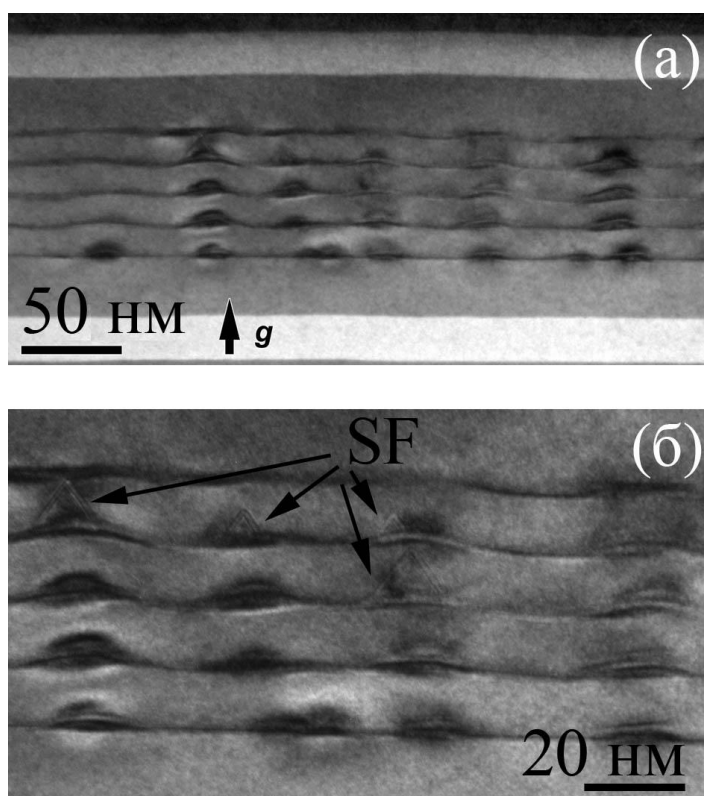
Синтез многослойных структур с (In,Mn)As КТ проводился аналогично методике разработанной для роста образца O2 (см. 4.2.1.) за исключением того, что вместо одного слоя с КТ был произведен синтез 3-х и 5-ти слоев с КТ, разделенных 15 нм слоями спейсера на основе GaAs.

Исследование структурных свойств образцов с 3-мя слоями КТ показали (см. Рис. 4.6.), что они обладают лучшим кристаллическим качеством. На ПЭМ изображении четко видны 3 слоя (In,Mn)As КТ за счет химически чувствительного контраста. Наблюдаемый контраст является типичным для бездефектных КТ типа InAs в матрице GaAs. Расположение КТ в соседних слоях имеет небольшую вертикальную корреляцию. В образце не наблюдается протяженных дефектов, связанных с КТ с рядом расположенными слоями.

В свою очередь, результаты ПЭМ исследований образца с 5-ю слоями (In,Mn)As КТ показали, что во время их роста происходит образование дефектов

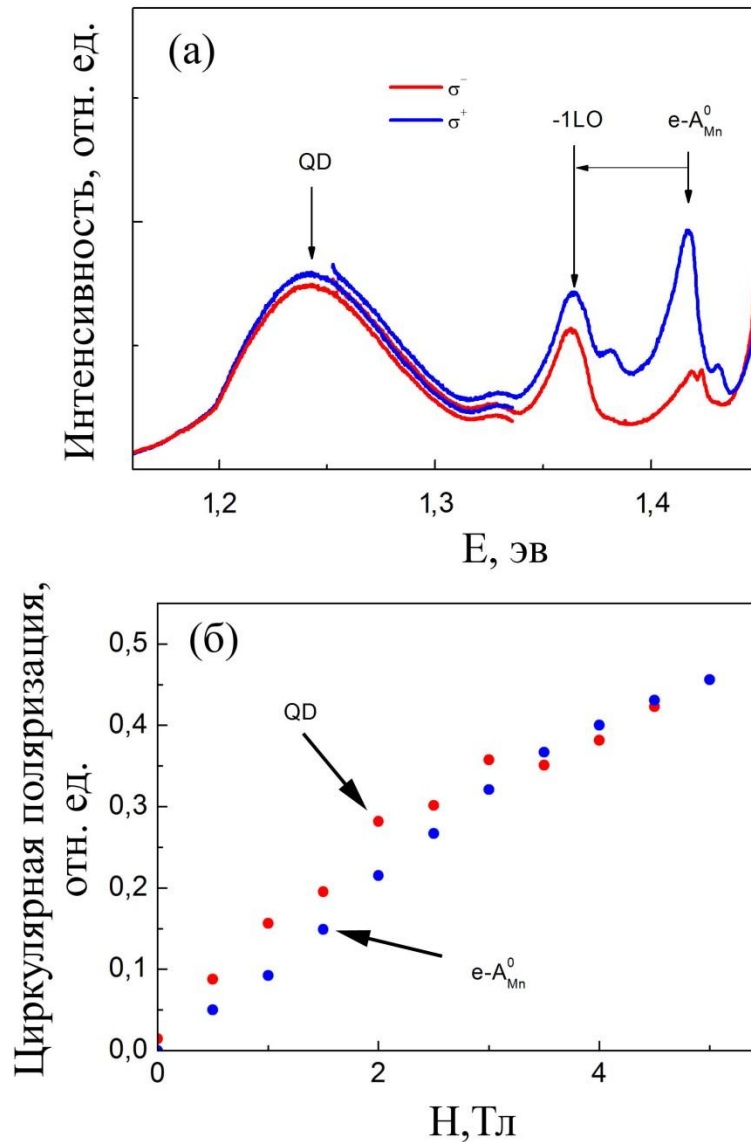


**Рис. 4.6.** ПЭМ изображение образца с 3-мя слоями (In,Mn)AsКТ (а), при большем пространственном разрешении - (б).



**Рис. 4.7.** ПЭМ изображение образца с 5-ю слоями (In,Mn)As КТ (а), при большем пространственном разрешении - (б).





**Рис. 4.8.** (а) - Спектры ФЛ с 3-мя слоями (In,Mn)As КТ, полученные при температуре 3 К, а также зависимость их поляризации от магнитного поля – (б).

упаковки в плоскостях  $\{111\}$  (см. Рис. 4.7.б). Однако, в отличие от дислокаций несоответствия, которые сформировались во время легирования КТ на заключительном этапе роста (см. Рис. 4.3.а), они направлены в противоположном направлении – «от», а не «к» поверхности образца.

Изучение оптических свойств образцов, проведенное с помощью методики ГФЛ (см. 3.3.2.) при температуре 3 К.

Результаты исследования спектров ФЛ образцов с 5-ю слоями квантовых точек не выявило наличие никаких характерных особенностей, связанных с

излучением из КТ, что явилось подтверждением данных ПЭМ (см. Рис. 4.7.), свидетельствующих об образовании дефектов во время роста образца.

В то же время, спектры ФЛ образцов, содержащих 3 слоя (In,Mn)As КТ, которые продемонстрированы на Рис. 4.8.а, выявили наличие спектральных линий, которые характерны не только для излучения из КТ, но и акцепторов Mn, которые встроены на позиции  $G_{AV}$  кристаллической решетке (см. 1.4.2. и 3.3.2.). Следует отметить, что поведение поляризации ФЛ как из КТ, так и  $(e-A^0)$  практически совпадает.

Таким образом, увеличение времени роста образцов, по-видимому, приводит к возникновению обратной диффузии из КТ, которая усиливается со временем роста (или, что более правильно, временем нахождения при повышенных температурах) и, в конечном итоге, приводит к образованию дефектов. Следовательно, для роста структур с большим количеством слоев необходимо снижать температуру роста. При выбранных технологических параметрах, количество слоев не должно превышать трех для получения высококачественных структур.

## Выводы

Сформулируем основные результаты и выводы, полученные в Главе 4:

С помощью метода атомно-силовой микроскопии было обнаружено, что при росте (In,Mn)As квантовых точек на поверхности GaAs(100) диффузионные процессы, связанные с наличием в системе атомов Mn, оказывают существенное влияние на процессы формирования квантовых точек и их структурные свойства.

Установлено, что легирование Mn на заключительном этапе роста КТ приводит к образованию дислокаций несоответствия вдоль плоскостей типа {111}, тогда как при селективном легировании Mn центральной части КТ в образце не наблюдается протяженных дефектов.

Сравнение спектров фотолюминесценции образцов с InAs и (In,Mn)As КТ, полученных путем селективного легирования центральной части, показало, что при использовании Mn, положение максимума линии, связанной с КТ, смещается в область больших энергий. Изучение поляризации фотолюминесценции в магнитном поле показало, что для образца с InAs КТ поляризация близка к нулю, тогда как для образца с (In,Mn)As КТ наблюдается характерное поведение, обусловленное антиферромагнитным взаимодействием между электронами внутренней  $3d^5$  оболочки Mn со связанными дырками. На основе полученных данных был сделан вывод о том, что в случае легирования Mn центральных частей КТ, атомы Mn занимают в кристаллической подрешетке катионные места. Таким образом, проведенные исследования фотолюминесценции подтвердили данные структурных исследований свидетельствующие о том, что при селективном легировании Mn только центральных частей КТ можно получить наноструктуры обладающие высоким кристаллическим качеством, которые потенциально могут быть использованы для создания принципиально новых светоизлучающих устройств спинтроники и оптоэлектроники.

При росте многослойных структур с (In,Mn)As КТ было установлено, что увеличение времени роста образцов, приводит к возникновению обратной диффузии из КТ, которая усиливается со временем роста и, в конечном итоге, приводит к образованию дефектов. Следовательно, для роста структур с большим количеством слоев необходимо снижать температуру роста. При выбранных технологических параметрах, количество слоев не должно превышать трех для получения высококачественных структур.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулируем основные результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы:

1. Показано, что с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии при использовании крекингового источника для получения потока димеров фосфора могут быть синтезированы Ge,  $Mn_2P$ , MnP а также гибридные MnP/InP нитевидные нанокристаллы. Установлено, что роль катализаторов для роста Ge нитевидных нанокристаллов, которые проявляют ферромагнитные свойства вплоть до комнатных температур, играют нанокластеры на основе Mn.
2. Продемонстрировано, что формирование Mn:P ННК происходит благодаря механизмам самоиндуцированного роста. Обнаружено, что MnP ННК могут быть получены при температурах роста до 510°C, которая является оптимальной температурой для подобных наноструктур. При более высокой температуре роста ~ 535°C формируются  $Mn_2P$  ННК, причем как на InP(100), так и на GaAs(111)В подложках.
3. Обнаружен новый метод формирования ННК, при котором источником материала для их роста служит сама подложка. Продемонстрировано, что полученные на основе этого метода образцы с гибридными нитевидными нанокристаллами на основе MnP/InP проявляют ферромагнитные свойства до температур порядка 310К. При этом, в отличие от объемных образцов MnP, для которых наблюдалась 180° симметрия угловых зависимостей ферромагнитного резонанса, обнаружено, что образцы с гибридными MnP/InP ННК проявляют наличие 90° симметрии, что может являться

дополнительным подтверждением формирования анизотропных наноструктур.

4. Продемонстрировано, что использование в качестве катализатора роста Mn позволяет синтезировать нитевидные нанокристаллы на основе разбавленных магнитных полупроводников типа (Ga,Mn)As с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии при условии стабилизации по элементам металлической группы. Установлено, что (Ga,Mn)As ННК, синтезированные при 485°C, обладают кубической кристаллической структурой, а при их росте не происходит сегрегации вторичных фаз внутри и на боковых стенках ННК, несмотря на относительно высокую ростовую температуру.
5. Показано, что при малых потоках мышьяка рост (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов лимитируется скоростью кристаллизации материала под каплей. Однако при больших потоках мышьяка кинетика роста определяется транспортом галлия в каплю. Экспериментально продемонстрировано, что при малых потоках мышьяка зависимость длины от диаметра нитевидного нанокристалла является монотонно возрастающей, хорошо описываемой в рамках модели Гиваргизова-Чернова. В то же время, монотонно убывающая диффузионная зависимость наблюдается при больших потоках мышьяка.
6. Продемонстрировано, что (Ga,Mn)As нитевидные нанокристаллы могут проявлять ферромагнитное упорядочение вплоть до 70 К.
7. Установлено, что при росте ННК атомы Mn занимают катионные позиции в кристаллической решетке. Путем сравнения данных исследований образца с тонкой пленкой на основе (Ga,Mn)As была определена приблизительная концентрация атомов Mn в ННК ( $\sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

8. Продемонстрировано, что возбуждение механических колебаний одиночных (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов и их непосредственная регистрация с помощью растрового электронного микроскопа позволяет определить значение модуля упругости исследуемых нитевидных нанокристаллов. Полученное экспериментально значение модуля Юнга для (Ga,Mn)As ННК составило 40 ГПа.
9. Обнаружено, что температура отжига существенно влияет на свойства электрических контактов, которые могут быть созданы с помощью электронно-лучевой литографии, к одиночным (Ga,Mn)As ННК. Установлено, что оптимальной температурой отжига является 160°C. Аппроксимация результатов измерений вольт-амперных характеристик позволила оценить как степень легирования полученных ННК ( $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), так и значение подвижности носителей заряда в ННК  $\sim 160 \cdot \text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .
10. Обнаружено, что при росте (In,Mn)As квантовых точек на поверхности GaAs(100) диффузионные процессы, связанные с наличием в системе атомов Mn, оказывают существенное влияние на процессы формирования квантовых точек и их структурные свойства.
11. Показано, что метод эпитаксиального выращивания магнитных квантовых точек, основанный на селективном легировании атомами Mn их центральных частей, позволяет получить структуры с высоким кристаллическим качеством. Продемонстрировано, что при использовании этого метода для роста (In,Mn)As квантовых точек, они проявляют поведение поляризации фотолюминесценции в магнитном поле, обусловленное антиферромагнитным взаимодействием между электронами внутренней  $3d^5$  оболочки Mn со связанными дырками, вследствие занятия атомами Mn в кристаллической подрешетке катионных мест.

**Список условных обозначений сокращений**

АСМ: атомно-силовая микроскопия

ГФЛ: горячая фотолюминесценция (метод)

ГФЭМО: химическое осаждение из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений

ДБЭО: дифракция быстрых электронов на отражение (метод)

КТ: квантовые точки

МКТ: магнитные квантовые точки

ММКН: металлические магнитные квазиодномерные наноструктуры

МПЭ: молекулярно-пучковая эпитаксия

ННК: нитевидные нанокристаллы

НТ: низкотемпературный (режим роста)

ПЖК: пар-жидкость-кристалл

ПЭМ: просвечивающая электронная микроскопия

ПЭМСР: просвечивающая электронная микроскопия сверхвысокого разрешения

РМП: разбавленные магнитные полупроводники

РЭМ: растровая электронная микроскопия

СКВИД: сверхпроводящий квантовый интерферометр (магнитометр)

СПЭМ: сканирующая просвечивающая электронная микроскопия

ФЛ: фотолюминесценция

ФМР: ферромагнитный резонанс

ЭЛЛ: электронно-лучевая литография

EDX: энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия

IPA: изопропиловый спирт

МВІС: метил изобутилкетон

МFC: регулятор массового расхода (массовый расходомер газа)

PMMA: полиметилметакрилат (электронный резист)



TBP: трибутилфосфин

SF: дефект упаковки

## СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- Агринская Н.В.** Виртуальный переход Андерсона в узкой примесной зоне легированных слоев p-GaAs/AlGaAs/ Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Д.С. Полоскин// Письма в ЖЭТФ.- **2007**.-Т. 85 (3).- С. 202-207.
- Алексеев П.А.** Определение модуля Юнга нанопроводов GaAs, наклонно растущих на подложке/ П.А. Алексеев, М.С. Дунаевский, А.В. Стовпяга, М. Lersa, А.Н. Титков// ФТП.-**2012**.- Т. 46.- С. 659-664.
- Баграев Н.Т.** Квантованная проводимость в кремниевых квантовых проволоках/ Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, В. Гельхофф, В.К. Иванов, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шелых// ФТП.- **2002**.- Т. 36(4).- С. 462-482.
- Бережкова Г.В.** Нитевидные кристаллы/ Г.В. Бережкова// Изд. «Наука».- **1969**.- Москва.
- Блохин С.А.** Оптическая анизотропия квантовых точек InGaAs/ С.А. Блохин, А.М.Надточий, А.А. Красивичев, Л.Я. Карачинский, А.П. Васильев, В.Н. Неведомский, М.В. Максимов, Г.Э. Цырлин, А.Д. Буравлев, Н.А. Малеев, А.Е. Жуков, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов// ФТП.-**2013**.- Т. 47.- С. 87-91.
- Буравлев А.Д.** Локализация и баллистический транспорт носителей тока в кремниевых наноструктурах// дисс. к.ф.-м.н. ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Санкт-Петербург. -**2002**.
- Буравлев А.Д.** Формирование (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов и изучение их магнитных свойств/ А.Д. Буравлев, Г.Э. Цырлин, В.В. Романов, Н.Т. Баграев, Е.С. Брилинская, Н.А. Лебедева, С.В. Новиков, Н. Lipsanen, В.Г. Дубровский// ФТП.-**2012**.- Т. 46. С. 188-193.
- Буравлев А.Д.** Молекулярно-пучковая эпитаксия (Ga,Mn)As нитевидных кристаллов на поверхности GaAs(100)/ А.Д. Буравлев, Г.О. Абдрашитов, Г.Э. Цырлин// ПЖТФ.- **2012а**.- Т.38.- С. 78-83.

- Буравлев А.Д.** Исследование процессов формирования самоупорядоченных квантовых точек на основе (In,Mn)As/ А.Д. Буравлев, А.А. Зайцев, П.Н. Брунков, В.Ф. Сапега, А.И. Хребтов, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, В.М. Устинов// ПЖТФ.-**2012b**.-Т. 38.- С. 21-27.
- Буравлев А.Д.** Исследование фотоэлектрических свойств массивов нитевидных нанокристаллов GaAs:Be/ А.Д. Буравлев, Д.В. Безнасюк, Е.П. Гильштейн, М. Tchernycheva, A. De Luna Bugallo, L. Rigutti, L. Yu, Yu. Proskuryakov, И.В. Штром, М.А. Тимофеева, Ю.Б. Самсоненко, А.И. Хребтов, Г.Э. Цырлин // ФТП.- **2013**.- Т. 47.- С. 797-801.
- Буравлев А.Д.** Новый метод определения модуля Юнга (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов с помощью растрового электронного микроскопа/ А.Д. Буравлев, Н.В. Сибирев, Д.В. Безнасюк, N.Lebedeva, S.Novikov, H. Lipsanen, Г.Э. Цырлин// ФТТ.-**2013a**.- Т. 55.- С. 2118-2122.
- Буравлев А.Д.** Квантовые точки (In,Mn)As: синтез методом молекулярно-пучковой эпитаксии и оптические свойства/ А.Д. Буравлев, В.Н. Неведомский, Е.В. Убийвовк, В.Ф. Сапега, А.И. Хребтов, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов// ФТП.-**2013b**.-Т. 47.- С. 1033-1036.
- Буравлев А.Д.** Исследование электрических свойств одиночных (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов/ А.Д. Буравлев, Н.В. Сибирев, Е.П. Гильштейн, П.Н. Брунков, И.С. Мухин, М. Tchernycheva, А.И. Хребтов, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин// ФТП.- **2014**.- Т. 48.- С.- 358-363.
- Гантмахер В.Ф.** Электроны в неупорядоченных средах/ В.Ф. Гантмахер// Изд. «Физматлит».-**2013**.- Москва.
- Гиваргизов Е.И.** Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара/ Е.И. Гиваргизов//Изд. «Наука».-**1977**.- Москва.
- Гиваргизов Е.И.** Кристаллические вискеры и наноострия/ Е.И. Гиваргизов// Природа.- **2003**.- Т. 11.- С. 20-25.
- Грюнберг П.А.** От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее/ Грюнберг П.А.// УФН.- **2008**.- Т. 178 (12).- С.1349-1358.

- Демиховский В.Я.** Квантовые ямы, нити, точки. Что это такое/ В.Я. Демиховский// СОЖ.- 1997.- Т. 5.- С. 80-86.
- Дубровский В.Г.** Кинетическая модель роста нанометровых нитевидных кристаллов по механизму «пар-жидкость-кристалл/ В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Г.Э. Цырлин// ПЖТФ.- 2004.- Т. 30 (16).- С. 41-50.
- Дубровский В.Г.** О роли поверхностной диффузии адатомов при формировании нанометровых нитевидных кристаллов/ В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Р.А. Сурис, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, М. Tchernycheva, J.C. Harmand// ФТП.- 2006.- Т. 40 (9).- 1103-1110.
- Дубровский В.Г.** Нуклеация на боковой поверхности и ее влияние на форму нитевидных нанокристаллов/ В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, J.C. Harmand// ФТП.-2007.- Т. 41.- С. 1257-1264.
- Дубровский В.Г.** Теория формирования эпитаксиальных наноструктур/ В.Г. Дубровский// Изд. Физматлит.- 2009.- Москва.
- Дубровский В.Г.** Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы: синтез, свойства, применения/ В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов// ФТП.- 2009а.-Т. 43 (12).- 1585-1628.
- Дубровский В.Г.** Физические следствия эквивалентности условий стационарного роста нитевидных нанокристаллов и нуклеации на тройной линии/ В.Г. Дубровский// ПЖТФ.- 2011.- Т. 37.- С. 1-11.
- Екимов А.И.** Квантовый размерный эффект в трехмерных микрокристаллах полупроводников/ А.И. Екимов, А.А. Онущенко// Письма в ЖЭТФ.- 1981.- Т. 34 (6).- С. 363-366.
- Жуков А.Е.** Современные инжекционные лазеры/ А.Е. Жуков, М.В. Максимов// Изд. Политехнического университета.- 2009.- Санкт-Петербург.
- Захарченя Б.П.** Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику/ Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев// УФН.- 2005.- 175 (6).- С. 629-635.
- Карлик И.Я.** Намагничивание дырок на акцепторах и поляризация горячей фотолюминесценции в кристаллах GaAs-Mn/ И.Я. Карлик, И.А.

- Меркулов, Д.Н. Мирлин, Л.П. Никитин, В.И. Перель, В.Ф. Сапега// ФТТ.-  
1982.- Т. 24.- С. 3550-3557.
- Карпов С.В.** Особенности спектров рамановского рассеяния нитевидных кристаллов на основе соединений АЗВ5/ С.В. Карпов, Б.В. Новиков, М.Б. Смирнов, В.Ю. Давыдов, А.Н. Смирнов, И.В. Штром, Г.Э. Цырлин, А.Д. Буравлев, Ю.Б. Самсоненко// ФТТ.-2011.- Т. 53.- С. 1359-1366.
- Красовский В.П.** Термоэлектрические свойства фосфидов марганца/ В.П. Красовский, И.Г. Факидов// ФММ.-1959.- Т. 7.- С. 477-478.
- Кусраев Ю.Г.** Спинтроника / Ю.Г. Кусраев// УФН.- 2010.- Т. 180 (7).- С. 759-773.
- Ландау Л.Д.** Теория упругости/ Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц// Наука.-1987.- Москва.
- Леденцов Н.Н.** Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры/ Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг// ФТП.- 1998.- Т. 32 (4).- С. 385-409.
- Ляпилин И.И.** Узкощелевые полумагнитные полупроводники / И.И. Ляпилин, И.М. Цидильковский// УФН.- 1985.- Т. 146 (1).- С. 35-72.
- Мамутин В.В.** Разработка физических основ молекулярно - пучковой эпитаксии для создания полупроводниковых наноструктур и ВТСП соединений// дисс. д.ф.-м.н. ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Санкт-Петербург. -2011.
- Моргунов Р.Б.** Спиновая динамика в наноструктурах магнитных полупроводников/ Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев// ФТТ.- 2009.- Т. 51 (10).- С. 1873-1889.
- Нагаев Э.Л.** Физика магнитных полупроводников/ Э.Л. Нагаев// Изд. «Наука».- 1979.- Москва.
- Нагаев Э.Л.** Магнитные полупроводники/ Э.Л. Нагаев// Природа.- 1982.- Т. 10.- С. 8-17.
- Нагаев Э.Л.** Избранные труды/ Э.Л. Нагаев// Изд. «Физматлит».- 2004.- Москва.
- Небольсин В.А.** Роль поверхностной энергии при кристаллизации кремния по механизму пар-жидкость-кристалл/ В.А. Небольсин, А.А. Щетинина// Неорг. Матер.-2003.- Т. 39.- С. 1050-1055.

- Самсоненко Ю.Б.** Исследование процессов самокаталитического роста GaAs нитевидных кристаллов на модифицированных поверхностях Si(111), полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии/ Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин, А.И. Хребтов, А.Д. Буравлев, Н.К. Поляков, В.П. Улин, В.Г. Дубровский, P.Werner// ФТП.- **2011**.- Т. 45 (4).
- Сибирёв Н.В.** О диффузионных длинах адатомов Ga на поверхности AlAs(111) и GaAs(111)/ Н.В. Сибирёв, В.Г. Дубровский, Е.Б. Аршанский, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, В.М. Устинов// ЖТФ.-**2009**.- Т. 79.- С. 142-145.
- Сибирёв Н.В.** Поверхностная энергия и кристаллическая структура нитевидных нанокристаллов полупроводниковых соединений III-V/ Н.В. Сибирёв, М.А. Тимофеева, А.Д. Большаков, М.В. Назаренко, В.Г. Дубровский// ФТТ.-**2010**.- Т. 52.- С. 1428-1434.
- Сибирев Н.В.** Влияние потока мышьяка при молекулярно-пучковой эпитаксии самокаталитических нитевидных нанокристаллов (Ga,Mn)As/ Н.В. Сибирев, А.Д. Буравлев, Ю.М. Трушков, Д.В. Безнасюк, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин// ФТП.- **2013**.- Т. 47 (10).- С. 1425-1430.
- Сошников И.П.** Исследование основных закономерностей формирования массивов нитевидных нанокристаллов GaAs методом магнетронного осаждения/ И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, А.В. Веретеха, А.Г. Гладышев, В.М. Устинов// ФТТ.- **2006**.- Т. 48 (4).- С. 737-741.
- Сошников И.П.** Особенности картин электронной дифракции нитевидных нанокристаллов GaAs, выращенных на подложках Si (100) и (111) методом молекулярно-пучковой эпитаксии/ И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, В.В. Неведомский, Ю.Б. Самсоненко, В.М. Устинов// ФТТ.- **2007**.- Т. 49.- С. 1373-1377.
- Сошников И.П.** Формирование упорядоченных нитевидных нанокристаллов GaAs с помощью электронной литографии/ И.П. Сошников, Дм.Е. Афанасьев, Г.Э. Цырлин, В.А. Петров, Е.М. Танклевская, Ю.Б.

- Самсоненко, А.Д. Буравлев, А.И. Хребтов, В.М. Устинов// ФТП.- **2011**.- Т. 45 (6).- С. 840-846.
- Тавгер Б.Л.** Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках/ Б.Л. Тавгер, В.Я. Демиховский// УФН.- **1968**.- Т. 96 (1).- С. 61-86.
- Факидов И.Г.** Гальваномагнитные свойства фосфидов марганца/ И.Г. Факидов, В.П. Красовский// ФММ.-**1959**.- Т. 7.- С. 302-304.
- Ферт А.** Происхождение, развитие и перспективы спинтроники/ Ферт А.// УФН.- **2008**.- Т. 178 (12).- С. 1336-1348.
- Цидильковский И.М.** Бесщелевые полумагнитные полупроводники HgFeSe/ И.М. Цидильковский// ФТП.- **1990**.- Т. 24 (4).- С. 593-609.
- Цырлин Г.Э.** Диффузионный механизм роста нановискеров GaAs и AlGaAs в методе молекулярно-пучковой эпитаксии/ Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, И.П. Сошников, Ю.Б. Самсоненко, А.А. Тонких, В.М. Устинов// ФТП.- **2005**.- Т. 39 (5).- С. 587-594.
- Akopian N.** Entangled Photon Pairs from Semiconductor Quantum Dots/ N. Akopian, N.H. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, J. Avron, D. Gershoni, B.D. Gerardot, P.M. Petroff// Phys. Rev. Lett.- **2006**.- V. 96.- 130501.
- Anderson P.W.** Absence of diffusion in certain random lattices/ P.W. Anderson// Phys. Rev.-**1958**.- V. 109(5).- P. 1492-1505.
- Anderson P.W.** New approach to the theory of superexchange interaction// Phys. Rev. – **1959**-V.-115.-P.1-13.
- Anderson P.W.** The Resonating Valence Bond State in La<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> and Superconductivity/ P.W. Anderson// Science.-**1987**.- V. 235.- P. 1196-1198.
- Ando K.** Origin of the Anomalous Magnetic Circular Dichroism Spectral Shape in Ferromagnetic Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As: Impurity Bands inside the Band Gap/ K. Ando, H. Saito, K.C. Agarwal, M.C. Debnath, V. Zayets// Phys. Rev. Lett.- **2008**.- V. 100.- 067204.
- Averkiev N.S.** Influence of uniaxial deformation on the Mn impurity photoluminescence band in GaAs/ N.S. Averkiev, A.A. Gutkin, N.M.

- Kolchanova, M.A. Reshchikov// Sov. Phys. Semicond.-**1984**.- V. 18.- P. 1019-102.
- Averkiev N.S.** Role of the exchange interaction in piezospectroscopic effects associated with Mn centers in GaAs/ N.S. Averkiev, A.A. Gutkin, E.B. Osipov, M.A. Reshchikov, Sov. Phys. Semicond.-**1987**.- V. 21.- P. 1119-1123.
- Baibich M.N.** Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices/ M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas/ Phys. Rev. Lett.- **1988**.- V. 61.- P. 2472-2475.
- Barns R.L.** Whisker Crystals of Gallium Arsenide and Gallium Phosphide Grown by the Vapor-Liquid-Solid Mechanism/ R.L. Barns, W.C. Ellis// J. Appl. Phys.- **1965**.- V. 36 (7).- P. 2296-2301.
- Basu D.** Optical Polarization Modulation and Gain Anisotropy in an Electrically Injected Spin Laser/ D. Basu, D. Saha, P. Bhattacharya// Phys. Rev. Lett.- **2009**.- V. 102.- 093904.
- Beam III E.A.** The use of tertiarybutylphosphine and tertiarybutylarsine for the metalorganic molecular beam epitaxy of the  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  and  $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}/\text{GaAs}$  materials systems/ E.A. Beam III, T.S. Henderson, A.C. Seabaugh, J.Y. Yang// J. Cryst. Growth.-**1992**.- V. 116.- P. 436-446.
- Becerra C.C.** Line of multicritical Lifshitz points in the phase diagram of MnP/ C.C. Becerra, H.J. Brumatto, N.F. Oliveira// Phys. Rev. B.-**1996**.- V. 54.-P. 15997-16002.
- Benoit C.** Free Magnetic Polarons in Three, Quasi-Two, and Quasi-One Dimensions/ C. Benoit, À La Guillaume// Phys. Stat. Sol.(b).-**1993**.- V.175.- P. 369-380.
- Berciu M.** Effects of Disorder on Ferromagnetism in Diluted Magnetic Semiconductors/ M. Berciu, R.N. Bhatt// Phys. Rev. Lett.-**2011**.- V. 87.- 107203.
- Bertness K.A.** Spontaneously grown GaN and AlGaN nanowires/ K.A. Bertness, A. Roshko, N.A. Sanford, J.M. Barker, A. Davydov// J. Cryst. Growth.-**2006**.- V. 287.- P. 522-527.



- Besombes L.** Probing the Spin State of a Single Magnetic Ion in an Individual Quantum Dot./ L. Besombes, Y. Leger, L. Maingault, D. Ferrand, H. Mariette, J. Cibert// Phys. Rev. Lett.- **2004**.- V. 93.- 207403.
- Besombes L.** Carrier-induced spin splitting of an individual magnetic atom embedded in a quantum dot/ L. Besombes, Y. Leger, L. Maingault, D. Ferrand, H. Mariette, J. Cibert// Phys. Rev.- **2005**.-V. 71.- 161307(R).
- Bimberg D.** Quantum dot lasers: breakthrough in optoelectronics/ D. Bimberg, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, B.V. Volovik, A.F. Tsatsul'nikov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov// Thin Solid Films.-**2000**.- V. 367.- P. 235-249.
- Binasch G.** Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn// Phys. Rev.- **1989**.- V. 39.- P. 4828-4830.
- Blinowski J.** Spin interactions of interstitial Mn ions in ferromagnetic GaMnAs/ J. Blinowski, P. Kacman// Phys. Rev.-**2003**.- V. 67.- 121204(R).
- Bloemers Ch.** Hall effect measurements on InAs nanowires/ Ch. Bloemers, T. Grap, M.I. Lepsa, J. Moers, St. Trelenkamp, D. Gruetzmacher, H. Lueth, Th. Schapers// Appl. Phys. Lett.-**2012**.- V. 101.- 152106.
- Borschel C.** A New Route toward Semiconductor Nanospintronics: Highly Mn-Doped GaAs Nanowires Realized by Ion-Implantation under Dynamic Annealing/ C. Borschel, M.E. Messing, M.T. Borgstrom, W. Paschoal, J. Wallentin, S. Kumar, K. Mergenthaler, K. Deppert, C.M. Canali, H. Pettersson, L. Samuelson, C. Ronning// Nano Lett. - **2011**.- V. 11.- P. 3935-3940.
- Bouravleuv A.D.** Self-assembled nanowhiskers grown by MBE on InP(001) surface/ A.D. Bouravleuv, K. Minami, T. Ishibashi, K. Sato// Phys. Stat. Sol. (a).- **2006**. – V. 203. –P. 2793-2799.
- Bouravleuv A.D.** MBE growth and characterization of MnP and Ge nanowhiskers/ A.D. Bouravleuv, K. Minami, Y. Sato, T. Ishibashi, K. Sato// Proc. of the 28th

Int. Conf. on the Physics of Semiconductors (ICPS28), Vienna, Austria. Ed. by W. Jantsch and F. Schaffler. AIP Conf. Proceed.-**2006a**.- V. 93.-P. 57-58.

**Bouravleuv A.D.** Magnetic properties of MnP nanowhiskers grown by MBE/ A.D. Bouravleuv, S. Mitani, R.M. Rubinger, M.C. do Carmo, N.A. Sobolev, T. Ishibashi, A. Koukitu, K. Takanashi, K. Sato// Physica E.-**2008**.- V. 40.- P. 2037-2039.

**Bouravleuv A.D.** MBE fabrication of  $Mn_xP$  nanowhiskes/ A.D. Bouravleuv, H Sosiati, T Ishibashi, N Kuwano, K Sato// Proc, of the Int. Conf. on Nano Science and Technology (ICN+T 2007), Stockholm, Sweden, J. of Phys.: Conf. Series.- **2008a**.- V. 100.- 052052.

**Bouravleuv A.D.** Influence of substrate temperature on the shape of GaAs nanowires grown by Au-assisted MOVPE/ A.D. Bouravleuv, N.V. Sibirev, G. Statkute, G.E. Cirlin, H. Lipsanen, V.G. Dubrovskii// J. Cryst. Growth.- **2010**.- V. 312.- P. 1676–1682.

**Bouravleuv A.** Ferromagnetic (Ga,Mn)As nanowires grown by Mn-assisted MBE/ A. Bouravleuv, G. Cirlin, V. Sapega, P. Werner, A. Savin, H. Lipsanen// J. Appl. Phys.-**2013**.- V. 113. - 144303.

**Bryllert T.** Vertical wrap-gated nanowire transistors/ T. Bryllert, L. Wernersson, T. Lowgren, L. Samuelson// Nanotechnology.-**2006**.- 17 (11).- P. 227-S230.

**Burch K.S.** Impurity Band Conduction in a High Temperature Ferromagnetic Semiconductor/ K.S. Burch, D.B. Shrekenhamer, E.J. Singley, J. Stephens, B.L. Sheu, R.K. Kawakami, P. Schiffer, N. Samarth, D.D. Awschalom, D.N. Basov// Phys. Rev. Lett.- 2006.- V. 97.- 087208.

**Burch K.S.** Optical properties of III-Mn-V ferromagnetic semiconductors/ K.S. Burch, D.D. Awschalom, D.N. Basov// J. Magn. Magn. Mater.-**2008**.- V.320.- P. 3207–3228.

**Calabri L.** Resonance of curved nanowires/ L. Calabri, N. Pugno, W. Ding, R.S. Ruoff// J. Phys.: Cond. Matt.-**2006**.- V. 18.- P. S2175-S2183.

- Campion R.P.** High-quality GaMnAs films grown with arsenic dimers/ R.P. Campion, K.W. Edmonds, L.X. Zhao, K.Y. Wang, C.T. Foxon, B.L. Gallagher, C.R. Staddon/ *J. Cryst. Growth.*-**2003**.- V. 247.- P. 42–48.
- Casadei A.** Doping incorporation paths in catalyst-free Be-doped GaAs nanowires/ A. Casadei, P. Krogstrup, M. Heiss, J. A. Röhr, C. Colombo, T. Ruelle, S. Upadhyay, C. B. Sørensen, J. Nygård, A. Fontcuberta i Morral// *Appl. Phys. Lett.*-**2013**.- V. 102. - 013117.
- Çelebi C.** Surface Induced Asymmetry of Acceptor Wave Functions/ C. Çelebi, J.K. Garleff, A.Yu. Silov, A.M. Yakunin, P.M. Koenraad, W. Van Roy, J.-M. Tang, M.E. Flatté// *Phys. Rev. Lett.* – **2010**.- V.104.- 086404.
- Chatillon C.** Thermodynamics of GaAs nanowire MBE growth with gold droplets/ C. Chatillon, F. Hodaj, A. Pisch// *J. Cryst. Growth.*-**2009**.- V. 311. P. 3598-3608.
- Chen C.Q.** Size Dependence of Young’s Modulus in ZnO Nanowires/ C.Q. Chen, Y. Shi, Y.S. Zhang, J. Zhu, Y.J. Yan// *Phys. Rev. Lett.*-**2006**.-V. 96.- 075505.
- Chen Y.F.** Room-temperature ferromagnetism in self-assembled (In,Mn)As quantum dots/ Y.F. Chen, J.H. Huang, W.N. Lee, T.S. Chin, R.T. Huang, F.R. Chen, J.J. Kai, H.C. Ku// *Appl. Phys. Lett.*- **2007**.- V. 90.- 022505.
- Chen I-J.**Size Effects on Thermal Treatments and Room-Temperature Ferromagnetism in High-Vacuum Annealed ZnCoO Nanowires/ I-J.Chen, Y.-C.Ou, Z.-Y.Wu, F.-R.Chen, J.-J.Kai, J.-J.Lin, W.-B. Jian// *J. Phys. Chem.*-**2008**.- V. 112.- P. 9168–9171.
- Chen W.** Boron distribution in the core of Si nanowire grown by chemical vapor deposition/ W. Chen, V.G. Dubrovskii, X. Liu, T. Xu, R. Lardé, J.P. Nys, B. Grandidier, D. Stiévenard, G. Patriarche, P. Pareige// *J. Appl. Phys.*-**2012**.- V. 111.- 094909.
- Chiba D.D.** Magnetization vector manipulation by electric fields/ Chiba D. D., M. Sawicki, Y. Nishitani, Y. Nakatani, F. Matsukura, H. Ohno// *Nature*- **2008**.- V.- 455.-P.515-518.
- Chuang S.** Nanowire Transistors/ S. Chuang, Q. Gao, R. Kapadia, A.C. Ford, J. Guo, A. Javey// *Nano Lett.*- **2013**.- V. 13.- P. 555-558.

- Cirlin G.E.** Critical diameters and temperature domains for MBE growth of III–V nanowires on lattice mismatched substrates/ G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, Yu.B. Samsonenko, A.D. Bouravleuv, J.C. Harmand, F. Glas// *Phys. Stat. Sol. RRL.*-**2009.**-V. 3.-P. 112-114.
- Cirlin G.E.** Photovoltaic Properties of p-Doped GaAs Nanowire Arrays Grown on n-Type GaAs(111)B Substrate/ G.E. Cirlin, A.D. Bouravleuv, I.P. Soshnikov, Yu.B. Samsonenko, V.G. Dubrovskii, E.M. Arakcheeva, E.M. Tanklevskaya, P. Werner// *Nanoscale Res. Lett.*-**2010.**- V.-5 (2).- P. 360-363.
- Cirlin G.E.** Self-catalyzed, pure zincblende GaAs nanowires grown on Si(111) by molecular beam epitaxy/ G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, Yu.B. Samsonenko, A.D. Bouravleuv, K. Durose, Y.Y. Proskuryakov, Budhikar Mendes, L. Bowen, M.A. Kaliteevski, R.A. Abram, Dagou Zeze// *Phys. Rev. B.*-**2010a.**-V. 82.- 035302.
- Claudon J.** A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire/ J. Claudon, J. Bleuse, N. Singh Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne, J.-M. Gérard// *Nature Photon.*-**2010.**- V. 4.- P. 174-177.
- Consonni V.** Nucleation mechanisms of self-induced GaN nanowires grown on an amorphous interlayer/ V. Consonni, M. Hanke, M. Knelangen, L. Geelhaar, A. Trampert, H. Riechert// *Phys. Rev. B.*-**2011.**- V. 83.- 035310.
- Consonni V.** Physical origin of the incubation time of self-induced GaN nanowires/ V. Consonni, A. Trampert, L. Geelhaar, H. Riechert// *Appl. Phys. Lett.* – **2011a.**- V. 99.- 033102.
- Datta S.** Electronic analog of the electrooptic modulator/ S. Datta, B. Das// *Appl. Phys. Lett.*-**1990.**- V.- 56.- P.665-667.
- De Boeck J.** Nanometer-scale magnetic MnAs particles in GaAs grown by molecular beam epitaxy/ J. De Boeck, R. Oesterholt, A. Van Esch, H. Bender, C. Bruynseraede, C. Van Hoof, G. Borghs// *Appl. Phys. Lett.*-**2006.**- V. 68.- P. 2744-2746.

- DeGrave J.P.** A General Method To Measure the Hall Effect in Nanowires: Examples of FeS<sub>2</sub> and MnSi/ J.P. DeGrave, D. Liang, S. Jin// Nano Lett.-**2013**.-V. 13.- P. 2704–2709.
- Dick K.A.** Synthesis of branched ‘nanotrees’ by controlled seeding of multiple branching events/ K.A. Dick, K. Deppert, M.W. Larsson, T. Martensson, W. Seifert, L.R. Wallenberg, L. Samuelson// Nature.- **2004**.- V. 3.- P. 380-384.
- Dick K.A.** Failure of the Vapor-Liquid-Solid Mechanism in Au-Assisted MOVPE Growth of InAs Nanowires/ K.A. Dick, K. Deppert, T. Mårtensson, B. Mandl, L. Samuelson, W. Seifer// Nano Lett.-**2005**.-V. 5.- P. 761-764.
- Dick K.A.** Height-controlled nanowire branches on nanotrees using a polymer mask/ K.A. Dick, K. Deppert, M.W. Larsson, W. Seifert, L.R. Wallenberg, L. Samuelson// Nanotechnology.- **2007**.- V. 18.- 035601.
- Dietl T.** Free carrier-induced ferromagnetism in structures of diluted magnetic semiconductors/ T. Dietl// Phys. Rev. B.-**1977**. –V.- 55.- P. 3347–3350.
- Dietl T.** Ferromagnetic semiconductors/ T. Dietl// Semicond. Sci. Technol.-**2002**.- V.- 17.- P. 377-392.
- Dietl T.** A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides/ T. Dietl// Nature Mater. – **2010**.- V.-9.- P.965-974.
- Dietl T.** Dilute ferromagnetic semiconductors: physics and spintronic structures/ T. Dietl, H. Ohno// arXiv. – **2013**.- 1307.3429v2.
- Dikin D.A.** Resonance vibration of amorphous SiO<sub>2</sub> nanowires driven by mechanical or electrical field excitation/ D.A. Dikin, X. Chen, W. Ding, G. Wagner, R.S. Ruoffa// J. Appl. Phys.-**2003**.- V. 93.- P. 226-230.
- Ding W.** Mechanics of crystalline boron nanowires/ W. Ding, L. Calabri, X. Chen, K.M. Kohlhaas, R.S. Ruoff// Comp. Sci. Tech.-**2006**.- V. 66. P. 1112-1124.
- Dmytriiev O.** Static and dynamic magnetic properties of densely packed magnetic nanowire arrays/ O. Dmytriiev, U.A. S. Al-Jarah, P. Gangmei, V.V. Kruglyak, R.J. Hicken, B.K. Mahato, B. Rana, M. Agrawal, A. Barman, M. Mátéfi-Tempfli, L. Piraux// Phys. Rev.-**2013**.-V. 87.- 174429.

- Dobrowolska M.M.** Controlling the Curie temperature in (Ga,Mn)As through location of the Fermi level within the impurity band/ Dobrowolska, K. Tivakornsasithorn, X. Liu, J.K. Furdyna, M. Berciu, K. M. Yu, W. Walukiewicz// *Nature Mater.*- 2012.- V.-11.- P. 444-449.
- Dubrovskii V.G.** Diffusion-induced growth of GaAs nanowiskers during molecular beam epitaxy: Theory and experiment/ V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, I.P. Soshnikov, A.A. Tonkikh, N.V. Sibirev, Yu.B. Samsonenko, V.M. Ustinov// *Phys. Rev. B.*-**2005**.- V. 71.- 205325.
- Dubrovskii V.G.** General form of the dependences of nanowire growth rate on the nanowire radius/ V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev// *J. Cryst. Growth.* – **2007**.- V.-304.- P. 504-513.
- Dubrovskii V.G.** Growth kinetics and crystal structure of semiconductor nanowires/ V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, J.-C. Harmand, F. Glass// *Phys. Rev. B.*-**2008**.- V. 78.- 235301.
- Dubrovskii V.G.** Role of nonlinear effects in nanowire growth and crystal phase/ V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, A.D. Bouravleuv, Yu.B. Samsonenko, D.L. Dheeraj, H.L. Zhou, C. Sartel, J.C. Harmand, G. Patriarche, F. Glas// *Phys. Rev. B.*-**2009**.-V. 80.- 205305.
- Dubrovskii V.G.** New Mode of Vapor–Liquid–Solid Nanowire Growth/ V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, N.V. Sibirev, F. Jabeen, J.C. Harmand, P. Werner// *Nano Lett.*-**2011**.- V. 11.- P. 1247-1253.
- Efros A.L.** Paramagnetic Ion-Doped Nanocrystal as a Voltage-Controlled Spin Filter/ A.L. Efros, E.I. Rashba, M. Rosen// *Phys. Rev. Lett.*-**2011**.- V. 87.- 206601.
- Ekimov A.I.** Quantum size effect in semiconductor microcrystals/ A.I. Ekimov, A.L. Efros, A.A. Onushchenko// *Sol. St. Comm.*- **1985**.- V.-56.- P. 921-924.
- Fert A.** Magnetic nanowires/ A. Fert, L. Piraux// *J. Magn. Magn. Mater.*-**1999**.- V. 200.- P. 338-358.
- Fiederling R.** Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode/ R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, L. W. Molenkamp// *Nature*.- **1999**.- V.402.- P. 787-790.

- Froberg L.E.** Diametr-dependent growth rate of InAs nanowires/ L.E. Froberg, W. Seifert, J. Johansson// *Phys. Rev. B.*-**2007.**- V. 76.- 153401.
- Furdyna J.K.** Diluted magnetic semiconductors/ J.K. Furdyna// *J. Appl. Phys.*-**1988.**- V.-64. P.29-64.
- Givargizov E.I.** Periodic instability in whisker growth/ E.I. Givargizov// *J. Cryst. Growth.*-**1973.**- V.-20.- P. 217-226.
- Glas F.** Chemical Potentials for Au-assisted vapor-liquid-solid growth of III-V nanowires/ F. Glas// *J. Appl. Phys.*-**2010.**- V. 108.- 073506.
- Glas F.** Stress-driven island growth on top of nanowires/ F. Glas, B. Daudin// *Phys. Rev. B.*-**2012.**- V. 86. - 174112.
- Goldstein L.L.** Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices/ Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G.Le Roux// *Appl. Phys. Lett.*- **1985.**- V.-47.- P. 1099-1101.
- Gould C.** Magnetic Anisotropies and (Ga,Mn)As-based Spintronic Devices/ C. Gould, K. Pappert, G. Schmidt, L.W. Molenkamp// *Adv. Mater.*-**2007.**- V. 19.-P. 323-340.
- Govorov A.O.** Optical probing of the spin state of a single magnetic impurity in a self-assembled quantum dot/ A.O. Govorov// *Phys. Rev.*-**2004.**- V. 70.- 035321.
- Govorov A.O.** Optical and electronic properties of quantum dots with magnetic impurities/ A.O. Govorov// *C. R. Physique.*-**2008.** - V. 9.- P. 857-873.
- Gradecak S.** GaN nanowire lasers with low lasing thresholds/ S. Gradecak, F. Qian, Y. Li, H.-G. Park, C.M. Lieber// *Appl. Phys. Lett.*- **2005.**- V. 87.- 173111.
- Gray A.X.** Bulk electronic structure of the dilute magnetic semiconductor  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  through hard X-ray angle-resolved photoemission/ A.X. Gray, J. Minár, S. Ueda, P.R. Stone, Y. Yamashita, J. Fujii, J. Braun, L. Plucinski, C.M. Schneider, G. Panaccione, H. Ebert, O.D. Dubon, K. Kobayashi, C.S. Fadley// *Nature Mater.*- **2012.**- V.-11.- P.957-962.
- Gregg K.A.** Controlled Synthesis of MnP Nanorods: Effect of Shape Anisotropy on Magnetization/ K.A. Gregg, S.C. Perera, G. Lawes, S. Shinozaki, S.L. Brock// *Chem. Mater.* – **2006.**- V. 18. – P. 879-886.

- Gregg K.A.** Controlled Synthesis of MnP Nanorods: The effect of shape anisotropy on magnetization/ K.A. Gregg, S.C. Perera, G. Lawes, S. Shinozaki, S.L. Brock// Chem. Mater.- **2006**.- V. 18.- P. 879-886.
- Gummich U.** Interaction between two magnetic impurities in a quantum well/ U. Gummich, U. I.C. da Cunha Lima// Sol. St. Commun.-**1990**.- V.-76.- P. 831-833.
- Gutkin A.A.** Hall effect in p-type GaAs:Mn/ A.A. Gutkin, N.M. Kolchanova, T.S. Lagunova, A.E. Plotitsyn, M.A. Reshchikov, B.E. Samorukov// Sov. Phys. Semicond.-**1988**.- V.-22.- P. 879-881.
- Han D.S.** Ferromagnetic Mn-doped GaN nanowires/ D.S. Han, J. Park, K.W. Rhie, S. Kim, J. Chang// Appl. Phys. Lett.- **2005**.- V. 86.- 032506.
- Hannon J.B.** The influence of the surface migration of gold on the growth of silicon nanowires/ J.B. Hannon, S. Kodambaka, F. M. Ross, R.M. Tromp// Nature.- **2006**.- V.-440(2).- P. 69-71.
- Hardy S.C.** The surface tension of liquid gallium/ S.C. Hardy// J. Cryst. Growth.- **1985**.- V. 71. P. 602-606.
- Harmand J.C.** Analysis of vapor-liquid-solid mechanism in Au-assisted GaAs nanowire growth/ J.C. Harmand, G. Patriarche, N. Péré-Laperne, M.-N. Mérat-Combes, L. Travers, F. Glas// Appl. Phys. Lett.-**2005**.- V. 87.- 203101.
- Haury A.** Observation of a ferromagnetic transition induced by two-dimensional hole gas in modulation-doped CdMnTe quantum wells/ A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl, Y. Merle d'Aubign'e// Phys. Rev. Lett.- **1997**.-V.-79(3).- P. 511-514.
- He X.** One-dimensional combined field and thermionic emission model and comparison with experimental results/ X. He, J. Scharer, J. Booske, S. Sengele// J. Vac. Sci. Technol. B.-**2008**.- V. 26.- P. 770-777.
- Heo Y.W.** ZnO nanowire growth and devices/ Y.W. Heo, D.P. Norton, L.C. Tien, Y. Kwon, B.S. Kang, F. Ren, S.J. Pearton, J.R. LaRoche// Mater. Sci. Eng. R-Rep.-**2004**.- V. 47.- P. 1-47.



- Herring C.** Elastic and Plastic Properties of Very Small Metal Specimens/ C. Herring, J.K. Galt// *Phys. Rev.*- **1952.**- V.-85.- P. 1060-1061.
- Hiruma K.** Quantum size microcrystals grown using organometallic vapor phase epitaxy/ K. Hiruma, T. Katsuyama, K. Ogawa, M. Koguchi, H. Kakibayashi, G.P. Morgan// *Appl. Phys. Lett.* -**1991.**- V.-59.- P. 431-433.
- Hiruma K.** Growth and optical properties of nanometer-scale GaAs and InAs whiskers/ K. Hiruma, M. Yazawa, T. Katsuyama, K. Ogawa, K. Haraguchi, M. Koguchi, H. Kakibayashi// *J. Appl. Phys.*- **1995.**- V.-77.- P. 447-462.
- Holub M.** Electrical Spin Injection and Threshold Reduction in a Semiconductor Laser/ M. Holub, J. Shin, D. Saha, P. Bhattacharya// *Phys. Rev. Lett.*-**2007.**- V. 98.- 146603.
- Holub M.** Mn-doped InAs self-organized diluted magnetic quantum-dot layers with Curie temperatures above 300 K/ M. Holub, S. Chakrabarti, S. Fathpour, P. Bhattacharya, Y. Lei, S. Ghosh// *Appl. Phys. Lett.*- **2010.**- V. 85.- P. 973-975.
- Hong H.-M.**Effect of chemical bonding on the magnetic stability and magnetic moment in Mn-based binary compounds/ Hong, Y.-J.Kang, J. Kang, E.-C.Lee, Y.-H. Kim, K.J. Chang// *Phys. Rev. B.*-**2005.**-V. 72. – 144408.
- Huber E.E.** Magnetic Properties of a Single Crystal of Manganese Phosphide/ E.E. Huber, D.H. Ridgley// *Phys. Rev.*-**1964.**-V. 135.- P. A1033-A1040.
- Hultgren A.** Cell manipulation using magnetic nanowires/ A. Hultgren, M. Tanase, C.S. Chen, G.J. Meyer, D.H. Reicha// *J. Appl. Phys.*- **2003.**- V. 93.- P. 7554-7556.
- Ikerjiri K.** Growth characteristics of GaAs nanowires obtained by selective area metal-organic vapour-phase epitaxy/ K. Ikejiri, T. Sato, H. Yoshida, K. Hiruma, J. Motohisa, S. Hara, T. Fului// *Nanotechnology.*- **2008.**- V.-19.- P.265604.
- Imada M.M.** Metal-insulator transitions Imada, A. Fujimori, Y. Tokura// *Rev. Mod. Phys.*-**1998.**- V.-70.- P. 1039-1263.
- Inoue J.** Double Resonance Mechanism of Ferromagnetism and Magnetotransport in (Ga-Mn)As/ J. Inoue, S. Nonoyama, H. Itoh// *Phys. Rev. Lett.*- **2000.**- V.-85.- P.4610–4613.

- Ip K.** Ferromagnetism in Mn- and Co-implanted ZnO nanorods/ K. Ip, R.M. Frazier, Y.W. Heo, D.P. Norton, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, J. Kelly, R. Rairigh, A.F. Hebard, J.M. Zavada, R.G. Wilson// *J. Vac. Sci. Tech. B.*-**2003.**- V. 21.- P. 1476-1481.
- Jasak L.** Quantum dots/ L. Jasak, P. Hawrylak, A. Wojs// Springer.-**1998.**-Berlin.
- Jasper J.J.**The Surface Tension of Pure Liquid Compound/ J.J. Jasper// *J. Phys. Chem. Ref. Data.*-**1972.**- V. 1.- P. 841-1008.
- Jeon H.C.** (In<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As Diluted Magnetic Semiconductor Quantum Dots with Above Room Temperature Ferromagnetic Transition/ H.C. Jeon, Y.S. Jeong, T.W. Kang, T.W. Kim, K.J. Chung, K.J. Chung, W. Jhe, S.A. Song// *Adv. Mater.*-**2002.**- V. 14.- 1725.
- Jeon H.C.** Magnetic and optical properties of (Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As diluted magnetic semiconductor quantum wires with above room ferromagnetic transition temperature/ H.C. Jeon, T.W. Kang, T.W. Kim, Y.-J. Yu, W. Jhe, S.A. Song// *J. Appl. Phys.*-**2007.**- V. 101.- 023508.
- Jungwirth T.** Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors/ T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, A.H. MacDonald// *Rev. Mod. Phys.*-**2006.**- V.-78 (3).- P.809-864.
- Jungwirth T.** Character of states near the Fermi level in (Ga,Mn)As: Impurity to valence band crossover/ T. Jungwirth, J. Sinova, A.H. MacDonald, B.L. Gallagher, V. Novák, K.W. Edmonds, A.W. Rushforth, R.P. Campion, C.T. Foxon, L. Eaves, E. Olejník, J. Mašek, S.-R. Eric Yang, J. Wunderlich, C. Gould, L.W. Molenkamp, T. Dietl, H. Ohno// *Phys. Rev. B.*-**2007.**- V.-76.- 125206.
- Kaiser U.** Defect induced changes on the excitation transfer dynamics in ZnS/Mn nanowires/ U. Kaiser, L. Chen, S. Geburt, C. Ronning, W. Heimbrodt// *Nanoscale Res. Lett.*- **2011.**- V. 6.- P. 228.
- Kaminski A.** Polaron Percolation in Diluted Magnetic Semiconductors/ A. Kaminski, S. Das Sarma// *Phys. Rev. Lett.*-**2002.**- V.-88.- 247202.

- Kanski J.** Mn-induced modifications of Ga 3d photoemission from (Ga, Mn)As: evidence for long range effects/ J. Kanski, I. Ulfat, L. Ilver, M. Leandersson, J. Sadowski, K. Karlsson, P. Pal// *J. Phys. Condens. Matter.*-**2012.**- V.-24.- 435802.
- Kastner M.A.** Artificial atoms/ M.A. Kastner// *Phys. Today.*-**1993.**- V.-46.- P. 24-31.
- Kats V.N.** V Optical study of GaAs quantum dots embedded into AlGaAs nanowires/ V.N. Kats, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, T.V. Chizhova, G.E. Cirlin, A.D. Bouravleuv, Yu.B. Samsonenko, I.P. Soshnikov, E.V. Ubyivovk, J. Bleuse, H. Mariette// *Sem. Sci. Tech.*-**2012.**- V. 27.- 015009.
- Kleemans N.A.J.M.** Many-body exciton states in self-assembled quantum dots coupled to a Fermi sea/ N.A.J.M. Kleemans, J. van Bree, A.O. Govorov, J.G. Keizer, G.J. Hamhuis, R. Nötzel, A.Yu. Silov, P.M. Koenraad// *Nature Physics.*-**2010.**- V. 6.- P. 534–538.
- Kobayashi M.** Unveiling the impurity band inducing ferromagnetism in magnetic semiconductor (Ga,Mn)As/ M. Kobayashi, I. Muneta, Y. Takeda, Y. Harada, A. Fujimori, J. Krempasky, T. Schmitt, S. Ohya, M. Tanaka, M. Oshima, V.N. Strocov// *arXiv.*- **2013.**- 1302.0063v1.
- Kolovos-Vellianitis D.** Structural and magnetic properties of epitaxially grown MnAs films on GaAs(110)/ D. Kolovos-Vellianitis, C. Herrmann, L. Däweritz, K.H. Ploog// *Appl. Phys. Lett.*-**2005.**-V. 87.- 092505.
- Koren E.E.** Direct measurement of individual deep traps in single silicon nanowires/ Koren, G. Elias, A. Boag, E.R. Hemesath, L.J. Lauhon, Y. Rosenwaks// *Nano Lett.*- **2011.**- V.-11 (6).- P. 2499-2502.
- Korenev V.L.** Dynamic spin polarization by orientation-dependent separation in a ferromagnet–semiconductor hybrid/ V.L. Korenev, I.A. Akimov, S.V. Zaitsev, V.F. Ssaepaga, L. Langer, D.R. Yakovlev, Yu.A. Danilov, M. Bayer// *Nature Comm.*3.-**2012.**- 10.1038.
- Korzhavyi P.A.** Defect-Induced Magnetic Structure in (Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As/ P.A. Korzhavyi, I.A. Abrikosov, E.A. Smirnova, L. Bergqvist, P. Mohn, R. Mathieu, P.

- Svedlindh, J. Sadowski, E.I. Isaev, Yu.Kh. Vekilov, O. Eriksson// *Phys. Rev. Lett.*-**2002**.- V.-88.-187202.
- Koshiba S.** Surface diffusion processes in molecular beam epitaxial growth of GaAs and AlAs as studied on GaAs(001)-(111)B facet structures/ S. Koshiba, Y. Nakamura, M. Tsuchiya, H. Noge, H. Kano, Y. Nagamune, T. Noda, H. Sakaki// *J. Appl. Phys.*-**1994**.- V. 76.- P, 4138-4144.
- Kovacs A.** Effect of post-growth annealing on secondary phase formation in low-temperature-grown Mn-doped GaAs/ A. Kovacs, J. Sadowski, T. Kasama, M. Duchamp, R.E. Dunin-Borkowski// *J. Phys. D: Appl. Phys.*-**2013**.- V.-46.- 145309.
- Kudelski A.** Optically Probing the Fine Structure of a Single Mn Atom in an InAs Quantum Dot/ A. Kudelski, A. Lemaitre, A. Miard, P. Voisin, T.C.M. Graham, R.J. Warburton, O. Krebs// *Phys. Rev. Lett.*-**2007**.- V. 99.- 247209.
- Lacroix C.** Ferromagnetic resonance measurements of GaP epilayers with embedded MnP nanoclusters grown on GaP(001)/ C. Lacroix, S. Lambert-Milot, R.A. Masut, P. Desjardins, D. Menard// *Phys. Rev. B.* - **2013**.- V. 87. – 024412.
- LaPierre R.R.** III–V nanowire photovoltaics: Review of design for high efficiency/ R.R. LaPierre, A.C.E. Chia, S.J. Gibson, C.M. Haapamaki, J. Boulanger, R. Yee, P. Kuyanov, J. Zhang, N. Tajik, N. Jewell, K. M. A. Rahman// *Phys. Stat. Sol. RRL*.- **2013**.- V.-7 (10).- P. 815-830.
- Larrieu G.** Vertical nanowire array-based field effect transistors for ultimate scaling/ G. Larrieu, X.-L.Han// *Nanoscale*.-**2013**.- V. 5.- P. 2437-2441.
- Lee T.C.** Edge emission involving manganese impurities in GaAs at 4.2°K/ T.C. Lee, W.W. Anderson// *Sol. St. Commun.*- **1964**.- V.-2 (9).- P. 265-268.
- Lee S.H.** Modeling of Semiconductor Nanowire Field-Eect Transistors Considering Schottky-Barrier-Height Lowering/ S.H. Lee, Y.S. Yu, H.J. Kim, S.W. Hwang, D. Ahn// *J. Korean Phys. Soc.*-**2007**.- V. 51.- P. S298-S302.
- Léger Y.** Geometrical Effects on the Optical Properties of Quantum Dots Doped with a Single Magnetic Atom/ Y. Léger, L. Besombes, L. Maingault, D. Ferrand, H. Mariette// *Phys. Rev. Lett.*- **2005**.- V. 95.- 047403.

- Lemaitre A.** Spin state of a single Mn atom embedded in an InAs quantum dot/ A. Lemaitre, A. Kudeslki, A. Miard, P. Voisin, T.C.M. Graham, R.J. Warburton, O. Krebs// Proc. of SPIE.- **2009**.- V. 7398.- 739817.
- Leonard D.** Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces/ D. Leonard, M. Krishnamurthy, C.M. Reaves, S.P. Denbaars, P.M. Petroff// Appl. Phys. Lett.- **1993**.- V.-63.- P. 3203-3205.
- Li F.** On the Growth of Highly Ordered Pores in Anodized Aluminum Oxide/ F. Li, L. Zhang, R.M. Metzger// Chem. Mater.- **1998**.- V.-10.- P. 2470-2480.
- Liang G.** Performance Analysis of a Ge/Si Core/Shell Nanowire Field-Effect Transistor/ G. Liang, J. Xiang, N. Kharche, G. Klimeck, C.M. Lieberand, M. Lundstrom// Nano Lett.- **2007**.- V. 7.- P. 642-646.
- Litvinov V.I.** Ferromagnetism in Magnetically Doped III-V Semiconductors/ V.I. Litvinov, V.K. Dugaev// Phys. Rev. Lett.-**2001**.- V.-86.- P. 5593-5596.
- Lugani L.** Modeling of InAs-InSb nanowires grown by Au-assisted chemical beam epitaxy/ L. Lugani, D. Ercolani, L. Sorba, N.V. Sibirev, M.A. Timofeeva, V.G. Dubrovskii// Nanotechnology.- **2012**.- V.-23 (9).- 095602.
- MacDonald A.H.** Ferromagnetic semiconductors: moving beyond (Ga,Mn)As/ A.H. MacDonald, P. Schiffer, N. Samarth// Nature Mater.- **2005**.-V.- 4.- P. 195-202.
- Madelung O.** Landolt-Börnstein, NewSeries, Group IV elements, IV-IV and III-V compounds, Group III./ ed. by O. Madelung, U. Rössler, M. Schulz// Springer Materials .-**2002**. V. 41A1b: Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds.Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties.- Berlin.
- Mahadevan P.** First-principles investigation of the assumptions underlying model-Hamiltonian approaches to ferromagnetism of 3d impurities in III-V semiconductors/ P.Mahadevan, A. Zunger// Phys. Rev. B.-**2004**.- V.-69.- 115211.
- Martelli F.** Manganese-Induced Growth of GaAs Nanowires/ F. Martelli, S. Rubini, M. Piccin, G. Bais, F. Jabeen, S. De Franceschi, V. Grillo, E. Carlino, F.

- D'Acapito, F. Boscherini, S. Cabrini, M. Lazzarino, L. Businaro, F. Romanato, A. Franciosi// *Nano Lett.*-**2006**.-V. 6.- P. 2130-2134.
- Masek J.** Interstitial Mn in (Ga,Mn)As: Binding energy and exchange coupling/ J. Masek, F. Maca// *Phys. Rev. B.*- **2004**.- V.-69.- 165212.
- Masek J.** Microscopic Analysis of the Valence Band and Impurity Band Theories of (Ga,Mn)As/ J. Masek, F. Maca, J. Kudrnovsky, O. Makarovsky, L. Eaves, R.P. Campion, K.W. Edmonds, A.W. Rushforth, C.T. Foxon, B.L. Gallagher, V. Novak, Jairo Sinova, T. Jungwirth// *Phys. Rev. Lett.*- **2010**.- V.-105.- 227202.
- Mathieu R.** Magnetization of ultrathin (Ga,Mn)As layers/ R. Mathieu, B.S. Sørensen, J. Sadowski, U. Södervall, J. Kanski, P. Svedlindh, P. E. Lindelof, D. Hrabovsky, E. Vanelle// *Phys. Rev. B.*- **2003**.- V.-68.- 184421.
- Matsukura F.** III-V Ferromagnetic Semiconductors/ F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl// *Handbook of Magnetic Materials* ed. K. H. J. Buschow, Elsevier, Amsterdam.- **2002**.- V.14.- P.1-87.
- Matthias B.T.** Ferromagnetic interaction in EuO/ B.T. Matthias, R.M. Bozorth, J.H. Van Vleck// *Phys. Rev. Lett.*-**1961**.- V.-7 (5).- P. 160-161.
- Mattila M.** Catalyst-free growth of In(As)P nanowires on silicon/ M. Mattila, T. Hakkarainen, H. Lipsanen, H. Jiang, E.I. Kauppinen// *Appl. Phys. Lett.*- **2006**.- V.-89.- 063119.
- Mattilla M.** Enhanced luminescence from catalyst-free grown InP nanowires/ M. Mattila, T. Hakkarainen, H. Lipsanen, H. Jiang, E.I. Kauppinen// *Appl. Phys. Lett.*- **2007**.- V.-90.- 033101.
- Mauger A.** The magnetic, optical, and transport properties of representatives of a class of magnetic semiconductors: The europium chalcogenide/ A. Mauger, C. Godart// *Phys. Rep.*- **1986**.- V.-141.- P. 51–176.
- Medford J.** Quantum-Dot-Based Resonant Exchange Qubit/ J. Medford, J. Beil, J.M. Taylor, E.I. Rashba, H. Lu, A.C. Gossard, C.M. Marcus// *Phys. Rev. Lett.*- **2013**.-V.111.- 050501 .
- Meirav U.** Single electron phenomena in semiconductors/ U. Meirav, E.B. Foxman// *Semicond. Sci. Technol.*-**1996**.- V.-11.- P. 255-284.

- Michler P.** Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature/ P. Michler, A. Imamoglu, M.D. Mason, P.J. Carson, G.F. Strouse, S.K. Buratto// *Nature*.- **2000**.- V. 406.- P. 968-970.
- Minami K.** MBE growth and TEM analyses in Mn–Ge–P compounds/ K. Minami, A.D. Bouravleuv, Y. Sato, T. Ishibashi, N. Kuwano, K. Sato// *Phys. Stat. Sol. (a)*.-**2006**. – V. 203. – P. 2788-2792.
- Mirlin D.N.** Hot electron photoluminescence in GaAs crystals/ D.N. Mirlin, I. Ja. Karlik, L.P. Nikitin, I.I. Reshina, V.F. Sapega// *Sol. St. Commun.*-**1981**.- V. 37.- P. 757-760.
- Mohammad S.N.** Contact mechanisms and design principles for (Schottky and Ohmic) metal contacts to semiconductor nanowires/ S.N. Mohammad// *J. Appl. Phys.*- **2010**.- V. 108.- 034311.
- Moore G.E.** Cramming more components onto integrated circuits/ G.E. Moore// *Electronics*.-**1965**.- V.-38 (8).- P. 114–117.
- Moreno M.** MnAs nanoclusters embedded in GaAs: synthesis and properties/ M. Moreno, A. Trampert, L. Daeweritz, K.H. Ploog// *Appl. Surf. Sci.*-2004.- V. **234**.- P. 16-21.
- Mott N.F.** Metal-Insulator Transition/ N.F. Mott// *Rev. Mod. Phys.*-**1968**.- V.-40.- P. 677-683.
- Müller S.** Structural and optical impact of transition metal implantation into zinc oxide single crystals and nanowires/ Müller S.// University of Göttingen.- **2009**.- PhD thesis.
- Munekata H.** Diluted magnetic III-V semiconductors/ H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, A. Segmüller, L.L. Chang, L. Esaki// *Phys. Rev. Lett.*- **1989**.- V.-63.- P.1849-1852.
- Na C.W.** Photoluminescence of  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$  ( $x < \text{or} = 0.3$ ) nanowires/ C.W. Na, D.S. Han, D.S. Kim, Y.J. Kang, J.Y. Lee, J. Park, D.K. Oh, K.S. Kim, D. Kim// *J. Chem. B.*- **2006**.- V. -110.- P. 6699-6704.

- Nam C.-Y.** Diameter-Dependent Electromechanical Properties of GaN Nanowires/ C.-Y. Nam, P. Jaroenapibal, D. Tham, D.E. Luzzi, S. Evoy, J.E. Fischer// *Nano Lett.*-**2006.**- V. 6.- P. 153-158.
- Němec P.** The essential role of carefully optimized synthesis for elucidating intrinsic material properties of (Ga,Mn)As/ P. Němec, V. Novák, N. Tesařová, E. Rozkotová, H. Reichlová, D. Butkovičová, F. Trojánek, K. Olejník, P. Malý, R.P. Campion, B.L. Gallagher, J. Sinova, T. Jungwirth// *Nature Comm.*- **2013.**- V.4.- 10.1038/ncomms2426.
- Nolting W.** Theory of ferromagnetic semiconductors/ W. Nolting// *Phys. Stat. Sol. (b).*- **1979.**- V. 96.- P. 11-54.
- Novak J.** Dependence of Curie temperature on surface strain in InMnAs epitaxial structures/ J. Novak, I. Vavra, Z. Krizanova, S. Hasenöhrl, J.Soltys, M. Reiffers, P.Strichovanes// *Appl. Surf. Sci.*-**2010.**- V. 256.- P. 5672-5675.
- Novikov B.V.** Photoluminescence properties of GaAs nanowire ensembles with zincblende and wurtzite crystal structure/ B.V. Novikov, S.Yu. Serov, N.G. Filosofov, I.V. Strohm, V.G. Talalaev, O.F. Vyvenko, E.V. Ubyivovk, Yu.B. Samsonenko, A.D. Bouravleuv, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii// *Phys. Stat. Sol. RRL.*-**2010.**- V. 4.- P. 175-177.
- Novotny C.J.** Vertically aligned, catalyst-free InP nanowires grown by metalorganic chemical vapor deposition/ C.J. Novotny, P.K.L. Yu// *Appl. Phys. Lett.*-**2005.**- V.-87.-203111.
- Ohno H.** (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs/ H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye// *Appl. Phys. Lett.*- **1996.**- V.- 69.- P. 363-365.
- Ohno H.** Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic/ H. Ohno// *Science.*- **1998.**- V.-281.- P. 951-956.
- Ohno H.** Properties of ferromagnetic III/V semiconductors/ H. Ohno// *JMMM.*-**1999.**- V.-200.- P. 100-129.



- Ohno H.** Electric-field control of ferromagnetism/ H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, K. Ohtani// *Nature*.- **2000**.- V.- 408.- P.944-946.
- Ohno H.** Bridging semiconductor and magnetism/ H. Ohno// *J. Appl. Phys.*-**2013**.- V.- 113.- 136509.
- Okabayashi J.** Angle-resolved photoemission study of  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / J. Okabayashi, A. Kimura, O. Rader, T. Mizokawa, A. Fujimori, T. Hayashi, M. Tanaka// *Phys. Rev. B*.- **2001**.- V.- 64.- 125304.
- Owen M.H.S.** Electrical gating effects on the magnetic properties of (Ga,Mn)As diluted magnetic semiconductors/ Owen M.H.S.// University of Cambridge.-**2010**.- Churchill College.- PhD thesis.
- Padovani F.A.** Field and thermionic-field emission in Shottky barriers/ F.A. Padovani, R. Stratton// *Sol. St. Electron.*-**1966**.-V. 9.- P. 695-707.
- Park J.** Generalized synthesis of metal phosphide nanorods via thermal decomposition of continuously delivered metal-phosphine complexes using a syringe pump/ J. Park, B. Koo, K.Y. Yoon, Y. Hwang, M. Kang, J.G. Park, T. Hyeon// *J. Am. Chem. Soc.*- **2005**.-V. 127.- P. 8433-8440.
- Park W.I.** ZnO Nanoneedles Grown Vertically on Si Substrates by Non-Catalytic Vapor-Phase Epitaxy/ W.I. Park, G.-C. Yi, M. Kim, S.J. Pennycook// *Adv. Mater.*- **2002**.- V.- 14.- P. 1841-1843.
- Park Y.D.** A Group-IV Ferromagnetic Semiconductor:  $\text{Mn}_x\text{Ge}_{1-x}$ / Y.D. Park, A.T. Hanbicki, S.C. Erwin, C.S. Hellberg, J.M. Sullivan, J.E. Mattson, T.F. Ambrose, A. Wilson, G. Spanos, B.T. Jonker// *Science*.- **2002**.- V. 295.- P. 651-654.
- Paschoal W.** Conduction in Mn Ion-Implanted GaAs Nanowires/ W. Paschoal, S. Kumar, C. Borschel, P. Wu, C.M. Canali, C. Ronning, L. Samuelson, H. Pettersson// *Nano Lett.*- **2012**.- V. 12.- P. 4838-4842.
- Pashitskii E.A.** Magnetic ordering in semiconductors with magnetic impurities/ E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko// *Sov. Phys. Sol. St.*-**1979**.- V.-21.- P. 545-547.

- Pearton S.J.** Advances in wide bandgap materials for semiconductor spintronics/ S.J. Pearton, C.R. Abernathy, D.P. Norton, A.F. Hebard, Y.D. Park, L.A. Boatner, J.D. Budai// *Mater. Sci. Eng. R* 40.-**2003**.- V. 40. – P. 137-168.
- Perinetti U.** Sharp emission from single InAs quantum dots grown on vicinal GaAs surfaces/ U. Perinetti, N. Akopian, Yu.B. Samsonenko, A.D. Bouravleuv, G.E. Cirlin, V. Zwiller// *Appl. Phys. Lett.*-**2009**.- V. 94.- 163114.
- Perisanu S.** Mechanical properties of SiC nanowires determined by scanning electron and field emission microscopies/ S. Perisanu, V. Gouttenoire, P. Vincent, A. Ayari, M. Choueib, M. Bechelany, D. Cornu, S.T. Purcell// *Phys. Rev. B*.-**2008**.- V. 77.- 165434.
- Persson A.** Solid-phase diffusion mechanism for GaAs nanowire growth/ A. Persson, M.W. Larsson, S. Stenstrom, B.J. Ohlsson, L. Samuelson, L.R. Wallenberg// *Nature*.-**2004**.- V. 3.- P. 677-681.
- Poddar P.** Ferromagnetic ordering in nanostructured Mn-doped InP/ P. Poddar, Y. Sahoo, H. Srikanth, P. N. Prasad// *Appl. Phys. Lett.*-**2005**.-V. 87.- 062506.
- Provenzano V.** Reduction of hysteresis losses in the magnetic refrigerant  $Gd_5Ge_2Si_2$  by the addition of iron/ V. Provenzano, A.J. Shapiro, R.D. Shull// *Nature*.-**2004**.- V. 429. – P. 853-857.
- Qi K.** Nanoscale characterization and magnetic property of NiCoCu/Cu multilayer nanowires/ K. Qi, X. Li, H. Zhang, L. Wang, D. Xue, H. Zhang, B. Zhou, N.J. Mellors, Y. Peng// *Nanotechnology*.- **2012**.- V. 23.- 505707.
- Qian F.** Core/Multishell Nanowire Heterostructures as Multicolor, High-Efficiency Light-Emitting Diodes/ F. Qian, S. Gradecak, Y. Li, C. Wen, C.M. Lieber// *Nano Lett.*- **2005**.- V. 5.- P. 2287-2291.
- Rossetti R.** Quantum size effects in the redox potentials, resonance Raman spectra, and electronic spectra of CdS crystallites in aqueous solution/ R. Rossetti, S. Nakahara, L.E. Brus// *J. Chem. Phys.* **1983**.- V.-79.- P. 1086-1088.
- Ruderman M.A.** Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons/ M.A. Ruderman, C. Kittel// *Phys. Rev.*- **1954**.- V.-96.- P. 99-102.

- Rudolph A.** Ferromagnetic GaAs/GaMnAs Core-Shell Nanowires Grown by Molecular Beam Epitaxy/ A. Rudolph, M. Soda, M. Kiessling, T. Wojtowicz, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Zweck, C. Back, E. Reiger// *Nano Lett.*-**2009.**- V. 9.- P. 3860-3866.
- Rudolph J.** Room-temperature threshold reduction in vertical-cavity surface-emitting lasers by injection of spin-polarized electrons/ J. Rudolph, S. Döhrmann, D. Hägele, M. Oestreich, W. Stolz// *Appl. Phys. Lett.*- **2005.**- V. 87.- 241117.
- Sadowski J.** GaAs:Mn Nanowires Grown by Molecular Beam Epitaxy of (Ga,Mn)As at MnAs Segregation Conditions/ J. Sadowski, P. Dłuzewski, S. Kret, E. Janik, E. Łusakowska, J. Kanski, A. Presz, F. Terki, S. Charar, D. Tang// *Nano Lett.*- **2007.**- V. 7.- 2724-2728.
- Sadowski J.** GaMnAs: Layers, Wires and Dots/ J. Sadowski// *Acta Phys. Polon. A.*- **2008.**- V.-114 (5).- P. 1001-1012.
- Sadowski J.** GaAs–MnAs nanowires/ J. Sadowski, A. Siusys, A. Kovacs, T. Kasama, R.E. Dunin-Borkowski, T. Wojciechowski, A. Reszka, B. Kowalski// *Phys. Stat. Sol.*- **2011.**- V. 248.- P. 1576-1580.
- Sai H.** Gas-Source Molecular-Beam Epitaxial growth of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$  on GaAs Using Tertiarybutylphosphine/ H. Sai, H. Fujikura, H. Hasegawa// *Jpn. J. Appl. Phys.*- **1999.** –V. 38.- P. 151-158.
- Sapega V.F.** Polarization of Valence Band Holes in the (Ga,Mn)As Diluted Magnetic Semiconductor/ V.F. Sapega, M. Moreno, M. Ramsteiner, L. Däweritz, K.H. Ploog// *Phys. Rev. Lett.*- **2005.**- V.- 94.- 137401.
- Sapega V.F.** Hot-electron photoluminescence study of the (Ga,Mn)As diluted magnetic semiconductor/ V.F. Sapega, M. Ramsteiner, O. Brandt, L. Däweritz, K.H. Ploog// *Phys. Rev. B.*- **2006.**- V.-73.- 235208.
- Sapega V.F.** Hole spin polarization in GaAs:Mn/AlAs multiple quantum wells/ V.F. Sapega, O. Brandt, M. Ramsteiner, K.H. Ploog, I.E. Panaiotti, N.S. Averkiev// *Phys. Rev.B.*- **2007.**- V.- 75.- 113310.
- Sapega V.F.** Hole spin polarization in the exchange field of the dilute magnetic (Ga,Mn)As semiconductor studied by means of polarized hot-electron

- photoluminescence spectroscopy/ V.F. Sapega, N.I. Sablina, I.E. Panaiotti, N.S. Averkiev, K.H. Ploog// *Phys. Rev. B.*- **2009.**- V.- 80.- 041202(R).
- Sato K.** MBE growth of a novel chalcopyrite-type ternary compound MnGeP<sub>2</sub>/ K. Sato, T. Ishibashi, K. Minami, H. Yuasa, J. Jogo, T. Nagatsuka, A. Mizusawa, Y. Kangawa, A. Koukitu// *J. Phys. Chem. Sol.*- **2005.**- V.- 66. –P. 2030-2035.
- Sato K.** Self-Assembled Growth and Characterization of Mn<sub>x</sub>P Nanowires/ K. Sato, A. Bouravleuv, A. Koukitu, T. Ishibashi// *Jpn. J. Appl. Phys.*-**2008.**- V. 47.- P. 8214-8217.
- Sawicki M.** Temperature dependent magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As layers/ M. Sawicki, F. Matsukura, A. Idziaszek, T. Dietl, G.M. Schott, C. Ruester, C. Gould, G. Karczewski, G. Schmidt, L.W. Molenkamp// *Phys. Rev. B.*- **2004.**- V.-70 (24).- 245325.
- Sawicki M.** Experimental probing of the interplay between ferromagnetism and localization in (Ga, Mn)As/ M. Sawicki, D. Chiba, A. Korbecka, Yu Nishitani, J.A. Majewski, F. Matsukura, T. Dietl, H. Ohno// *Nature.*- **2010.**- V.-6.- P. 22-25.
- Schairer W.** Strongly quenched deformation potentials of the Mn acceptor in GaAs/ W. Schairer, M. Schmidt// *Phys. Rev. B.*- **1974.**- V.-10.- P. 2501–2506.
- Schmidt T.M.** Electronic and magnetic properties of Mn-doped InP nanowires from first principles/ T.M. Schmidt, P. Venezuela, J.T. Arantes, A. Fazzio// *Phys. Rev. B.*-**2006.**- V. 73.- 235330.
- Sears G.W.** Mercury Whiskers/ G.W. Sears// *Acta Met.*-**1953.**- V.-1 (4).- P. 457-459.
- Sears G.W.** A mechanism of whiskers growth/ G.W. Sears// *Acta Met.*-**1955.**- V.-3.- P.367-369.
- Sears K.** A transmission electron microscopy study of defects formed through the capping layer of self-assembled InAs/GaAs quantum dot samples/ K. Sears, J. Wong-Leung, H.H. Tan, C. Jagadish// *J. Appl. Phys.*-**2006.**- V. 99.- 113503.
- Sekar A.** Catalyst-free synthesis of ZnO nanowires on Si by oxidation of Zn powders/ A. Sekar, S.H. Kim, A. Umar, Y.B. Hahn// *J. Cryst. Growth.*-**2005.**- V.-277.- P.471-478.

- Sellmyer D.J.** Magnetism of Fe, Co and Ni nanowires in self-assembled arrays/ D.J. Sellmyer, M. Zheng, R. Skomski// *J. Phys. Condens. Matter.*-**2001.**- V.-13.- P. 433–460.
- Shapira Y.** Resistivity and Hall effect of EuSe in fields up to 150 kO/ Y. Shapira, S. Foner, N.F. Oliveira, Jr., T.B. Reed// *Phys. Rev. B.*- **1974.**- V.- 10.- P. 4765-4780.
- Shapira Y.** Phase diagram, susceptibility, and magnetostriction of MnP: Evidence for a Lifshitz point/ Y. Shapira, C.C. Becerra, N.F. Oliveira, T.S. Chang// *Phys. Rev. B.*-**1981.** –V. 24.- P. 2780-2806.
- Shi J.** Assembly of submicrometre ferromagnets in gallium arsenide semiconductors/ J. Shi, J.M. Kikkawa, R. Proksch, T. Schäffer, D.D. Awschalom, G. Medeiros-Ribeiro, P.M. Petroff// *Nature.*- **1995.**- V. 377.- P. 707-710.
- Shi J.** Magnetic properties and imaging of Mn-implanted GaAs semiconductors/ J. Shi, J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom, G. Medeiros-Ribeiro, P.M. Petroff, K. Babcock// *J. Appl. Phys.*- **1996.**- V. 79.- P. 5296-5298.
- Stanimirović Z.** Mechanical Properties of MEMS Materials/ Z. Stanimirović, I. Stanimirović// *Micro Electronic and Mechanical Systems.* ed. by. K. Tahakata.- **2009.**-InTech.
- Stone P.R.** Metal-Insulator Transition by Isovalent Anion Substitution in  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ : Implications to Ferromagnetism/ P. R. Stone, K. Alberi, S.K.Z. Tardif, J.W. Beeman, K.M. Yu, W. Walukiewicz, O.D. Dubon// *Phys. Rev. Lett.*- **2008.**- V.-101.- 087203.
- Storm K.** Spatially resolved Hall effect measurement in a single semiconductor nanowire/ K. Storm, F. Halvardsson, M. Heurlin, D. Lindgren, A. Gustafsson, P.M. Wu, B. Monemar, L. Samuelson// *Nature Nanotech.*-**2012.**- V. 7.- P. 718-722.
- Straumanis M.E.** Phase extent of gallium arsenide determined by the lattice constant and density method/ M.E. Straumanis, C.D. Kim// *Acta Cryst.*-**1965.**- V. 19.- P. 256-259.

- Sun L.** Tuning the properties of magnetic nanowires/ L. Sun, Y. Hao, C.-L. Chien, P. C. Searson// IBM J. Res.&Dev.- **2005**.- V.- 49 (1).- P. 79-102.
- Szczytko J.** Mn impurity in Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As epilayers/ J. Szczytko, A. Twardowski, K. Świątek, M. Palczewska, M. Tanaka, T. Hayashi, K. Ando// Phys. Rev. B.- **1999**.- V.-60.- P.8304-8308.
- Tang J.-M.** Magnetic Circular Dichroism from the Impurity Band in III-V Diluted Magnetic Semiconductors/ J.-M. Tang, M.E. Flatte// Phys. Rev. Lett.-**2008**.- V.-101.- 157203.
- Tayagaki T.** Investigation of the open-circuit voltage in solar cells doped with quantum dots/ T. Tayagaki, Y. Hoshi, N. Usami// Scien. Reports.-**2013**.- V. 3.- P. 2703.
- Tchernycheva M.** Photovoltaic properties of GaAsP core-shell nanowires on Si(001) substrate/ M. Tchernycheva, L. Rigutti, G. Jacopin, A. de Luna Bugallo, P. Lavenus, F.H. Julien, M. Timofeeva, A.D. Bouravleuv, G.E. Cirlin, V. Dhaka, H. Lipsanen, L. Largeau// Nanotechnology.- **2012**.- V. 23.- 265402.
- Thornton T.J.** Mesoscopic devices/ T.J. Thornton// Rep.Prog.Phys.-**1994**.- V.-58.- P. 311-364.
- Tian B.** Three-dimensional, flexible nanoscale field-effect transistors as localized bioprobes/ B. Tian, T. Cohen-Karni, Q. Qing, X. Duan, P. Xie, C.M. Lieber// Science.- **2010**.- V. 329.- P. 830-834.
- Timm C.** Disorder effects in diluted magnetic semiconductors/ C. Timm// J. Phys. Condens. Matter.-**2003**.- V.-15.- P. 1865-1896.
- Trukhin V.N.** Terahertz generation by GaAs nanowires/ V.N. Trukhin, A.S. Buyskikh, N.A. Kaliteevskaya, A.D. Bouravleuv, L.L. Samoilov, Yu.B. Samsonenko, G.E. Cirlin, M.A. Kaliteevski, A.J. Gallant// Appl. Phys. Lett.-**2013**.- V. 103.- 072108.
- Tsubokawa I.** On the magnetic properties of a CrBr<sub>3</sub> single crystal/ I. Tsubokawa// J. Phys. Soc. Jpn.-**1960**.- V.-15 (9).- P. 1664–1668.
- Umemoto Y.** Effect of thermionic-field emission on effective barrier height lowering in In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As Schottky diodes/ Y. Umemoto, W.J. Schaff, H. Park, L.F. Eastman// Appl. Phys. Lett.- **1993**.- V. 62.- 1964-1966.

- Vincent P.** Driving self-sustained vibrations of nanowires with a constant electron beam/ P. Vincent, S. Perisanu, A. Ayari, M. Choueib, V. Gouttenoire, M. Bechelany, A. Brioude, D. Cornu, S.T. Purcell// *Phys. Rev. B.*-**2007.**- V. 76.- 085435.
- Vitiello M.S.** Room-Temperature Terahertz Detectors Based on Semiconductor Nanowire Field-Effect Transistors/ M.S. Vitiello, D. Coquillat, L. Viti, D. Ercolani, F. Teppe, A. Pitanti, F. Beltram, L. Sorba, W. Knap, A. Tredicucci// *Nano Lett.*- **2011.**- V. 12.- P. 96-101.
- Wagner R.C.** Vapor-Liquid-Solid Mechanism of Single Crystal Growth/ R.C. Wagner, W.C. Ellis// *Appl. Phys. Lett.*- **1964.**- V.- 4.- P. 89-90.
- Walter M.** Carrier capture and quantum confinement in GaAs/AlGaAs quantum wire lasers grown on Vgrooved substrates/ M. Walther, E. Kapon, J. Christen, D.M. Hwang, R. Bhat// *Appl. Phys. Lett.*- **1992.**- V.-60 (5).- P. 521-523.
- Weisbush C.** Quantum semiconductor structures: Fundamentals and applications/ C. Weisbuch, B. Winter//Academic Press.-**1991.**- London.
- Welp U.** Uniaxial in-plane magnetic anisotropy of  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / U. Welp, V.K. Vlasko-Vlasov, A. Menzel, H.D. You, X. Liu, J.K. Furdyna, T. Wojtowicz// *Appl. Phys. Lett.*-**2004.**- V.-85.- P. 260-262.
- Werpachowska A.M.** Spin waves and the anomalous Hall effect in ferromagnetic (Ga,Mn)As/ A.M. Werpachowska// Institute of Physics Polish Academy of Sciences.- **2011.**- Warsaw.- PhD thesis.
- Wolf P.A.** Polaron-polaron interactions in diluted magnetic semiconductors/ P.A. Wolff, R.N. Bhatt, A.C. Durst// *J. Appl. Phys.*- **1996.**- V.-79.- P. 5196-5198.
- Wong E.W.** Nanobeam Mechanics: Elasticity, Strength, and Toughness of Nanorods and Nanotubes/ E.W. Wong, P.E. Sheehan, C.M. Lieber// *Science.*-**1997.**- V. 277.- P. 1971-1975.
- Woodbury D.A.** Impurity Conduction and the Metal-Nonmetal Transition in Manganese-Doped Gallium Arsenide/ D.A. Woodbury, J.S. Blakemore// *Phys. Rev. B.*-**1973.**- V. 8. - P. 3803-3810.

- Wu H.W.** Room temperature ferromagnetism in Mn<sup>+</sup>-implanted Si nanowires/ H.W. Wu, C.J. Tsai, L.J. Chen// *Appl. Phys. Lett.*- **2007.**- V. 90.- 043121.
- Xu D.S.** Preparation of II-VI group semiconductor nanowire arrays by dc electrochemical deposition in porous aluminum oxide templates/ D.S. Xu, D.P. Chen, Y.J. Xu, X.S. Shi, G.L. Guo, L.L. Gui, Y.Q. Tang// *Pure Appl. Chem.*- **2000.**- V.-72.- P.127-135.
- Yakovlev D.R.** Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors.- Magnetic polaron/ D.R. Yakovlev, W. Ossau// Springer-Verlag.- **2010.**- Berlin.
- Yakunin A.M.** Spatial Structure of an Individual Mn Acceptor in GaAs/ A.M. Yakunin, A.Yu.Silov, P.M. Koenraad, J. H.Wolter, W.Van Roy, J. De Boeck, J.-M. Tang, M.E. Flatte// *Phys. Rev. B.*-**2004.**- V.- 92.- 216806.
- Yakunin A.M.** Mn in GaAs studied by X-STM: from a single impurity to ferromagnetic layers/ A.M. Yakunin// Eindhoven Technical University.-**2005.**- Eindhoven.- PhD thesis.
- Yakunin A.M.** Warping a single Mn acceptor wavefunction by straining the GaAs host/ A.M. Yakunin, A.Yu. Silov, P.M. Koenraad J.-M. Tang, M.E. Flatt'e, J.-L. Primus, W. Van Roy, J. De Boeck, A.M. Monakhov, K.S. Romanov, I.E. Panaiotti, N.S. Averkiev// *Nature Mater.*-**2007.**- V.-6.- P. 512-515.
- Yang Y.** Mn-doped AlN nanowires with room temperature ferromagnetic ordering/ Y. Yang, Q. Zhao, X.Z. Zhang, Z.G. Liu, C.X. Zou, B. Shen, D.P. Yua// *Appl. Phys. Lett.*- **2007.**- V. 90.- 092118.
- Yan H.** Programmable nanowire circuits for nanoprocessors/ H. Yan, H.S. Choe, S.W. Nam, Y. Hu, S. Das, J.F. Klemic, J.C. Ellenbogen, C.M. Lieber// *Nature.* - **2011.**- V. 470.- P. 240-244.
- Yazawa M.** Effect of one monolayer of surface gold atoms on the epitaxial growth of InAs nanowhiskers/ M. Yazawa, M. Koguchi, A. Muto, M. Ozawa, K. Hiruma// *Appl. Phys. Lett.*- **1992.**- V.-61.- P. 2051-2053.



- Yua K.M.** Effect of film thickness on the incorporation of Mn interstitials in  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ / K.M. Yua, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, J. Denlinger, M.A. Scarpulla, X. Liu, J.K. Furdyna// *Appl. Phys. Lett.*- **2005**.- V.-86.- 042102.
- Zieba A.**  $\text{Mn}_{0.9}\text{Co}_{0.1}\text{P}$  in an external field: Lifshitz point and irreversibility behavior of disordered incommensurate phases/ A. Zieba, C.C. Becerra, H. Fjellvag, N.F. Oliveira, A. Kjekshus// *Phys. Rev. B*.-**1992**.-V. 46.- P. 3380-3390.
- Zener C.** Interaction Between the d Shells in the Transition Metals/ C. Zener// *Phys. Rev.*- **1951**.- V.-81.- P. 440-444.
- Zener C.** Interaction between the d-Shells in the Transition Metals. III. Calculation of the Weiss Factors in Fe, Co, and Ni/ C. Zener// *Phys. Rev.*- **1951**.- V.-83.- P. 229-301.
- Zeng C.** Epitaxial ferromagnetic  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  on Ge 111/ C. Zeng, S.C. Erwin, L.C. Feldman, A.P. Li, R. Jin, Y. Song, J.R. Thompson, H.H. Weitering// *Appl. Phys. Lett.*- **2003**.- V. 83.- P. 5002-5004.
- Zhang W.** Electronic states in a magnetic quantum-dot molecule: Instabilities and spontaneous symmetry breaking/ W. Zhang, T. Dong, A.O. Govorov// *Phys. Rev.*-**2007**.- V. 76.- 075319.
- Zhang Z.** Quantitative Analysis of Current–Voltage Characteristics of Semiconducting Nanowires: Decoupling of Contact Effects/ Z. Zhang, K. Yao, Y. Liu, C. Jin, X. Liang, Q. Chen, L.-M. Peng// *Adv. Funct. Mater.*-**2007a**.- V. 17.-P. 2478-2489.
- Zhang L.** Targeted cargo delivery using a rotating nickel nanowire/ L. Zhang, T. Petit, K.E. Peyer, B.J. Nelson// *Nanomedicine: NBM.*- **2012**.- V. 8.- P. 1074-1080.
- Zolotaryov A.** MBE-growth of InAs/GaAs(001) quantum dots at low temperatures/ A. Zolotaryov, Ch. Heyn, W. Hansen// *J. Cryst. Growth.*-**2008**.- V.310.- P. 4122-4125.
- Zutic I.** Spintronics: Fundamentals and applications/ I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma// *Rev. Mod. Phys.*-**2004**.- V.-76.- P. 323-410.

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ РАБОТЫ

## публикации в рецензируемых журналах:

- A1. K. Minami, **A.D. Bouravleuv**, Y. Sato, T. Ishibashi, N. Kuwano, K. Sato/ MBE growth and TEM analyses in Mn–Ge–P compounds// *Phys. Stat. Sol. (a)***203**, 2788-2792 (2006).
- A2. **A.D. Bouravleuv**, K. Minami, T. Ishibashi, K. Sato/ Self-assembled nanowhiskers grown by MBE on InP(001) surface// *Phys. Stat. Sol. (a)***203**, 2793-2799 (2006).
- A3. K. Sato, **A. Bouravleuv**, A. Koukitu, T. Ishibashi/ Self-Assembled Growth and Characterization of Mn<sub>x</sub>P Nanowires// *Jpn. J. Appl. Phys.***47**, 8214-8217 (2008).
- A4. **A.D. Bouravleuv**, S. Mitani, R.M. Rubinger, M.C. do Carmo, N.A. Sobolev, T. Ishibashi, A. Koukitu, K. Takanashi, K. Sato/ Magnetic properties of MnP nanowhiskers grown by MBE// *Physica E* **40**, 2037-2039 (2008).
- A5. M.S. Reis, R. Rubinger, N. Sobolev, M.A. Valente, K. Yamada, K. Sato, Y. Todate, **A. Bouravleuv**, P.J. von Ranke, S. Gama/ Influence of strong magnetic anisotropy on the magnetocaloric effect of MnP single crystal// *Phys. Rev. B***77**, 104439 (2008).
- A6. G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, Yu.B. Samsonenko, **A.D. Bouravleuv**, J.C. Harmand, F. Glas/ Critical diameters and temperature domains for MBE growth of III–V nanowires on lattice mismatched substrates// *Phys. Stat. Sol. RRL***3**, 112–114 (2009).
- A7. U. Perinetti, N. Akopian, Yu.B. Samsonenko, **A.D. Bouravleuv**, G.E. Cirlin, V. Zwiller/ Sharp emission from single InAs quantum dots grown on vicinal GaAs surfaces// *Appl. Phys. Lett.***94**, 163114 (2009).
- A8. V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, **A.D. Bouravleuv**, Yu.B. Samsonenko, D.L. Dheeraj, H.L. Zhou, C. Sartel, J.C. Harmand, G. Patriarche, F. Glas// Role of nonlinear effects in nanowire growth and crystal phase// *Phys. Rev. B***80**, 205305 (2009).

- A9. **A.D. Bouravleuv**, N.V. Sibirev, G. Statkute, G.E. Cirlin, H. Lipsanen, V.G. Dubrovskii/ Influence of substrate temperature on the shape of GaAs nanowires grown by Au-assisted MOVPE// *J. Cryst. Growth***312**, 1676–1682 (2010).
- A10. B.V. Novikov, S.Yu. Serov, N.G. Filosofov, I.V. Strohm, V.G. Talalaev, O.F. Vyvenko, E.V. Ubyivovk, Yu.B. Samsonenko, **A.D. Bouravleuv**, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii/ Photoluminescence properties of GaAs nanowire ensembles with zincblende and wurtzite crystal structure// *Phys. Stat. Sol. RRL***4**, 175–177 (2010).
- A11. G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii, Yu.B. Samsonenko, **A.D. Bouravleuv**, K. Durose, Y.Y. Proskuryakov, B. Mendes, L. Bowen, M.A. Kaliteevski, R.A. Abram, D. Zeze/ Self-catalyzed, pure zincblende GaAs nanowires grown on Si(111) by molecular beam epitaxy// *Phys. Rev. B***82**, 035302 (2010).
- A12. Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин, А.И. Хребтов, **А.Д. Буравлев**, Н.К. Поляков, В.П. Улин, В.Г. Дубровский, P. Werner/ Исследование процессов самокаталитического роста GaAs нитевидных кристаллов на модифицированных поверхностях Si(111), полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии// *ФТП***45**, 441-445 (2011).
- A13. С.В. Карпов, Б.В. Новиков, М.Б. Смирнов, В.Ю. Давыдов, А.Н. Смирнов, И.В. Штром, Г.Э. Цырлин, **А.Д. Буравлев**, Ю.Б. Самсоненко/ Особенности спектров рамановского рассеяния нитевидных кристаллов на основе соединений  $A_3B_5$ // *ФТТ***53**, 1359 – 1366 (2011).
- A14. **А.Д. Буравлев**, Г.Э. Цырлин, В.В. Романов, Н.Т. Баграев, Е.С. Брилинская, Н.А. Лебедева, С.В. Новиков, H. Lipsanen, В.Г.Дубровский/ Формирование (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов и изучение их магнитных свойств// *ФТП***46**, 188-193 (2012).
- A15. V.N. Kats, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, T.V. Chizhova, G.E. Cirlin, **A.D. Bouravleuv**, Yu.B. Samsonenko, I.P. Soshnikov, E.V. Ubyivovk, J. Bleuse, H. Mariette/ Optical study of GaAs quantum dot embedded into AlGaAs nanowires// *Sem. Sci. Tech.* **27**, 015009 (2012).

- A16. **А.Д. Буравлев**, А.А. Зайцев, П.Н. Брунков, В.Ф. Сапега, А.И. Хребтов, Ю.Б.Самсоненко, Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, В.М. Устинов/ Исследование процессов формирования самоупорядоченных квантовых точек на основе (In,Mn)As// *ПЖТФ***38**, 21-27 (2012).
- A17. **А.Д. Буравлев**, Г.О. Абдрашитов, Г.Э. Цырлин/ Молекулярно-пучковая эпитаксия (Ga,Mn)As нитевидных кристаллов на поверхности GaAs(100)// *ПЖТФ***38**, 78-83 (2012).
- A18. M. Tchernycheva, L. Rigutti, G. Jacopin, A. de Luna Bugallo, P. Lavenus, F.H. Julien, M. Timofeeva, **A.D. Bouravleuv**, G.E. Cirlin, V. Dhaka, H. Lipsanen, L. Largeau/ Photovoltaic properties of GaAsP core-shell nanowires on Si(001) substrate// *Nanotechnology* **23**, 265402 (2012).
- A19. **А.Д. Буравлев**, Д.В. Безнасюк, Е.П. Гильштейн, M. Tchernycheva, A. De Luna Bugallo, L. Rigutti, L. Yu, Yu. Proskuryakov, И.В. Штром, М.А. Тимофеева, Ю.Б. Самсоненко, А.И. Хребтов, Г.Э.Цырлин / Исследование фотоэлектрических свойств массивов нитевидных нанокристаллов GaAs:Be // *ФТП***47**, 797-801 (2013).
- A20. С.А. Блохин, А.М.Надточий, А.А. Красивичев, Л.Я. Карачинский, А.П. Васильев, В.Н. Неведомский, М.В. Максимов, Г.Э. Цырлин, **А.Д. Буравлев**, Н.А. Малеев, А.Е. Жуков, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов/ Оптическая анизотропия квантовых точек InGaAs// *ФТП***47**, 87-91 (2013).
- A21. **A. Bouravleuv**, G. Cirlin, V. Sapega, P. Werner, A. Savin, H. Lipsanen/ Ferromagnetic (Ga,Mn)As nanowires grown by Mn-assisted molecular beam epitaxy// *J. Appl. Phys.* **113**, 144303 (2013).
- A22. **А.Д. Буравлев**, В.Н. Неведомский, Е.В. Убыйвовк, В.Ф. Сапега, А.И. Хребтов, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов/ Квантовые точки (In,Mn)As: синтез методом молекулярно-пучковой эпитаксии и оптические свойства// *ФТП***47**, 1033-1036 (2013).
- A23. Н.В. Сибирев, **А.Д. Буравлев**, Ю.М. Трушков, Д.В. Безнасюк, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин/ Влияние потока мышьяка при молекулярно-

пучковой эпитаксии самокаталитических нитевидных нанокристаллов (Ga,Mn)As// *ФТП***47**, 1425-1430 (2013).

A24. **А.Д. Буравлев**, Н.В. Сибирев, Д.В. Безнасюк, N. Lebedeva, S.Novikov, H. Lipsanen, Г.Э. Цырлин/ Новый метод определения модуля Юнга (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов с помощью растрового электронного микроскопа// *ФТТ***55**, 2118-2122 (2013).

A25. V.N. Trukhin, A.S. Buyskikh, N.A. Kaliteevskaya, **A.D. Bouravleuv**, L.L. Samoilov, Yu.B. Samsonenko, G.E. Cirlin, M.A. Kaliteevski, A.J. Gallant/ TerahertzgenerationbyGaAsnanowires// *Appl. Phys. Lett.* **103**, 072108 (2013).

A26. **А.Д. Буравлев**, Н.В. Сибирев, Е.П. Гильштейн, П.Н. Брунков, И.С. Мухин, М. Tchernycheva, А.И. Хребтов, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин/ Исследование электрических свойств одиночных (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов// *ФТП* **48**, 358-363 (2014).

#### публикации в материалах научных мероприятий:

A27. **A.D. Bouravleuv**, K. Minami, T. Ishibashi, K.Sato/ MBE growth and properties of self-assembled nanowhiskers on InP(001) surface// Ext. abs. of the 66th Autumn Meeting of the Japan Society of Applied Physics, (7-11 September, 2005), Tokushima, Japan, No. 1, p. 361.

A28. K. Minami, **A.D. Bouravleuv**, Y. Sato, T. Ishibashi, K. Sato/ Preparation and characterization in MnGeP<sub>2</sub> thin film// Proc. of Workshop on Ternary and Multinary Compounds, (25-26 November, 2005), Tokyo, Japan, pp. 193-196. (in Jpn.)

A29. **A.D. Bouravleuv**, K. Minami, T. Ishibashi, K. Sato/ Self-assembled nanowhiskers on InP(001) surface// Proc. of Workshop on Ternary and Multinary Compounds, (25-26 November, 2005), Tokyo, Japan, pp. 181-184.

A30. K. Minami, **A.D. Bouravleuv**, Y. Sato, T. Ishibashi, K. Sato/ Fabrication and characterization of MnP// Ext. Abs. of Colloquium on “Future Nano-materials and Coherent Optical Science”, (December 10, 2005), Tokyo, Japan, p. 41. (in Jpn).

- A31. **A.D. Bouravleuv**, K. Minami, T. Ishibashi, K. Sato/ Self-assembled semiconductor nanowiskers on InP(001) surface// Ext. Abst. of COE meeting “Future Nano-materials and Coherent Optical Science”, (December 10, 2005), Tokyo, Japan, p. 38.
- A32. **A.D. Bouravleuv**, K. Minami, T. Ishibashi, K. Sato/ MBE growth of Mn-based nanowiskers on different semiconductor substrates// Ext. Abs. of Colloquium on “Future Nano-materials”, (February 23, 2006), Tokyo, Japan, p. 48.
- A33. **A.D. Bouravleuv**, K. Minami, T. Ishibashi, K. Sato/ MnP and Ge self-assembled nanowiskers on InP(001)// Proc. of the 14th Int. Symp. on Nanostr.: Physics and Technology (NANO2006), (26-30 June 2006), St.Petersburg, Russia, p. 96-97.
- A34. K. Sato, **A. Bouravleuv**, K. Minami, Y. Sato and T. Ishibashi/ Self-assembled MnP and Ge nanowiskers: MBE growth and properties// The 36th National Conf. on Crystall Growth (NCCG36) of Jap. Assoc. for Cryst. Growth (JACG), (1-3 November 2006) Osaka, Japan, *J. Jap. Assos.for Cryst. Growth***33**, p. 104. (in Jpn.)
- A35. **A.D. Bouravleuv**, K. Minami, Y. Sato, T. Ishibashi, K. Sato: MBE growth and characterization of MnP and Ge nanowiskers. Proc. of the 28th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors (ICPS28), (July 24-28 2006), Vienna, Austria. Ed. by W. Jantsch and F. Schaffler. *AIP Conf. Proc.* **893**, 57-58 (2007).
- A36. **A.D. Bouravleuv**, H Sosiati, T Ishibashi, N Kuwano, K Sato/ MBE fabrication of  $Mn_xP$  nanowiskes// Proc, of the Int. Conf. on Nano Science and Technology (ICN+T 2007), (July 1-6 2007), Stockholm, Sweden, *J. Phys.: Conf. Series***100**, 052052 (2008).
- A37. Г.Э. Цырлин, **А.Д. Буравлев**, Ю.Б. Самсоненко, G. Statkute, H. Lipsanen/ Рост АЗВ5 нитевидных нанокристаллов без внешнего катализатора// Труды XIII Межд. симп. «Нанозифика и нанозлектроника», 16-20 марта 2009, Н.Новгород, с. 28-29.
- A38. G.E. Cirlin, Yu.B. Samsonenko, **A.D. Bouravleuv**, I.P. Soshnikov, N.K. Polyakov, N.V. Sibirev, V.G. Dubrovskii, M. Tchernycheva, J.C. Harmand/ A3B5 coherent nanowires on silicon substrates: MBE growth and properties// Proc. 17th Int.

- Symp. “Nanost.: physics and technology” – June 22-26, 2009, Minsk, 2009, p.123-124.
- A39. **A.D. Bouravleuv**, G. Statkute, G.E. Cirlin, H. Lipsanen/ Self-catalized MOVPE growth of GaAs whiskers// Proc.17th Int. Symp. “Nanostr.: physics and technology” – June 22-26, 2009, Minsk, 2009, p.125-126.
- A40. B.V. Novikov, S.Yu. Serov, N.G. Filosofov, I.V. Shtrom, V.G. Talalalev, O.F. Vyvenko, E.V. Ubyivovk, Yu.B. Samsonenko, **A.D. Bouravleuv**, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin/ Optical properties of GaAs nanowires studied by low temperature photoluminescence// Proc.17th Int. Symp. “Nanostr.: physics and technology” – June 22-26, 2009, Minsk, 2009, p.186-187.
- A41. **A.D. Bouravleuv**, G.E. Cirlin, K. Sato, S. Novikov, N. Lebedeva, H. Lipsanen/ MBE growth of MnP and GaMnAs nanowhiskers// Abs. 4th Nanowire growth workshop, Paris, France, October 26-27, 2009, p.40.
- A42. Н.В. Сибирев, Г.Э. Цырлин, **А.Д. Буравлев**, М.В. Назаренко, Ю.Б. Самсоненко, М.А. Тимофеева, В.Г. Дубровский/ Поверхностная энергия III-V соединений и нелинейные эффекты роста полупроводниковых нитевидных кристаллов// Труды XIV международного симпозиума «Нанопизика и Наноэлектроника», Н.Новгород, 15 – 19 марта, 2010, с. 527-528.
- A43. B.V. Novikov, S.Yu. Serov, N.G. Filosofov, I.V. Strohm, V.G. Talalaev, O.F. Vyvenko, E.V. Ubyivovk, A.S. Bondarenko, Yu.B. Samsonenko, **A.D. Bouravleuv**, I.P. Soshnikov, N.V. Sibirev, V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin/ Photoluminescence study of GaAs nanowires of different crystal structures// Proc.18th International Symposium “Nanostructures: physics and technology” – June 21-26, 2010, St.Petersburg, Russia, 2010, p.234-235.
- A44. **A. Bouravleuv**, S. Novikov, N. Lebedeva, N. Sibirev, G. Cirlin, H. Lipsanen/ (GaMn)As nanowiskers grown by molecular beam epitaxy// Proc.18th International Symposium “Nanostructures: physics and technology” – June 21-26, 2010, St.Petersburg, Russia, 2010, p.331-332.
- A45. Yu.B. Samsonenko, **A.D. Bouravleuv**, N.K. Polyakov, V.P. Ulin, A.G. Gladyshev, G.E. Cirlin/ Self-catalysed molecular beam growth of III-V nanowires

- on different substrates// Proc.18th International Symposium “Nanostructures: physics and technology” – June 21-26, 2010, St.Petersburg, Russia, 2010, p.341-342.
- A46. I.P. Soshnikov, A.G. Gladushev, Dm. Afanasyev, G.E. Cirlin, **A.D. Bouravlev**, Yu.B. Samsonenko/ Growth of ordered III-V nanowiskers usinf electron lithography// Proc.18th International Symposium “Nanostructures: physics and technology” – June 21-26, 2010, St.Petersburg, Russia, 2010, p.347-348.
- A47. **А. Буравлев**, Г. Цырлин, В. Романов, Н. Баграев, Е. Брилинская, Н. Лебедева, С. Новиков, Н. Lipsanen, В. Дубровский/ Магнитные нановискеры на основе MnP и (GaMn)As// Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и Нанoeлектроника», Н.Новгород, 14 – 18 марта, 2011, с. 270-271.
- A48. **A. Bouravlev**, G. Cirlin, V. Sapega, P. Werner, A. Savin, H. Lipsanen/ (Ga,Mn)As nanowires: MBE growth and magnetic properties// Proc. 6th Nanowire Growth Workshop, St.Petersburg, Russia, June 4-6, 2012, p. 64.
- A49. S.V. Zaitsev, **A.D. Bouravlev**, G. Cirlin/ Optical characterization of GaAs and (GaMn)As nanowires// Proc. 6th Nanowire Growth Workshop, St.Petersburg, Russia, June 4-6, 2012, p.89.
- A50. **A.D. Bouravlev**, P.N. Brunkov, V.F. Sapega, A.I. Khrebtov, Yu.B. Samsonenko, G.E. Cirlin, V.M. Ustinov/ MBE growth of (In,Mn)As quantum dots// Proc. 3d Int. Conf. “State-of-art trends of scientific research of artificial and natural nanoobjects” (STRANN’12), St.Petersburg, Russia, October 10-12, 2012, p. 62-63.
- A51. **А.Д. Буравлев**/ Наноструктуры на основе разбавленных магнитных полупроводников// Труды XVII международного симпозиума «Нанофизика и Нанoeлектроника», Н.Новгород, 11 – 15 марта, 2013, с. 374-375.
- A52. I.M. Trushkov, N.V. Sibirev, **A.D. Bouravlev**, D.V. Beznasyuk, G.E. Cirlin/ The influence of As flux on the self-catalyzed III-As nanowires growth// Proc.21st Int. Symp. “Nanostructures: physics and technology” – June 24-28, 2013, St.Petersburg, Russia, 2013, p.208-209.



- A53. **А.Д. Буравлев**, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самосоненко, А.И. Хребтов, В.Н. Неведомский, П.Н. Брунков, В.Ф. Сапега, В.М. Устинов/  
МПЭростисвойстваквантовыхточекнаоснове  
(In,Mn)Asполупроводниковыхсоединений//  
ТезисыдокладовXIRоссийскойконференциипофизикеполупроводников, Санкт-Петербург, 16 – 20 сентября, 2013, с. 320.
- A54. **А.Д. Буравлев**, Н.В. Сибирев, Д.В. Безнасюк, Н. Лебедева, С. Новиков, Х. Липсанен, Г.Э. Цырлин/ Определение модуля Юнга (Ga,Mn)As НК// Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников, Санкт-Петербург, 16 – 20 сентября, 2013, с. 461.