ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ СО РАН

на правах рукописи

Воробьёв Александр Борисович

МОРФОЛОГИЯ ГЕТЕРОГРАНИЦ И ТРАНСПОРТ ДЫРОК В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs (311)A

Специальность 01.04.10 - физика полупроводников

Д и с с е р т а ц и я

на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научный руководитель -

кандидат физико-математических

наук, с.н.с. В.Я. Принц

НОВОСИБИРСК - 2001

СОДЕРЖАНИЕ

Список сокращений и обозначений

МЛЭ – молекулярно лучевая эпитаксия

ГФЭ - газофазная эпитаксия

ПЭМ – просвечивающая электронная микроскопия

ПЭМВР – просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения

СТМ – сканирующая туннельная микроскопия

ДБЭ – дифракция быстрых электронов

ВАХ - вольтамперная характеристика

ВФХ - вольтфарадная характеристика

T – температура

S – площадь

V – напряжение

ε_0 - диэлектрическая постоянная

ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

C – емкость

f – частота

n – концентрация электронов

R – сопротивление

B – магнитное поле

σ – слоевая проводимость квадратного образца

μ – подвижность

μ_H – эффективная холловская подвижность

p – концентрация дырок

p_H - эффективная холловская концентрация дырок

Ea – энергия активации

τ – время релаксации по импульсу

e – элементарный заряд

m_0 – масса свободного электрона

m* - эффективная масса

d_{GaAs} – толщина слоя GaAs

L, d – ширина квантовой ямы

Δ – изменение ширины квантовой ямы

U – глубина квантовой ямы

Λ – корреляционная длина

E_0 – энергия квантования

h, $\hbar$ – постоянная Планка

k – постоянная Больцмана

КЭХ – квантовый эффект Холла

ν – фактор заполнения

Rxx – продольное магнитосопротивление

Rxy – поперечное магнитосопротивление

СР - сверхрешетка

x – расстояние

Ep – уровень протекания

ΔE_V – разрыв валентной зоны

E_F – уровень Ферми

ВВЕДЕНИЕ.

Актуальность темы. Прогресс в области физики полупроводников в последние годы тесно связан с успехами нанотехнологии, сделавшей возможным создание объектов нанометровых размеров [1, 2]. В настоящее время общепринятыми методами создания нанообъектов в твердотельных структурах являются электронная и ионная литографии в сочетании с химическим травлением. Эти методы имеют ряд физических ограничений (неизбежные флуктуации и расфокусировка электронного и ионного пучков, шероховатость поверхности после травления и ее загрязнение примесями и дефектами), которые не позволяют в течение уже нескольких лет перейти к размерам объектов менее 5-10 нм и получить требуемые атомно-гладкие поверхности.

Для преодоления недостатков стандартных методов в последние годы предпринимались многочисленные попытки формирования упорядоченных ансамблей нанообъектов (квантовых проволок и квантовых точек) непосредственно в процессе создания структур, используя явления самоорганизации. В большинстве таких работ нанообъекты формировались в процессе гетероэпитаксии на поверхностях с микрорельефом, который либо создавался предварительной обработкой подложки, либо спонтанно возникал на различных несингулярных поверхностях кристаллов при определённых ростовых условиях. Образованные при этом массивы нанообъектов сильно отличались формой и размерами единичного элемента, распределением по размерам, степенью пространственной упорядоченности. Наибольший интерес представляют системы из одинаковых элементов малого размера (менее 5 нм в 2-х или 3-х измерениях), расположенных с высокой периодичностью - кристаллы из "искусственных атомов". Этим объясняется пристальное внимание к росту на поверхности GaAs (311)A после появления в 1991 г. первого сообщения о фасетировании этой поверхности в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и возможности формирования in situ высокопериодичного массива совершенных квантовых проволок [3,4].

Предпринятые в последние несколько лет интенсивные исследования полупроводниковых гетероструктур, выращенных на поверхности GaAs (311)A, показали, что одной из их характерных особенностей является анизотропия электрофизических и оптических свойств в плоскости слоев, которая многими авторами связывалась с периодическим фасетированием гетерограниц высотой 10.2 Å и периодом 32 Å и наличием массивов квантовых проволок. Однако немногочисленные исследования поперечного сечения многослойных гетероструктур GaAs/AlAs (311)A [4,5] и ростовой поверхности GaAs (311)A [6-8] прямыми методами - просвечивающей электронной микроскопией (ПЭМ) и сканирующей туннельной микроскопией (СТМ) - дали крайне противоречивую информацию о наличии фасетирования и его геометрических параметрах. Полностью отсутствовали исследования транспортных свойств предельно узких квантовых ям GaAs (311)A, ширина которых сравнима с высотой предполагаемого фасетирования (≈10 Å), хотя именно в этом случае можно было ожидать наибольшего влияния гофрировки гетерограниц на перенос заряда в плоскости слоев, в частности, роста подвижности носителей заряда вдоль проволок вследствие предсказанного для идеальных квантовых проволок подавления процессов упругого рассеяния [9-10]. Таким образом, несмотря на большое число работ, посвященных исследованию свойств гетероструктур GaAs/AlAs (311)A, без ответа оставался ряд существенных вопросов: каковы размеры рельефа гетерограниц GaAs/AlAs (311)A; существуют ли массивы квантовых проволок в сверхрешетках GaAs/AlAs (311)A; чем вызвана латеральная анизотропия электрофизических свойств сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A.

Целями диссертационной работы являются:

- выявление причин анизотропии транспортных свойств, характерной для сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A;
- выявление наличия рельефа гетерограниц GaAs/AlAs (311)A и определение его геометрических размеров;

- выяснение возможности формирования квантовых проволок непосредственно в процессе МЛЭ на поверхности GaAs (311)A.

Научная новизна работы и значимость полученных результатов.

- Впервые проведены исследования транспорта дырок в серии модулированно легированных бериллием сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A с предельно малыми толщинами проводящих слоев GaAs (от 4 до 21 Å). Обнаружена сильная латеральная анизотропия подвижности дырок в температурном диапазоне от 77 до 300 K.
- В сверхрешетках GaAs/AlAs (311)A, выращенных методом МЛЭ, обнаружен апериодичный волнообразный рельеф гетерограниц глубиной до 6 монослоёв (10.2 Å). Его особенностью является ярко выраженная анизотропия - гребни ориентированы вдоль направления $[\bar{2}33]$, в перпендикулярном к нему направлении $[01\bar{1}]$ характерный латеральный масштаб рельефа составляет сотни ангстрем.
- Обнаружено, что слои GaAs и AlAs, выращенные на поверхности GaAs (311)A методом МЛЭ, существенно различаются по характеру гофрировки. Слои GaAs сильно модулированы по толщине в направлении $[01\bar{1}]$, изменения толщины достигают 12-ти монослоёв (20.4 Å), что при малой средней толщине слоя (≈20 Å) приводит к образованию апериодичных проволокоподобных структур, ориентированных вдоль направления $[\bar{2}33]$. В то же время изменения толщины слоев AlAs составляют не более 3-х монослоёв (5.1 Å), а форма рельефа верхней границы слоя повторяет форму рельефа нижней.

Практическая значимость работы

- Анизотропный рельеф гетерограниц GaAs/AlAs (311)A глубиной до 6 монослоёв (10.2 Å) может быть использован для формирования структур с квантовыми проволоками непосредственно в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии.
- Разработан метод создания высококачественных поперечных срезов эпитаксиальных пленок для просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Изготовленные с помощью этого метода образцы имеют толщину, постепенно уменьшающуюся до нескольких монослоёв, позволяют получить атомное разрешение на большой площади (~0.1 мкм^2). Метод применим для различных твердотельных материалов, в том числе радиационно нестойких (HgCdTe), которые не могут быть препарированы обычно применяемым ионным травлением.

Положения, выносимые на защиту

♦ В сверхрешетках GaAs/AlAs (311)A, выращенных методом МЛЭ, существует анизотропный апериодичный волнообразный рельеф гетерограниц глубиной до 6 монослоёв (10.2 Å), гребни которого ориентированы вдоль направления $[\bar{2}33]$, а в перпендикулярном к нему направлении $[01\bar{1}]$ характерный латеральный масштаб рельефа составляет сотни ангстрем.

♦ Слои GaAs и AlAs, выращенные на поверхности GaAs (311)A методом МЛЭ, различаются по характеру гофрировки. Слои GaAs модулированы по толщине в направлении $[01\bar{1}]$, изменения толщины достигают 12-ти монослоёв (20.4 Å), что при малой средней толщине слоя (≈20 Å) приводит к образованию апериодичных проволокоподобных структур, ориентированных вдоль направления $[\bar{2}33]$. В то же время изменения толщины слоев AlAs составляют не более 3-х монослоёв (5.1 Å), а форма рельефа верхней границы слоя повторяет форму рельефа нижней.

♦ Анизотропия подвижности двумерного дырочного газа в плоскости слоев сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A вызвана апериодичной анизотропной модуляцией ширины GaAs квантовых ям. Анизотропия подвижности дырок зависит от средней ширины квантовой ямы и достигает 7 при средней ширине ямы 21 Å.

♦ Разработан метод создания высококачественных поперечных срезов для просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Метод основан на освобождении тонкой (<1 мкм) пленки, содержащей исследуемую структуру, от связи с подложкой и разрезании пленки хрупкими трещинами. При исследовании гетерограниц GaAs/AlAs (311)A и (100) продемонстрировано получение срезов, обеспечивающих атомное разрешение на большой площади (~0.1 мкм^2), без введения в них дефектов при препарировании.

Глава 1. СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs (311)A. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.

§1.1. Электрофизические свойства гетероструктур GaAs/AlAs (311)A.

Эпитаксиальный рост на высокоиндексных поверхностях полупроводниковых соединений интенсивно исследуется уже в течение нескольких десятилетий. Считается, что конфигурация связей на некоторых высокоиндексных поверхностях обеспечивает более благоприятные условия для эпитаксиального роста высококачественного бездефектного материала, чем на обычно используемой поверхности (100). Сравнение различных критериев роста (легкости зародышеобразования, стехиометричности, планарности, плотности упаковки), которое в 1962 году провел *Sangster* на “ball-and-stick” моделях различных поверхностей, позволило предположить, что оптимальными для роста кристаллов с решеткой цинковой обманки являются направления <N11>, где 3≤N≤5 [11]. Эпитаксиальный рост на этих высокоиндексных поверхностях исследовался во множестве экспериментальных работ [12-25]. Было показано, что структуры, выращенные на поверхности (311), по ряду параметров превосходят аналогичные (100) структуры. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхности (311) GaAs были получены объемный GaAs высокой чистоты [12] и GaAs/AlGaAs гетероструктуры с высокоподвижным двумерным газом [34-36,41,42]. В GaAs/AlGaAs (311)A гетероструктурах неоднократно была зафиксирована рекордно высокая подвижность двумерного дырочного газа: $3.8\cdot10^5$ см^2/(в·сек) при концентрации $p=1\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ в 1986 [34], $1.2\cdot10^6$ см^2/(в·сек) при $p=3.3\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ в 1992 [36], $1.3\cdot10^6$ см^2/(в·сек) при $p>1\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ в 1994 [41]. Заметно большую подвижность 2DHG в (311)A гетероструктурах по сравнению с аналогичными выращенными на поверхности (100), связывают с тем, что встраивание фоновых примесей (углерода и серы) в процессе МЛЭ на поверхности (311)A меньше, чем на (100) [34].

Большое количество работ, посвященных именно дырочному двумерному газу на поверхности GaAs (311)A, связано с особенностями встраивания легирующей примеси на этой поверхности. При создании GaAs/AlGaAs (100) гетероструктур с высокоподвижным двумерным электронным газом в качестве донорной примеси используется исключительно кремний (Si). Кремний является амфотерной примесью в соединениях $A^{III}B^{V}$ и может проявлять себя как донор или как акцептор в зависимости от ориентации подложки. Было показано, что для поверхностей {N11}A кремний является акцептором при N≤3 [13]. Этот факт был использован для создания латеральных *p-n* переходов при эпитаксиальном росте на профилированных подложках [26], и формирования на их основе квазиодномерных электронных систем [27, 28], а также светодиодов [29] и лазеров [30,31]. На поверхности (311)A возможно также получение *n*-GaAs, легированного кремнием, при низких температурах роста [18], или высоких давлениях мышьяка [19,21].

Другой широко используемой при росте GaAs методом МЛЭ акцепторной примесью является бериллий (Be) [119-122]. Одна из основных проблем при использовании бериллия – его диффузия и поверхностная сегрегация при высоких уровнях легирования и высоких температурах роста [32,33]. Эти нежелательные эффекты оказываются сильно подавленными при росте на поверхности (311)A вместо (100) [15]. Фотолюминесценция и электрические измерения легированных бериллием слоев $Al_{0.24}Ga_{0.76}As$ показали, что эффективность встраивания бериллия как акцептора на поверхности (311)A больше, чем на (100) [43]. Сравнение свойств двумерного дырочного газа в гетероструктурах GaAs/AlGaAs (311)A, модулированно легированных кремнием и бериллием, не выявило каких-либо преимуществ использования одного из этих акцепторов по сравнению с другим [43].

Характерной особенностью гетероструктур GaAs/AlGaAs (311)A является выраженная анизотропия транспортных [35-42, 45-47] и оптических [48-61] свойств в плоскости слоев. Авторы [35] обнаружили, что подвижность двумерного дырочного газа в направлении $[\bar{2}33]$

существенно (в 1.3 раза при T=4.2 K) превышает подвижность в направлении $[01\bar{1}]$, и предположили, что этот эффект связан с анизотропией поверхности Ферми. Однако эксперименты по магнитотуннельной спектроскопии дырок [39] показали, что дисперсия основной подзоны дырок в GaAs (311)A квантовых ямах изотропна при значениях фермиевского импульса менее $1.2 \cdot 10^6$ см$^{-1}$. Более высокие подзоны проявляют заметную анизотропию и непараболичность, но, вследствие большой массы дырок и высокой плотности состояний, в реальных структурах заполнена только основная подзона. Поэтому присущая гетеропереходам и квантовым ямам AlGaAs/GaAs (311)A анизотропия подвижности двумерного дырочного газа в большинстве работ объяснялась в рамках модели периодической гофрировки гетерограниц, предложенной *Nötzel et al.* [3,4].

Энергетический спектр и электронные свойства гетероструктур и квантовых ям (311)A рассматривались в ряде теоретических работ как без учета [62-67], так и с учетом гофрировки гетерограниц [68-71]. Среди них стоит выделить следующие.

В [63] рассчитаны уровни энергии электронов и дырок в узких (шириной от 55 до 3 Å) нелегированных квантовых ямах AlAs/GaAs (311)A без учета гофрировки гетерограниц. Для сравнения там же приведены аналогичные данные для (100) квантовых ям.

В [69] проведен расчет электронных и экситонных состояний в квантовых ямах с периодически гофрированными стенками. Предполагалось фасетирование гетерограниц в модели *Nötzel et al.* [3,4], то есть высотой 10.2 Å и периодом 32 Å, приводящее к возникновению латеральной сверхрешетки; другие отличия кристаллографического направления (311) от (100) не учитывались. Неожиданным результатом, полученным в этой работе, было очень слабое влияние периодической гофрировки гетерограниц на электронные состояния и энергию связи экситонов. Даже в предельном случае изолированных проволок ромбического сечения барьеры между ними не могли предотвратить делокализацию волновой функции основного состояния. Авторы подчеркнули, что более заметное влияние гофрировки гетеро-

границ возможно при ее больших латеральных размерах, делающих возможной локализацию электронов в одиночных проволоках.

Структура подзон и эффективная масса дырок в гетеропереходе GaAs/AlGaAs (311)A *p*-типа были рассчитаны в работе [67]. Показано, что эффективная масса дырок m* зависит от концентрации дырок в двумерном газе и составляет (для тяжелых дырок)

$m^*=0.15m_0$ при концентрации $p=10^{11}$ cm^{-2},

$m^*=0.45m_0$ при $p=10^{12}$ cm^{-2}.

Результат для низкой концентрации согласуется с данными, полученными в экспериментах по циклотронному резонансу в модулированно легированных квантовых ямах GaAs (311)A, где при концентрации $(3.3 – 6)\cdot10^{10}$ $см^{-2}$ эффективная масса дырок составила $m^*=0.17m_0$ [44].

§1.2. Морфология поверхности GaAs (311)A и гетерограниц GaAs/AlAs (311)A.

Интерес к эпитаксиальному росту на поверхности GaAs (311)A особенно возрос после появления в 1991 году первого сообщения о возможности прямого формирования на ней упорядоченного массива квантовых проволок непосредственно в процессе МЛЭ [3,4]. На основании данных, полученных методами дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭ) и ПЭМВР, *Nötzel et al.* заключили, что

1. поверхность GaAs (311)A при типичных для МЛЭ условиях роста расщепляется на систему фасеток {331}. В результате на поверхности возникает система траншей, направленных вдоль $[\bar{2}33]$, глубиной 10.2 Å и периодом 32 Å в направлении $[01\bar{1}]$ (рис. 1а). Эта гофрировка поверхности сохраняется при гомоэпитаксиальном росте (GaAs на GaAs или AlAs на AlAs).
2. При гетероэпитаксиальном росте (AlAs на GaAs или GaAs на AlAs) происходит заполнение траншей гетероэпитаксиальными атомами при осаждении в среднем 3-х монослоёв материала и восстановление их при осаждении еще 3-х монослоёв. Полный

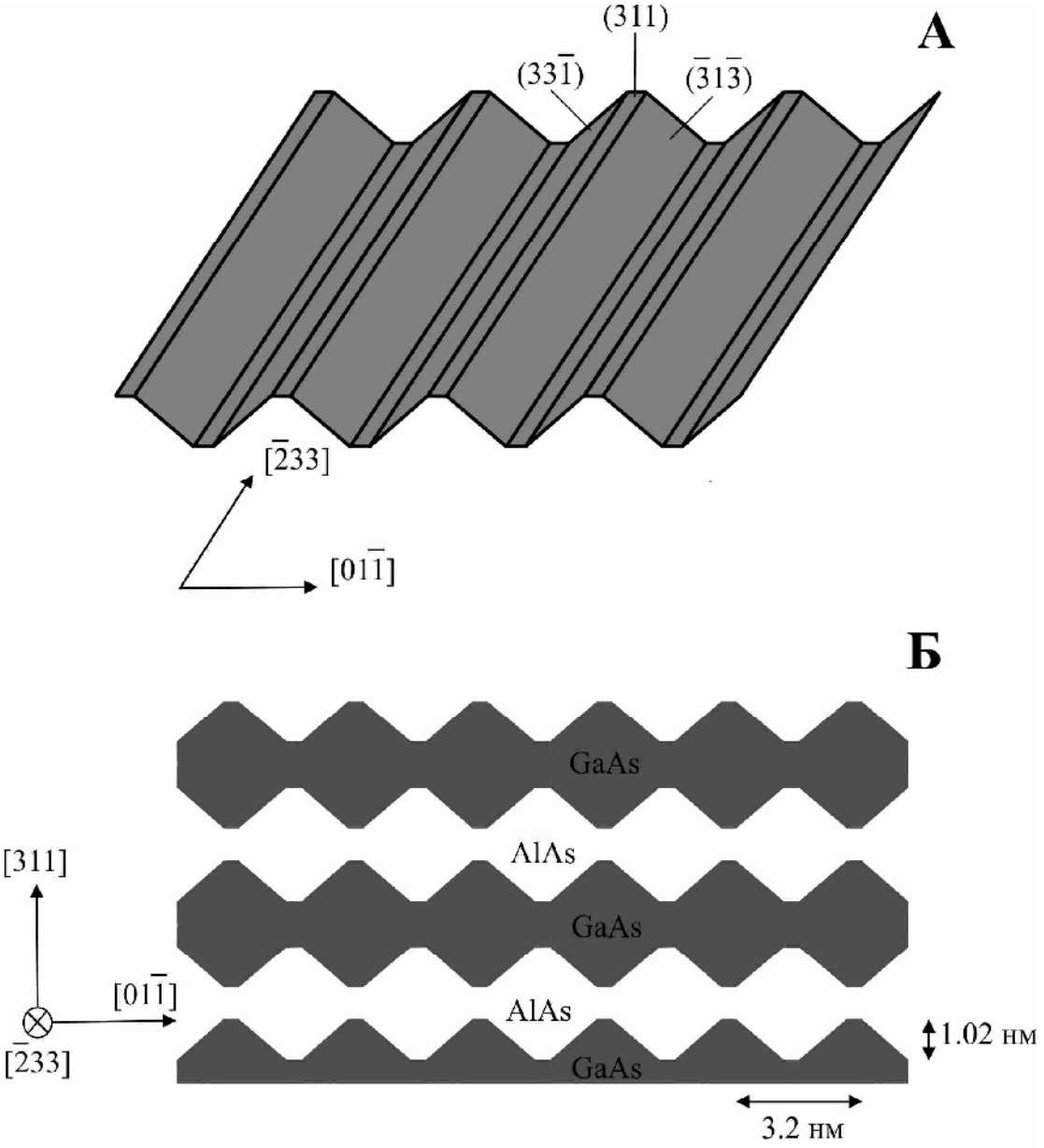

Рис.1. Модель фасетирования поверхности GaAs (311)A и гетероэпитаксиального роста на ней по *Noetzel et al.* [3,4]

А) фасетированная поверхность GaAs (311)A

Б) поперечное сечение сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении [233].

цикл соответствует, следовательно, осаждению 6-ти монослоёв, т.е. глубина вновь сформированных траншей 10.2 Å (толщина 1 монослоя на поверхности (311) a_{311}=1.7 Å). Возникшая поверхность (рис. 1б) в точности повторяет форму исходной, за единственным исключением: она сдвинута на половину периода, т.е. ступени новой поверхности расположены над траншеями исходной.

Такое изменение фазы поверхностной структуры *Nötzel et al.* связали с небольшим рассогласованием параметров решетки GaAs и AlAs, приводящим к возникновению упругих напряжений, которые делают энергетически невыгодным гетероэпитаксиальный рост на боковых поверхностях, что приводит к образованию зародышей на нижних террасах. Расщепление планарной поверхности на упорядоченный массив фасеток может быть объяснено минимизацией поверхностной энергии, так как поверхность {331} имеет приблизительно вдвое меньшую поверхностную энергию, чем {311} [4]. Эта же модель фасетирования поверхности (311)A GaAs была описана в ряде статей уже на основании только данных ДБЭ [72-76].

К сожалению, этот результат не удалось воспроизвести другим группам исследователей. В работе [51], посвященной оптическим свойствам одиночных квантовых ям GaAs/AlGaAs (311)A, упоминалось об отсутствии гофрировки гетерограниц в исследованных структурах по данным ПЭМВР (изображения не приводились). Плоские гетерограницы были обнаружены и при ПЭМ исследованиях сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A [5]. Авторы последней работы предположили, что возникновение гофрировки гетерограниц связано скорее с условиями роста, чем с влиянием поверхностных напряжений, а именно, может быть вызвано недостатком мышьяка на ростовой поверхности.

В работе [77] было проведено сравнение структурного совершенства сверхрешеток GaAs/AlAs, выращенных в одном процессе МЛЭ на подложках GaAs (100), (311)A и (311)B, с помощью рентгенодифракционного анализа и просвечивающей электронной микроскопии. По данным ПЭМ, гетерограницы GaAs/AlAs (311) имеют большую резкость, чем (100). Ис-

следовались поперечные сечения сверхрешеток лишь в направлении $[01\bar{1}]$, т.е. предполагаемая гофрировка не могла быть обнаружена.

Наиболее интересные особенности ростовой поверхности (311)A GaAs были обнаружены с помощью *in situ* СТМ. Исследование ростовой поверхности (311)A GaAs методом СТМ показало наличие на ней реконструкции (8x1) с периодом 32 Å в направлении $[01\bar{1}]$, но высотой лишь 3.4 Å (2 ML) [6]. Такая реконструкция поверхности возникала в процессе роста – исходная поверхность после сгона окисла имела симметрию 1x1 (по данным ДБЭ). Для СТМ-исследования подложка была охлаждена до комнатной температуры, при этом картина ДБЭ не менялась, из этого авторы [6] заключили, что реконструкция поверхности не изменилась при охлаждении. Как было показано в той же работе, такая реконструкция вызвана димеризацией атомов мышьяка и удовлетворяет *electron counting rule* (ECR) [157], в отличие от гофрировки поверхности в модели *Nötzel et al.* Характерной особенностью ростовой поверхности (311)A GaAs, обнаруженной в [6], является ее анизотропная шероховатость: ступени высотой до 5 монослоёв ориентированы вдоль направления $[\bar{2}33]$.

Сходные результаты были получены в недавней работе [7]: методом СТМ *in situ* была обнаружена реконструкция (8x1) ростовой поверхности (311)A GaAs и высокая анизотропия ступеней на ней. Ступени вдоль направления $[\bar{2}33]$ - прямые и ровные на протяжении более 2000 Å, в то же время на ступенях вдоль $[01\bar{1}]$ расстояние между изломами меньше 100 Å. Для объяснения этой анизотропии авторы применили ECR к одномерным островкам. Оказалось, что распространение островков вдоль направления $[01\bar{1}]$ приводит к нарушению ECR и поэтому должно быть энергетически невыгодно, в отличие от роста вдоль направления $[\bar{2}33]$.

Однако, в работе [8] СТМ исследование поверхности GaAs (311)A показало отсутствие какой-либо упорядоченной реконструкция. Следует отметить, что измерения в последней работе не были проведены *in situ*. Исследуемые образцы были покрыты слоем аморфного мышьяка в камере МЛЭ, перенесены через атмосферу в камеру СТМ, где защитный слой мышьяка был удален термической десорбцией. Тем не менее, авторы [8], ссылаясь на свои предшествующие эксперименты с поверхностями GaAs (100) и (111), утверждают, что такая процедура не приводит к образованию дефектов, и образцы, приготовленные таким образом, сравнимы по качеству поверхности с только что выращенными. В этой работе также была замечена характерная шероховатость поверхности высотой до 5 монослоёв.

Последняя работа [158], в которой сделана попытка подтвердить модель фасетирования *Nötzel et al*, малоубедительна. Утверждения авторов о существовании гофрировки слоев GaAs и AlAs с периодом 32 Å и амплитудой 10.2 Å основаны на результатах обработки экспериментальных изображений, полученных методом ПЭМВР. После сравнения приведенных в статье исходных изображений с результатами обработки обоснованность применения последней начинает вызывать сильные сомнения.

Возможные причины возникновения рельефа ростовой поверхности были рассмотрены в ряде теоретических работ [144-146].

Вычисления поверхностной энергии [78] показали, что реконструкция 8x1 поверхности (311)A GaAs наиболее стабильна в широком диапазоне ростовых условий. Величина поверхностной энергии составляет 53 мэВ/Å^2 в условиях обогащения поверхности галлием и 47 мэВ/Å^2 - мышьяком, что близко к значению 46 мэВ/Å^2 для неполярной поверхности (110). Лишь в условиях сильного обогащения поверхности мышьяком энергетически более предпочтительной становится реконструкция (1x1).

Анизотропный рельеф поверхности (311)A GaAs наблюдался в образцах, выращенных не только методом МЛЭ, но и методом газофазной эпитаксии из металорганических соеди-

нений (ГФЭ) [79, 80]. В зависимости от толщины выращенного слоя GaAs и температуры роста латеральный размер рельефа в направлении $[01\bar{1}]$ варьировался от 25 до 80 нм (по данным сканирующей электронной микроскопии) [79]. В работе [80] на образцах, выращенные методами МЛЭ и ГФЭ, получены схожие результаты: реконструкция (8x1) стабильна в широком диапазоне ростовых условий, реконструкция (1x1) проявляется в условиях сильного обогащения поверхности мышьяком; энергия активации перехода от одной реконструкции к другой – (1.50 ±0.02) эВ. Образцы, выращенные газофазной эпитаксией, исследовались также методом атомно-силовой микроскопии. На исходной поверхности, после сгона окисла, был обнаружен анизотропный рельеф высотой 1.5 нм с характерными латеральными размерами 40 нм в направлении $[01\bar{1}]$ и 200 – 250 нм - в направлении $[\bar{2}33]$. После выращивания буферного слоя GaAs толщиной 350 нм соответствующие размеры рельефа увеличились до следующих значений: 2 нм, 40 нм, 500 нм.

Анизотропный поверхностный рельеф того же масштаба наблюдался и в напряженных гетеросистемах InGaAs/GaAs (311)A и InGaAs/AlGaAs (311)A [79,81,82]. Рост напряжений приводит к увеличению как латеральных размеров рельефа [79], так и его высоты [81]. Возникновение квазипериодического поверхностного рельефа при эпитаксиальном росте напряженных пленок на высокоиндексных поверхностях было предложено рассматривать как новый режим роста – "самоорганизацию тьюринговского типа" – в отличие от хорошо известных режимов Фольмера-Вебера, Странского-Крастанова и Франка-Ван-дер-Мерве [82]. Расчеты деформаций кристаллической решетки в псевдоморфных напряженных эпитаксиальных слоях на подложках различных ориентаций [83] показали, что в слоях на низкосимметричных поверхностях существуют значительные сдвиговые деформации, в отличие от высокосимметричных поверхностей (100), (110) и (111). На поверхности (311) сдвиговая деформация максимальна, что связано с наибольшим отклонением этой поверхности от высокосимметричных (на 25.2° от поверхности {100} к {111}).

Стоит отметить серию работ по росту на профилированных подложках GaAs (311)A [84-92]. На исходной подложке травлением создавались мезы в форме полос, ориентированных в различных направлениях. При последующем их заращивании многослойной гетероструктурой GaAs/AlGaAs из-за низкой симметрии поверхности (311) скорости роста на различных сторонах одной и той же мезы сильно отличались. В случае полосы, ориентированной вдоль направления $[01\bar{1}]$, наблюдалась миграция атомов Ga на одну из сторон мезы, быстрый рост и образование утолщения в слое GaAs, которое авторы рассматривают как квантовую проволоку. Создавая на исходной подложке мезы различных форм и задавая таким образом различные скорости роста в различных направлениях, можно получать латеральные наноструктуры различной конфигурации.

Выводы. Постановка задачи.

В таблице 1 приведены наиболее существенные результаты исследований морфологии поверхности GaAs (311)A и границ раздела GaAs/AlAs (311)A прямыми методами.

Характерная для гетероструктур и сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A анизотропия электрофизических и оптических свойств в плоскости слоев большинством авторов объясняется в рамках модели гофрировки гетерограниц с периодом 32 Å, несмотря на противоречивые сведения, полученные при исследовании ростовой поверхности GaAs (311)A и поперечного сечения многослойных гетероструктур GaAs/AlAs (311)A прямыми методами. Полностью отсутствуют исследования транспорта в предельно узких квантовых ямах GaAs (311)A, ширина которых сравнима с высотой предполагаемого фасетирования (~10 Å), хотя именно в этом случае можно ожидать наибольшего влияния гофрировки гетерограниц на перенос заряда в плоскости слоев.

Табл. 1

Результат	Метод	Источник
В сверхрешетках GaAs/AlAs(311)A гетерограницы фасетированы с периодом 32 Å и высотой фасеток 10.2 Å. Существует массив квантовых проволок, ориентированных вдоль направления $[\bar{2}33]$.	ПЭМВР	[3,4]
В сверхрешетках GaAs/AlAs(311)A гетерограницы плоские.	ПЭМ	[5]
На ростовой поверхности GaAs (311)A наблюдается реконструкция (8x1) с глубиной гофрировки 3.4 Å и периодом 32 Å, а также анизотропная апериодичная шероховатость поверхности вдоль того же направления $[\bar{2}33]$.	*in situ* СТМ	[6,7]
В реконструкции ростовой поверхности GaAs (311)A отсутствует дальний порядок.	СТМ	[8]

Целями диссертационной работы являются:

- выявление причин анизотропии транспортных свойств, характерной для сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A;
- выявление наличия рельефа гетерограниц GaAs/AlAs (311)A и определение его геометрических размеров;
- выяснение возможности формирования квантовых проволок непосредственно в процессе МЛЭ на поверхности GaAs (311)A.

Для достижения этих целей решались следующие задачи:

- исследование транспортных свойств сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A с предельно тонкими слоями GaAs;

- разработка способа приготовления образцов для исследования поперечного сечения гетероструктур методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМВР), обеспечивающего:
  - отсутствие повреждений исследуемой структуры при препарировании;
  - получение изображения предельно тонких (несколько монослоёв) участков исследуемой структуры;
  - сравнение изображений от участков с различной просвечиваемой толщиной;
- исследование морфологии гетерограниц GaAs/AlAs (311)A методом ПЭМВР; сравнение с морфологией гетерограниц GaAs/AlAs (100).

Глава 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСПОРТА ДЫРОК В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs (311)A.

§2.1. Рассеяние носителей заряда в узких квантовых ямах.

В данной работе исследовался транспорт дырок в серии модулированно легированных бериллием сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A с предельно малыми толщинами проводящих слоев GaAs, от 4 до 21 Å.

Рассеяние на шероховатостях гетерограниц является одним из основных механизмов, определяющих подвижность двумерного газа при низких температурах [93, 110-114]. В узких квантовых ямах этот механизм рассеяния становится доминирующим [94-105]. Впервые рассеяние на шероховатостях было рассмотрено в работе *Prange and Nee* [94] в применении к задаче о магнитных поверхностных состояниях в металлах, в предположении, что распределение шероховатостей по поверхности описывается гауссовской корреляционной функцией, а высота шероховатостей достаточно мала, чтобы их влияние на движение носителей заряда можно было рассматривать как возмущение. Для случая инверсионного *n*-слоя на поверхности Si (100) более полная модель была рассмотрена *Ando* ([93] и ссылки в ней). Позднее *Gold* показал теоретически, что (при тех же предположениях) в бесконечно глубокой квантовой яме рассеяние на шероховатостях гетерограниц является доминирующим механизмом рассеяния электронов при T=0 в Si/Si_xGe_{1-x} квантовых ямах шириной менее 40 Å, вывел зависимость подвижности электронов μ от ширины ямы L ($\mu \propto L^6$) и рассчитал критическую толщину квантовых ям GaAs и InAs для перехода металл-изолятор при рассеянии на шероховатостях [95, 96]. Основная идея этого подхода заключается в следующем.

Изменение ширины L квантовой ямы на величину Δ вызывает сдвиг уровня энергии E_0

$$\delta V(r) = \frac{\partial E_0}{\partial L}\Delta(r).$$

Эти флуктуации энергии квантования рассматриваются как дополнительный потенциал, влияющий на движение двумерных носителей. Квадрат соответствующего матричного элемента перехода между состояниями |**k**> и |**k-q**>

$|M(q)|^2=|\langle \mathbf{k}|\delta V|\mathbf{k}-\mathbf{q}\rangle|^2=\frac{1}{A}(\frac{\partial E_0}{\partial L})^2 S(q)$

определяется производной $\frac{\partial E_0}{\partial L}$ и Фурье-образом S(q) автокорреляционной функции флуктуаций ширины ямы. Константа A имеет размерность площади. В случае бесконечно глубокой ямы энергия квантования обратно пропорциональна квадрату ширины ямы:

$$E_0 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} \propto L^{-2},$$

а ее производная – ширине в третьей степени:

$$\frac{\partial E_0}{\partial L} = -\frac{\hbar^2 \pi^2}{mL^3} \propto L^{-3}.$$

Так как вероятность рассеяния пропорциональна квадрату производной $(\frac{\partial E_0}{\partial L})^2$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{2\pi\hbar}\int |M(\vec{k}-\vec{k}')|^2 (1-\cos\Theta)\delta\left(E(\vec{k})-E(\vec{k}')\right)d^2k' \propto \left(\frac{\partial E_0}{\partial L}\right)^2 \propto L^{-6},$$

где $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ - волновые векторы начального и конечного состояний рассеивающейся частицы, а Θ - угол между ними,

то соответствующая подвижность

$\mu \propto \tau \propto L^6$.

Результаты экспериментов с двумерным электронным газом в модулированно легированных одиночных AlAs/GaAs/AlAs квантовых ямах шириной от 48 до 85 Å [97, 98] подтвердили применимость описанной выше модели и справедливость зависимости $\mu \propto L^6$, хотя реальные размеры шероховатостей гетерограницы GaAs/AlAs (100) не использовались, а средняя высота шероховатостей Δ и их латеральный размер Λ определялись как подгоноч-

ные параметры. Рассеяние на шероховатостях гетерограниц остается доминирующим механизмом рассеяния электронов даже в сильнолегированных ($n=2\cdot10^{18}$ см^3) GaAs квантовых ямах шириной от 33 до 66 Å, разделенных толстыми (254 Å) AlGaAs барьерами [99]. Подвижность электронов в узкозонных гетеросистемах (сверхрешетках HgTe/CdTe) описывается в рамках той же модели, если учесть взаимодействие между зонами [100].

В последующих работах было показано, что модель бесконечно глубокой ямы имеет ограниченную применимость. Обнаруженная при исследованиях магнитотранспорта в сверхрешетках InAs-$In_xGa_{1-x}Sb$ существенно более слабая зависимость подвижности носителей заряда от ширины ямы - $\mu \propto L^{2.4}$ – связана, по-видимому, с малой толщиной барьеров (25 Å) в исследовавшихся структурах, сравнимой с глубиной проникновения волновой функции электрона [101]. Положение энергетического уровня в таких “текущих ямах” заметно слабее меняется при изменении их ширины, что приводит к более слабой зависимости подвижности от ширины ямы. Обнаруженная в нелегированной GaAs/$Ga_{0.51}In_{0.49}P$ квантовой яме шириной 20 Å высокая подвижность электронов (до 70 000 см^2/В·сек при T=0.7 K и подсветке) [102] резко противоречила оценкам величины подвижности согласно зависимости $\mu \propto L^6$ [97, 98] и предсказаниям перехода металл-диэлектрик в узких квантовых ямах [95, 96]. Исследование транспорта в модулированно легированных одиночных Si/$Si_{0.8}Ge_{0.2}$ квантовых ямах шириной от 13 до 200 Å показало, что рассеяние на шероховатостях определяет подвижность в ямах шириной менее 60 Å при T<30 K, а в наиболее узких ямах, ширина которых (13 и 27 Å) сравнима с высотой шероховатостей гетерограниц, электроны при низких температурах, действительно, оказываются локализованы, и проводимость осуществляется по прыжковому механизму [103].

Ревизия описанной выше модели была проведена в работе [104]. В ней было показано, что корректный расчет подвижности в квантовых ямах шириной менее 100 Å требует учета

конечной высоты барьеров. Это легко понять на предельном случае мелкой ямы глубиной U. В этом случае энергия квантования прямо пропорциональна квадрату ширины ямы [115]

$$E_0 \propto L^2,$$

а ее производная линейно зависит от L:

$$\frac{\partial E_0}{\partial L} = -\frac{mL}{\hbar^2}U^2.$$

То есть, при $L \to 0$, $\mu \propto L^{-2}$.

Таким образом, авторы [104] пришли к выводу, что при рассеянии на шероховатостях подвижность носителей заряда быстро падает с уменьшением ширины ямы ($\mu \propto L^6$), проходит через минимум, а затем растет ($\mu \propto L^{-2}$). Ширина ямы, при которой подвижность достигает минимума, зависит от особенностей конкретной системы. Для электронов в Si квантовой яме и для дырок в SiGe яме ее расчетное значение составляет около 8 Å [104].

Анализ известных экспериментальных данных по подвижности носителей заряда в узких ямах был проведен в работе [105]. В расчетах были учтены конечная высота барьеров, эффекты экранирования рассеивающего потенциала и непараболичности энергетических зон. Для электронов в GaAs/AlAs ямах шириной 48 – 85 Å предложена степенная зависимость подвижности от ширины ямы $\mu \propto L^n$, где n=4.7 – 4.8. В то же время подвижность в GaAs/GaInP ямах с барьерами высотой 0.1 – 0.15 эВ имеет бóльшие значения (при одной и той же ширине) и медленнее спадает при уменьшении ширины ям от 75 до 20 Å; причем эта зависимость не описывается степенной функцией. Авторы объяснили это различие существенно меньшей высотой барьеров в последнем случае.

Более строгий подход к решению задачи о подвижности электронов в квантовой яме с шероховатыми стенками предложен в работе [106]. В ней выведен эффективный гамильтониан, описывающий не только локальные флуктуации уровня энергии, но и локальные флуктуации зарядовой плотности, также приводящие к уменьшению подвижности.

Не получило экспериментального подтверждения предположение о гауссовском распределении шероховатостей. При исследовании гетерограниц Si/SiO_2 методом ПЭМВР [107] и $InAs/Ga_{1-x}In_xSb$ методом СТМ [108] было показано, что распределение шероховатостей реальных границ раздела лучше описывается не гауссовской автокорреляционной функцией

$$S(r) = \frac{1}{A}\int \Delta(r'-r)\Delta(r')d^2r' = \Delta^2 \exp\left(-\frac{r^2}{\Lambda^2}\right)$$

с соответствующим Фурье-образом $S(q) = \pi\Delta^2\Lambda^2 \exp\left(-\frac{q^2\Lambda^2}{4}\right)$,

а экспоненциально спадающей функцией

$$S(r) = \Delta^2 \exp\left(-\frac{\sqrt{2}r}{\Lambda}\right),\ S(q) = \pi\Delta^2\Delta^2\left(1+\frac{q^2\Lambda^2}{2}\right)^{-\frac{3}{2}}.$$

Таким образом, существуют различные подходы к решению задачи о подвижности носителей заряда в узкой квантовой яме с шероховатыми стенками при явной нехватке экспериментального материала. Полностью отсутствуют эксперименты по транспорту носителей заряда в GaAs ямах шириной менее 20 Å даже на наиболее изученной поверхности GaAs (100), не говоря о вицинальных и высокоиндексных поверхностях, хотя рельеф гетерограниц должен максимально влиять на транспорт в плоскости слоев именно в наиболее узких квантовых ямах. Анализ зависимостей подвижности носителей заряда от их концентрации и температуры дает возможность получать информацию о качестве гетерограниц, а именно: высоте, характерных размерах и распределении шероховатостей [97, 98]. Однако, за редким исключением [108], отсутствуют работы, в которых проводилось бы сравнение размеров рельефа гетерограниц, полученных из анализа подвижности в узких квантовых ямах, с данными микроскопии, полученными на **тех же самых** структурах.

Выбор p-типа легирования в наших структурах обусловлен тем, что локализация электронов в AlAs/GaAs/AlAs яме шириной менее 40 Å невозможна, так как основной электрон-

ный уровень оказывается выше X-минимума зоны проводимости AlAs [97,109]. В то же время основной дырочный уровень, вследствие большого разрыва валентной зоны в гетеропереходе GaAs/AlAs ($\Delta E_V \approx 0.5$ eV) [66] и большой эффективной массы ($m^* \approx 0.45 m_0$) [67], находится глубоко в яме даже при предельно малой её ширине ~3 Å [63].

§2.2. Образцы, методика гальваномагнитных исследований, контроль профиля легирования C-V методом.

Структуры, исследовавшиеся в настоящей работе, были выращены методом МЛЭ на полуизолирующих подложках GaAs, ориентированных в направлении (311)A (разориентация <15'). Температура подложки в процессе роста поддерживалась равной 550ºC, а давление As_4 – 10^{-5} Торр. Скорость роста была равна 0.66 монослоя в секунду (0.4 мкм/ч) для GaAs и 0.49 монослоя в секунду (0.3 мкм/ч) для AlAs (толщина 1 монослоя на поверхности (311)A GaAs a_{311}=1.7 Å). После нанесения каждого слоя GaAs рост прерывался на 10 секунд, после каждого слоя AlAs – на 4 секунды. Профиль структур показан на рис. 2. Каждая структура содержала, поверх буферных слоев GaAs толщиной 0.2 мкм и AlAs толщиной 0.1 мкм, 75-периодную сверхрешетку (СР) GaAs/AlAs, в которую введены три легированных бериллием слоя AlAs толщиной 250 Å, отделенных от СР спейсерами толщиной 50 Å. Каждый период СР состоял из слоя AlAs средней толщины 27 Å и слоя GaAs, средняя толщина которого d_{GaAs} варьировалась от 4 Å до 21 Å. Разница в средней толщине слоев GaAs составляла единственное различие между структурами.

Профиль легирования исследованных структур был определен из анализа вольтфарадных характеристик (ВФХ). Результирующая концентрация примесей как функция глубины вблизи поверхности полупроводника $N(x)=N_d(x)-N_a(x)$ (где N_d и N_a - концентрации доноров и акцепторов, соответственно) может быть определена из анализа вольтфарадных характеристик на смещенных в обратном направлении резких *p-n* переходах или барьерах Шоттки [116].

Материал	Толщина		Легирование
GaAs	250 Å		i
AlAs	750 Å		i
AlAs	250 Å		$p=10^{18}$ $см^{-3}$ (Be)
AlAs	50 Å		i
GaAs	**d**	25 периодов	i
AlAs	27 Å		i
AlAs	50 Å		i
AlAs	250 Å		$p=10^{18}$ $см^{-3}$ (Be)
AlAs	50 Å		i
GaAs	**d**	25 периодов	i
AlAs	27 Å		i
AlAs	50 Å		i
AlAs	250 Å		$p=10^{18}$ $см^{-3}$ (Be)
AlAs	50 Å		i
GaAs	**d**	25 периодов	i
AlAs	27 Å		i
AlAs	1000 Å		i
GaAs	2000 Å		i
Подложка GaAs (311)A			

Рис. 2. Профиль состава и легирования исследовавшихся структур.

В приближении обедненного слоя полагают, что плотность пространственного заряда равна результирующей плотности примесей, обедненный слой простирается от поверхности на расстояние **x** вглубь полупроводника и имеет емкость

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{x} S ,$$

где S - площадь диода, ε_0 - диэлектрическая постоянная, ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Локальная результирующая концентрация примесей на расстоянии **x** от поверхности полупроводника описывается выражением

$$N = -\frac{C^3}{\varepsilon\varepsilon_0 S^2}\left(\frac{dC}{dV}\right)^{-1},$$

где V - приложенное обратное напряжение.

Существенно, что измеряемой концентрации N*(x) соответствует концентрация свободных носителей n(x), а не концентрация примесей N(x). Для однородного материала n(x)=N(x)=N*(x), но в области резкого изменения уровня легирования N*(x) дает не истинное распределение примеси N(x), а "размазанный" профиль n(x).

К искажениям профиля может привести влияние последовательного сопротивления. Большинство приборов для измерения емкости и определения профиля работают в параллельной схеме, т.е. "рассматривают" образец как параллельно соединенные емкость C и проводимость G. В реальных образцах последовательно к такой цепи добавляется сопротивление R, и измеряемая емкость равна

$$C_m = \frac{C}{(RG+1)^2 + (2\pi fRC)^2},$$

где f - частота измерения.

Отсюда видно, что для правильного измерения емкости и определения профиля требуется выполнение двух условий: $RG<<1$ и $(2\pi fRC)^2<<1$. Для используемых в настоящей работе образцов $RG<<1$, но использование высокочастотного (f=1 МГц) автоматического профилометра оказалось невозможным из-за невыполнения 2-го условия. Поэтому для измерения ВФХ использовался емкостный мост Е7-14 с рабочими частотами от 100 Гц до 10 кГц.

Глубина неразрушающего измерения профиля концентрации ограничена возникновением лавинного пробоя при больших обратных смещениях. В связи с этим профиль измерялся при послойном травлении образца. Контакт металл-полупроводник при измерениях ВФХ создавался с помощью ртутного зонда площадью 0.03 мм^2.

Исследования транспорта проводились методом измерения эффекта Холла на образцах в форме холловских мостиков, ориентированных вдоль направлений $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$. Соответствующие мезаструктуры были созданы с помощью оптической литографии и химического травления (использовался травитель H_3PO_4:H_2O_2:H_2O в соотношении 3:1:50).

Ориентация образцов относительно направлений $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$ осуществлялась следующим образом. При раскалывании подложек GaAs (311)A по плоскостям спайности {110} образуются сколы с характерными углами (рис. 3). Только при сколе вдоль направления $[\bar{2}33]$ плоскость спайности перпендикулярна плоскости (311). Во всех остальных случаях угол между плоскостью спайности и поверхностью (311) заметно отличен от прямого. Таким образом, при аккуратном скалывании образца легко определить направление $[\bar{2}33]$ буквально “на глаз”. Направление $[01\bar{1}]$ определялось как перпендикулярное к направлению $[\bar{2}33]$. Результаты рентгенодифракционного анализа подтвердили правильность определения ориентации образцов по форме скола.

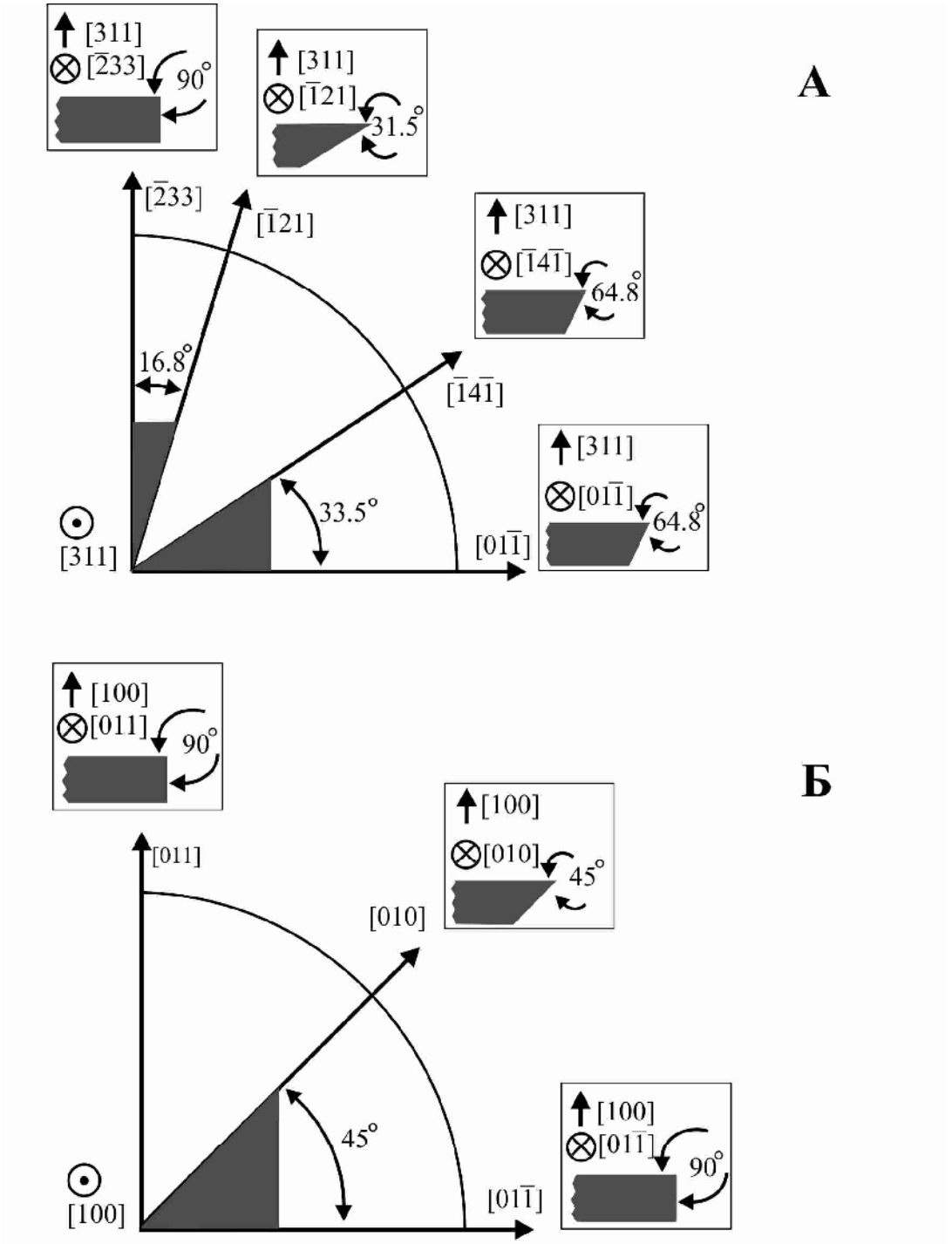

Рис. 3. Линии пересечения плоскостей спайности {110} с плоскостями (А) (311) и (Б) (100) и соответствующие углы.

Контакты к исследуемым образцам создавались вжиганием сплава In-Zn в атмосфере инертного газа при температуре 350 – 400 ºС. Проверка омичности контактов проводилась двумя способами.

1. Контроль вольтамперных характеристик (ВАХ) образцов при температурах 300 К и 77 К. ВАХ линейны в диапазоне напряжений от 0 до ≈5 вольт.

2. Измерение зависимости сопротивления образца R от его длины l [117]. Сопротивление контактов определяется экстраполяцией R(l) к l=0. Измерения, проведенные в различных температурных (300 К и 77 К) и частотных (50 Гц и 170 МГц) режимах, позволяют утверждать, что контактное сопротивление пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением образцов.

Измерения эффекта Холла выполнялись в режиме ЭДС Холла в магнитных полях до 1 Тл как на постоянном токе, так и на переменном частотой 30 Гц. В последнем случае использовался фазочувствительный нановольтметр UNIPAN 232B. Температура образца определялась термопарой медь-константан.

Результаты C-V измерений при T=300 K показали, что уровень легирования всех структур одинаков (что совпадает с результатами холловских измерений), как и распределение примеси по глубине. Таким образом, любые отличия в проводимости структур связаны исключительно с отличиями в латеральном транспорте дырок.

Интересно существенное различие в эффективности легирования бериллием гетероструктур GaAs/AlAs на подложках (311)A и (100). На рис. 4 показаны C-V профили концентрации дырок в гетеропереходах GaAs/AlAs (311)A и GaAs/AlAs (100), выращенных в одном процессе МЛЭ. Более высокий и острый пик для (311)A-гетероперехода связан с лучшим встраиванием и меньшим коэффициентом диффузии бериллия на поверхности (311)A по сравнению с (100) [15,43].

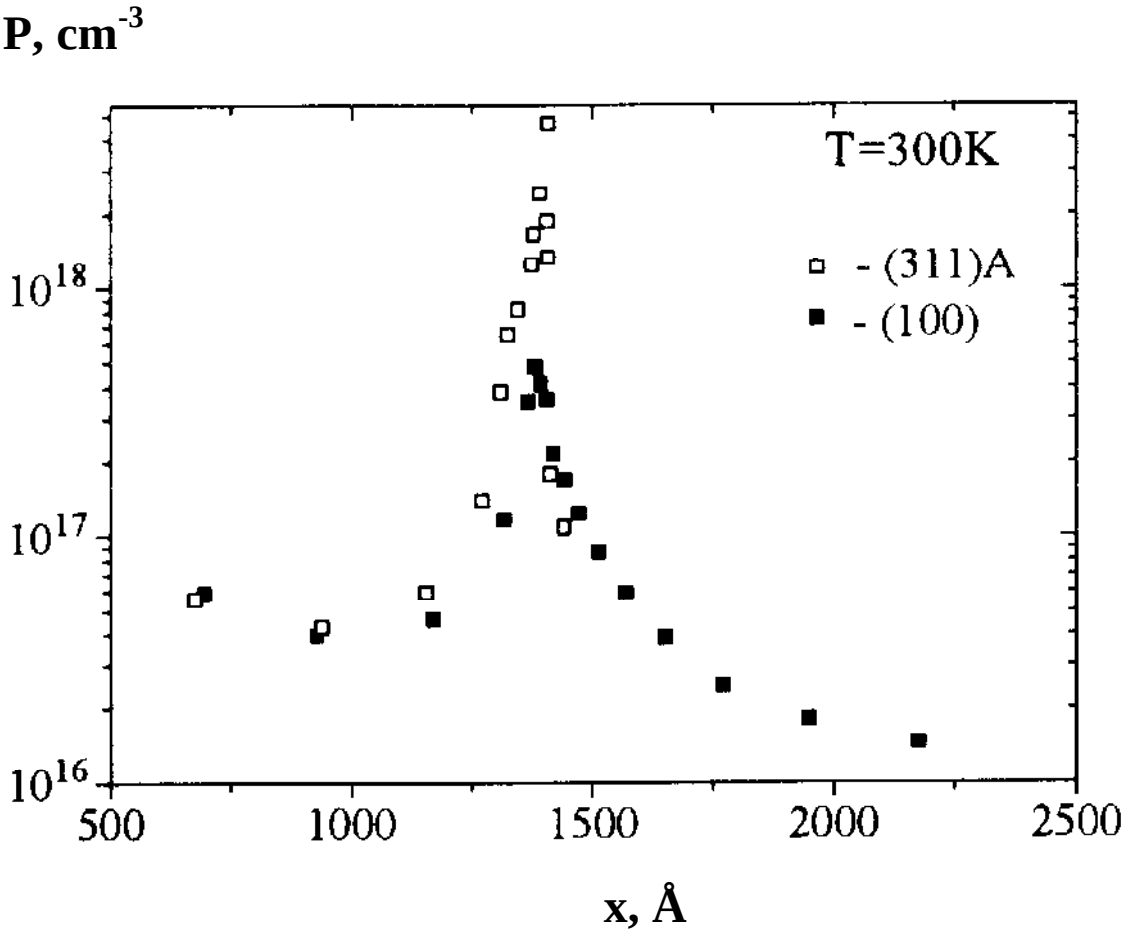

Рис. 4. Профили концентрации дырок в гетеропереходах GaAs/AlAs (311)A и (100), рассчитанные по вольтфарадным характеристикам. **x** – расстояние от поверхности.

§2.3. Анизотропия транспорта дырок в плоскости слоев сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A.

Гальваномагнитные измерения наших образцов показали наличие в них существенной анизотропии проводимости в ортогональных направлениях $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$ в широком температурном диапазоне. На рис. 5 показана зависимость анизотропии проводимости (отношения проводимостей вдоль направлений $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$) от средней толщины слоев GaAs. Для сравнения там же приведены данные из пионерской работы [4]. Как видно из рисунка, анизотропия проводимости максимальна (достигает 7 при T=77 K) при средней ширине GaAs квантовых ям 21 Å, и отсутствует как в предельно узких квантовых ямах (<10 Å), так и в широких (>50 Å). Отсутствие анизотропии при d_{GaAs}>50 Å объясняется слабым влиянием гофрировки гетерограниц на транспорт в широких квантовых ямах. Отсутствие анизотропии при d_{GaAs}<10 Å может быть объяснено двумя причинами:

1. разрывами в слое GaAs, связанным с ростом кластеров GaAs на гофрированной поверхности AlAs (311)A, и их слиянием при средней толщине слоя >10 Å (подобная модель была предложена в [48]);
2. разрывами в проводящем слое за счет флуктуаций потенциала, связанных с флуктуациями толщины GaAs квантовой ямы.

В обоих случаях транспорт между изолированными "озерами" дырок затруднен. Результаты измерений проводимости на переменном токе (при частоте f до 170 МГц) подтверждают идею образования изолированных “озер” дырок: в структурах с d_{GaAs}>15 Å значения проводимости, измеренной на постоянном и переменном токе, совпадают в пределах погрешности измерения, а в структурах с d_{GaAs}<10 Å значения проводимости растут с ростом частоты измерения. Этот эффект вызван, вероятно, наличием емкостной связи между отдельными “озерами”.

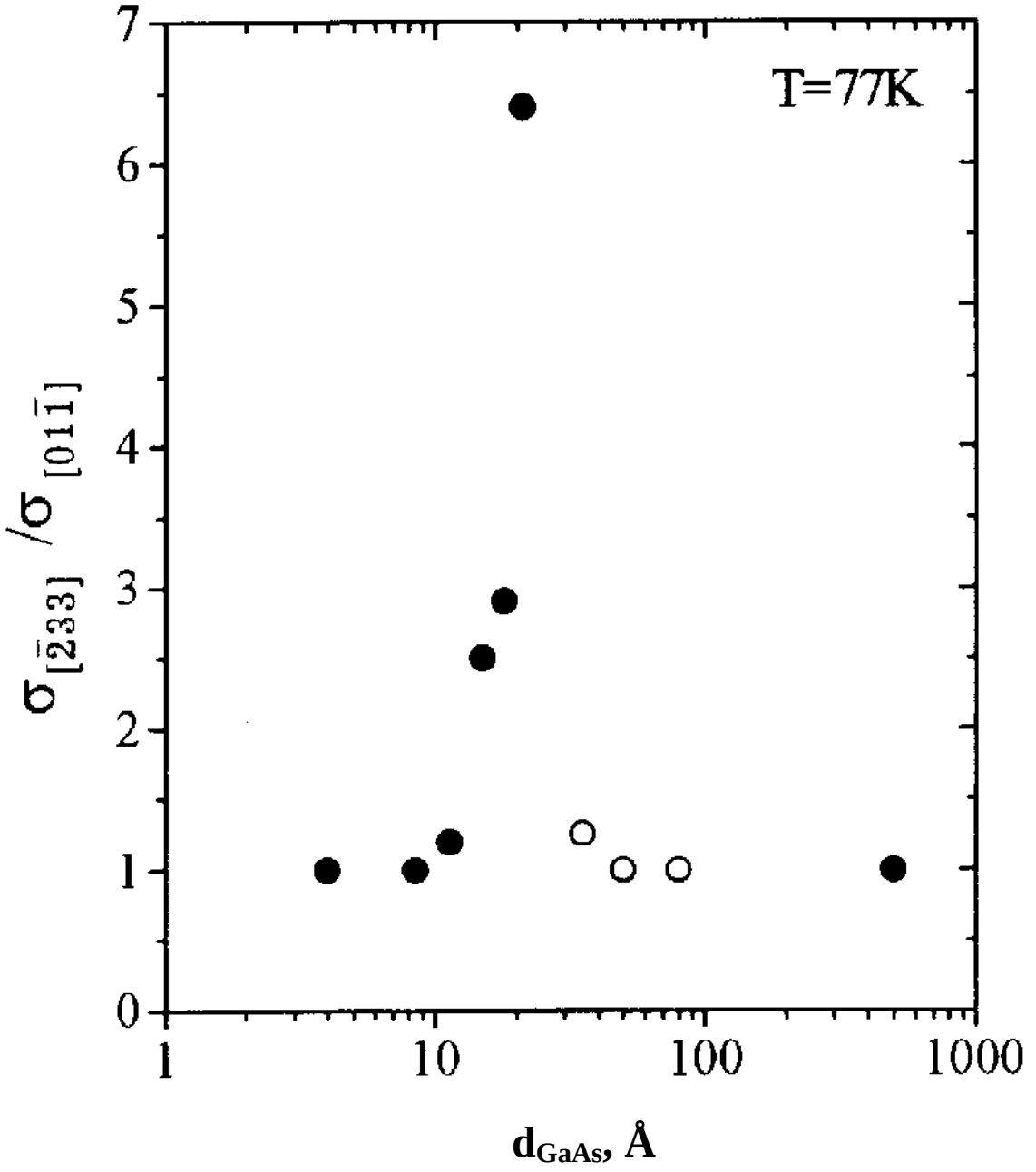

Рис. 5. Анизотропия проводимости как функция средней ширины GaAs квантовых ям. Черные символы – результаты, полученные в данной работе, белые – в работе *Nötzel et al.* [4].

Величина проводимости в направлении $[\bar{2}33]$ растет с ростом толщины слоев GaAs, приближаясь к величине проводимости гетероперехода GaAs/AlAs (311)A (рис. 6). При комнатной температуре проводимость структуры с d_{GaAs}=21 Å близка к проводимости гетероперехода (рис. 6а). С понижением температуры подвижность дырок в гетеропереходе растет быстрее, чем в узких квантовых ямах, поэтому при T=77 K проводимость гетероперехода значительно превосходит проводимость исследованных сверхрешеток (рис. 6б). В направлении $[01\bar{1}]$ в исследованном диапазоне толщин тенденции к росту проводимости не наблюдается.

Температурная зависимость холловской концентрации дырок носит активационный характер в диапазоне температур 180 - 300 K и выходит на насыщение вблизи 77 K (рис. 7). Сходная температурная зависимость холловской концентрации наблюдалась в гетеропереходах GaAs/AlGaAs, модулированно легированных бериллием [119], однако там активационный участок $p_H(T)$ был связан с вымораживанием дырок в неполностью обедненном слое AlGaAs на акцепторный уровень с энергией активации E_a=35 мэВ. В наших структурах в качестве широкозонного материала использовался чистый AlAs, энергию связи бериллия в котором можно ожидать равной ≈100 мэВ. (Это значение получено экстраполяцией зависимости $E_{bind}=28+33.7x+39.4x^2$ (0<x<0.8) [118] к x=1.) Поэтому неожиданным стал рост энергии активации с уменьшением ширины GaAs квантовых ям в наших структурах (рис.7). Энергия активации рассчитана, исходя из следующего вида температурной зависимости холловской концентрации дырок:

$p_H=p_0\exp(-E_a/kT)+p_{sat}$,

где p_{sat} – концентрация при 77 K, p_0 – константа, значение которой различно для разных образцов. Отсюда $E_a = -\dfrac{\Delta \ln p_H}{\Delta \dfrac{1}{kT}}$

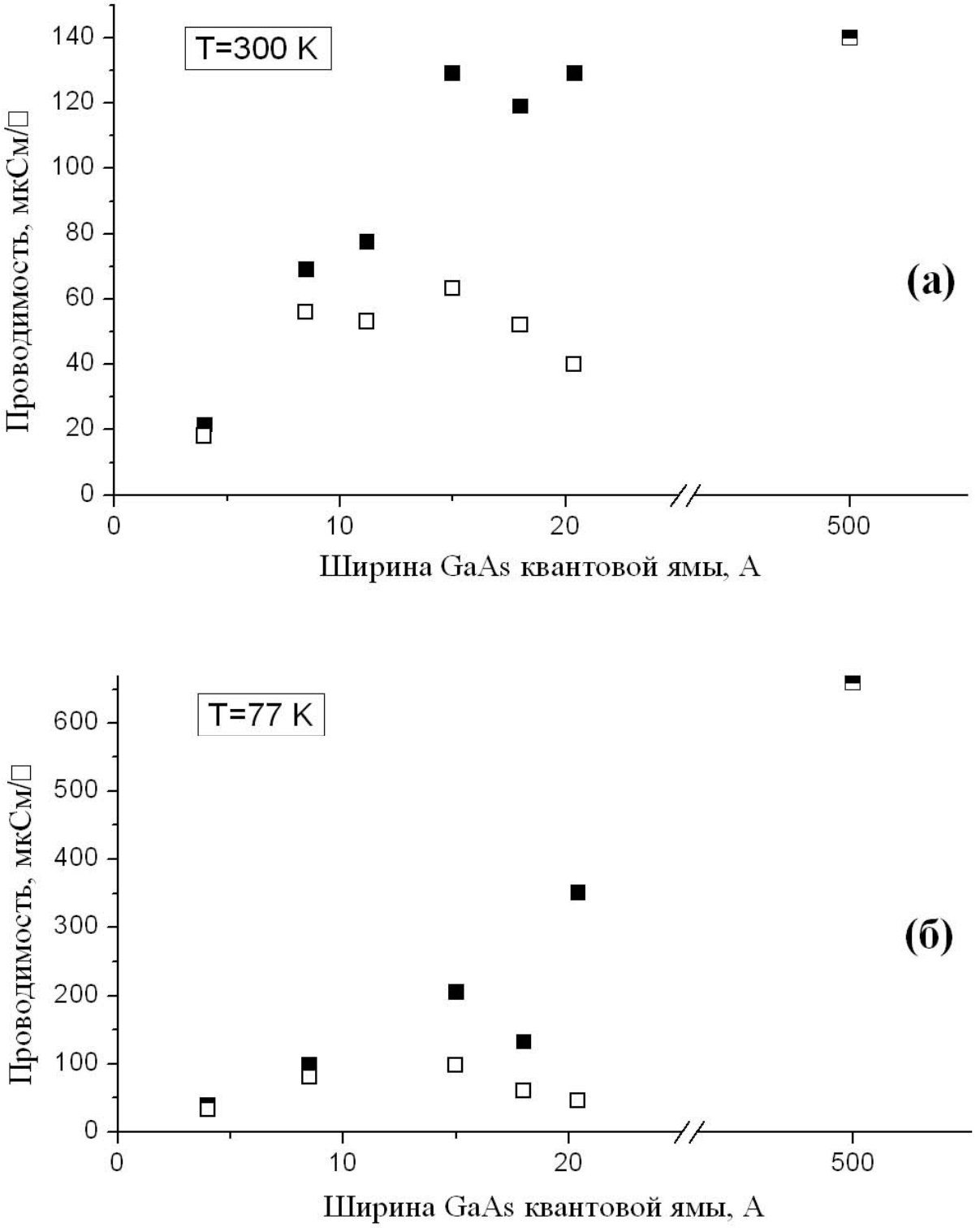

Рис. 6. Зависимость проводимости в направлении $[\bar{2}33]$ (черные символы) и $[01\bar{1}]$ (белые символы) от толщины слоев GaAs при температуре (а) 300 К, (б) 77 К.

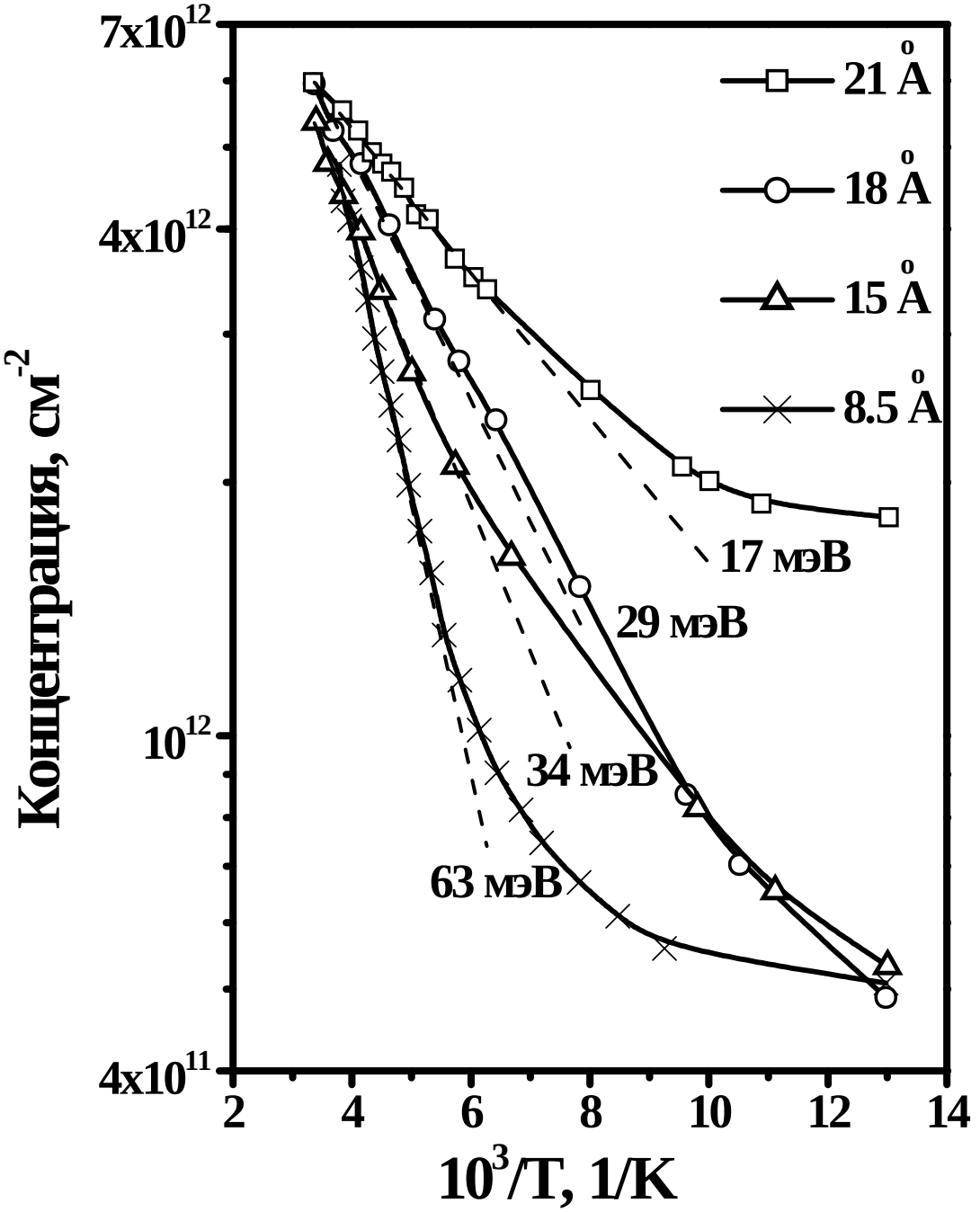

Рис. 7. Температурные зависимости холловской концентрации дырок в сверхрешетках GaAs/AlAs (311)A с различной шириной GaAs квантовых ям. Пунктирными линиями отмечен наклон активационных участков экспериментальных кривых, указаны соответствующие энергии активации.

$$E_a(meV) = -86.2 \frac{\Delta \ln p_H}{\Delta \frac{1000}{T(K)}}$$

Холловская подвижность дырок в направлениях $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$ имеет различную температурную зависимость (рис. 8). Подвижность в направлении $[\bar{2}33]$ пропорциональна T^{-2} (такая зависимость при T>70 K наблюдалась ранее в легированных бериллием гетеропереходах GaAs/AlGaAs [120]), а в направлении $[01\bar{1}]$, в интервале температур 180 – 300 K – T^{-1}. Различный характер температурной зависимости подвижности означает, что анизотропия подвижности μ=(eτ)/m* связана не с анизотропной эффективной массой m*, а с различной вероятностью рассеяния дырок в различных направлениях 1/τ. Неожиданным результатом является рост подвижности с уменьшением ширины GaAs квантовых ям, предсказанный ранее [104], но до сих пор экспериментально не наблюдавшийся.

При холловских измерениях в структурах с d_{GaAs}<15 Å возникли трудности, связанные с неустойчивостью холловского напряжения. Разброс значений измеряемых величин вырос при переходе к структурам с наиболее тонкими слоями GaAs. По-видимому, это объясняется заметным влиянием неоднородностей в столь тонких слоях.

Были проведены аналогичные исследования транспорта дырок в модулированно легированных бериллием сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных на подложках (311)A и (100) в одном процессе. Условия роста были близки к описанным выше. Установлено, что анизотропия проводимости и подвижности дырок присуща только сверхрешеткам GaAs/AlAs (311)A.

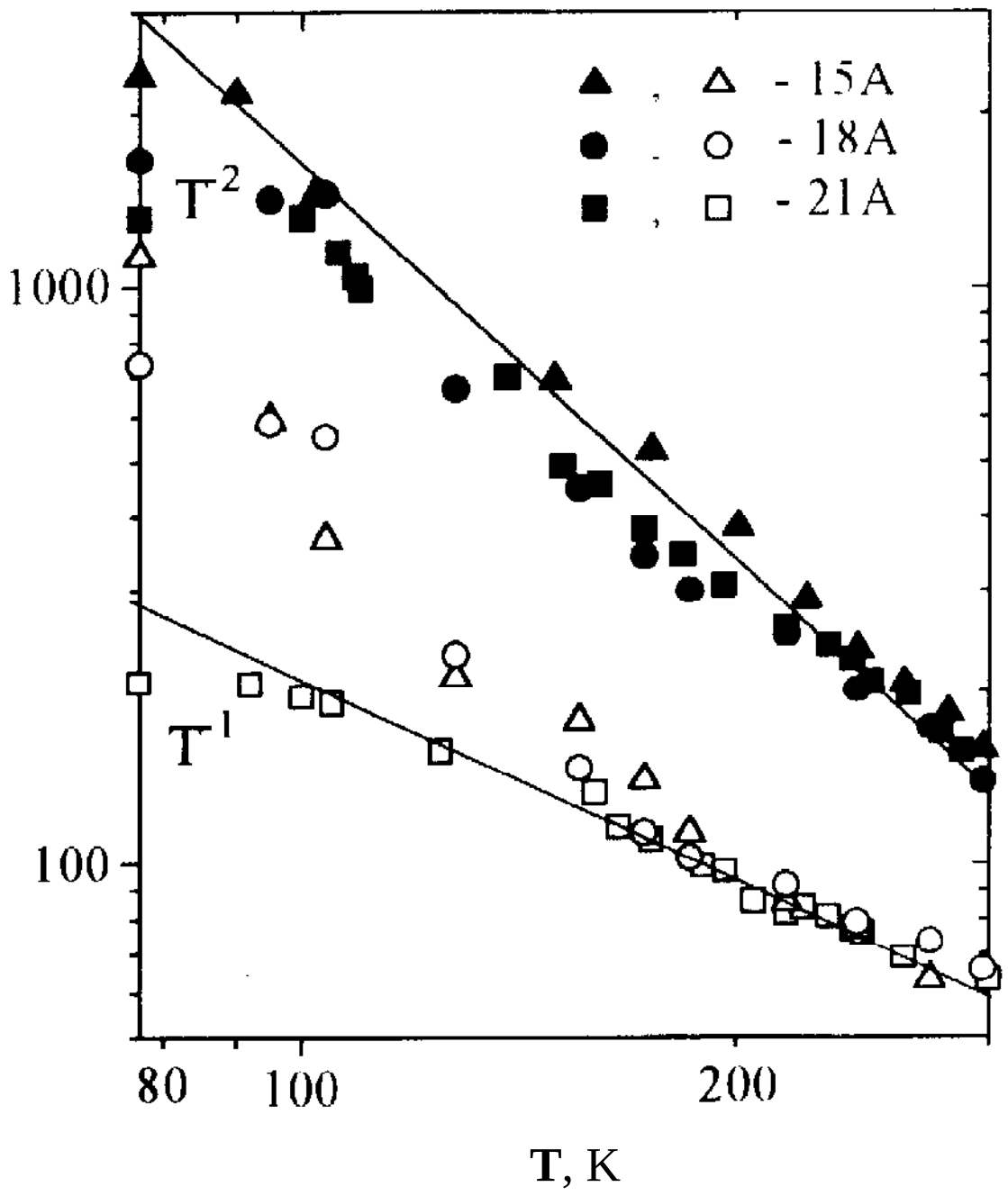

Рис. 8. Температурные зависимости холловской подвижности дырок в структурах с различной шириной GaAs квантовых ям. Черные символы соответствуют направлению $[\bar{2}33]$, белые - $[01\bar{1}]$. Графики построены в координатах $\lg \mu_{холл}(\lg T)$. Прямыми линиями показан наклон, соответствующий зависимостям $\mu \sim T^{-1}$ и $\mu \sim T^{-2}$.

§2.4. Особенности магнитотранспорта дырок в квантующих магнитных полях.

Ряд образцов, созданных и исследованных в ходе данной работы, был передан сотрудникам Института физики металлов (г. Екатеринбург) для гальваномагнитных измерений в квантующих магнитных полях (до 35 Тл). В данном параграфе обсуждаются результаты этих измерений.

На рис. 9 показаны зависимости продольного R_{xx} и поперечного R_{xy} магнитосопротивлений от магнитного поля B для направлений $[\bar{2}33]$ (соответствующие графики помечены индексом 503par) и $[01\bar{1}]$ (503perp) в структуре с d_{GaAs}=21 Å при температуре T=1.8 K. В обоих направлениях наблюдаются несколько осцилляций R_{xx} и соответствующих плато R_{xy}, являющихся проявлениями квантового эффекта Холла. Несмотря на разницу в абсолютных значениях R_{xx} в ортогональных направлениях, соответствующие зависимости $R_{xy}(B)$ сходны как по форме, так и количественно. Это подтверждает, что различия в зависимостях $R_{xx}(B)$ связаны исключительно с направлением тока, а не со случайной неоднородностью структуры. Удивительным является значение верхнего плато на графике $R_{xy}(B)$ – около 25 кОм, что близко к постоянной h/e^2, соответствующей фактору заполнения ν=1 для одного двумерного проводящего слоя . В случае N проводящих слоев значение наивысшего холловского плато было бы 25/N кОм. (Проявление дробного квантового эффекта Холла едва ли возможно в данном случае вследствие низкой подвижности носителей заряда и сравнительно высокой температуры.) Это означает, что при низких температурах ток течет по единственному двумерному слою, несмотря на сложный профиль легирования и наличие нескольких слоев двумерного дырочного газа в наших структурах. Неясно, какая именно часть структуры действует как одиночный проводящий слой, в котором наблюдается КЭХ. По-видимому, это один из слоев двумерного дырочного газа вблизи легированного слоя AlAs. Его единственность может быть связана с некоторой неэквивалентностью профилей состава легированных гетеропереходов в данной структуре.

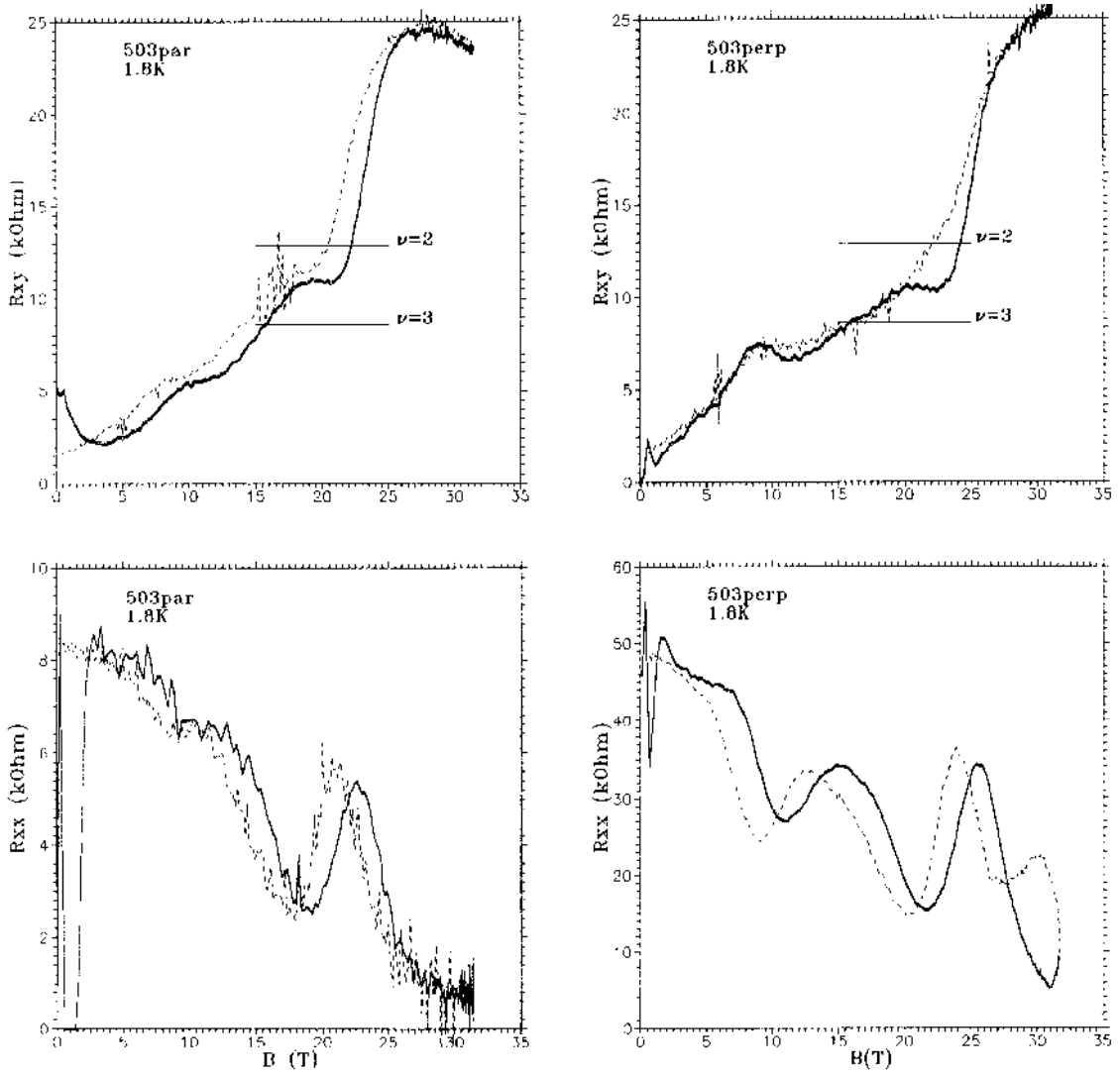

Рис. 9. Зависимости продольного R_{xx} и поперечного R_{xy} магнитосопротивлений от магнитного поля B в структуре с шириной квантовых ям d_{GaAs}=21 Å. Слева – для направления тока $[\bar{2}33]$, справа - $[01\bar{1}]$.

Следующее холловское плато находится вблизи значения h/ve^2, где $\nu=2.5$. Считая, что проводимость по-прежнему осуществляется через один двумерный слой, можно предположить, что, в действительности это плато соответствует фактору заполнения $\nu=2$, однако соответствующее значение холловского сопротивления оказалось заниженным из-за наличия шунтирующей проводимости. В области средних полей поперечное магнитосопротивление R_{xy} немонотонно зависит от магнитного поля. Такое поведение нехарактерно для ранее изучавшихся структур с параллельной проводимостью. Для обычного модулированно легированного гетероперехода параллельная проводимость через легированный слой приводит к изгибу холловских кривых, однако отклонения растут монотонно с полем [123]. Возможно, немонотонная зависимость $R_{xy}(B)$ связана в нашем случае с перераспределением тока между одномерной и двумерной компонентами.

Сильнополевые измерения транспорта в других образцах показали, что квантовые особенности магнитотранспорта быстро затухают с уменьшеним толщины слоев GaAs. Более слабые плато $R_{xy}(B)$ и осцилляции $R_{xx}(B)$ наблюдались при d_{GaAs}=18 Å, еще более слабые – при d_{GaAs}=15 Å. Полностью проявления КЭХ отсутствовали при d_{GaAs}=8.5 Å. Таким образом, двумерное движение дырок разрушается в квантовых ямах AlAs/GaAs (311)A при их ширине менее ≈15 Å.

Другая особенность характерна для образцов с наиболее тонкими слоями GaAs. Уменьшение толщины слоев приводит при низких температурах к задержке реакции на внешнее воздействие, что проявляется в гистерезисе экспериментальных кривых в импульсных магнитных полях (задержка ~1 мс при длительности импульса ~10 мс). Подобные явления наблюдались ранее в объемных образцах Ge и GaAs с высокими уровнями легирования и компенсации [124]. В этих материалах длительные процессы связаны с сильным рельефом краев зон вследствие неоднородного распределения примесей. Свободные носители собираются во впадинах рельефа, и какое-либо их перераспределение невозможно при низких тем-

пературах. Количественные оценки показывают, что для слоёв GaAs, гофрированных в модели [4], распределенные в плоскости емкость и сопротивление не могут дать временную задержку ~1 мс.

Гистерезис на экспериментальных кривых исчезает при увеличении тока. По-видимому, это связано с уменьшением барьеров из-за наклона потенциального рельефа в сильном электрическом поле.

Выводы

Исследования транспорта дырок в плоскости слоев сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A как в слабых, так и в квантующих магнитных полях выявили сильную анизотропию проводимости и подвижности дырок и ее зависимость от толщины слоев GaAs. Высокая анизотропия подвижности дырок при 15 Å<d_{GaAs}<21 Å и ее отсутствие при d_{GaAs}<10 Å и при d_{GaAs}>50 Å не противоречат модели гофрировки гетерограниц GaAs/AlAs (311)A *Nötzel et al.* [4]. Неожиданным оказался ряд экспериментальных результатов, а именно: активационная температурная зависимость холловской концентрации дырок $p_H(T)$, зависимость энергии активации от толщины слоев GaAs $E_a(d_{GaAs})$, рост холловской подвижности дырок $\mu_H(d_{GaAs})$ при уменьшении толщины слоев GaAs. Для их объяснения, а также с целью прямой проверки модели *Nötzel et al.*, возникла необходимость выяснения реальной морфологии гетерограниц в исследованных структурах.

Глава 3. НОВЫЙ МЕТОД СОЗДАНИЯ ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ ОБРАЗЦОВ ДЛЯ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ.

§3.1. Методы приготовления образцов для просвечивающей электронной микроскопии.

В настоящее время ПЭМВР является единственным прямым методом наблюдения дефектов кристаллической структуры и оценки структурного совершенства гетерограниц в атомном масштабе. Успех исследований методом ПЭМВР в значительной мере определяется приготовлением качественного образца. Для получения атомного разрешения необходимо утонение образца до 30 - 500 Å. Ниже перечислены основные способы утонения образцов, применяемые в просвечивающей электронной микроскопии [125-127].

1. Химическое травление. Применяется для получения образцов из однородных материалов, но редко используется при изучении поперечного сечения гетероструктур из-за различной скорости травления разных слоев.
2. Электролитическая полировка. Применима для проводников.
3. Механическая полировка. Непригодна для получения атомного разрешения.
4. Литография и последующее ионное травление. Позволяет утонить образец в заранее заданных местах, но требует дорогостоящего оборудования, поэтому применяется лишь в исключительных случаях, например, для контроля готового прибора.
5. Ультрамикротомия. Пригодна для изучения поперечного сечения пластичных материалов. В хрупких материалах вызывает образование множества дефектов.
6. Скалывание вдоль плоскостей спайности. Дает бездефектные образцы, но с очень малой площадью области, прозрачной для электронного пучка.

7. Ионное травление. Наиболее широко применяемый в настоящее время способ утонения. Пригоден для различных материалов, допускает исследование как поперечного сечения, так и плоскости образца. Может привести к возникновению следующих артефактов:

а) шероховатость и огрубление поверхности;

б) различная скорость травления разных слоев в гетероструктуре;

в) разделение полупроводниковых соединений на отдельные компоненты;

г)радиационные повреждения, вызывающие аморфизацию приповерхностного слоя, что часто наблюдается в полупроводниковых соединениях A_3B_5 и, особенно, A_2B_6.

Снижение энергии ионов и охлаждение образца в процессе травления уменьшает вероятность образования дефектов.

В литературе часто встречаются различные комбинации перечисленных выше способов утонения образцов для решения частных задач [128-130].

Методика малоуглового скалывания [126] позволяет преодолеть многие недостатки стандартных методов и получить достаточно тонкие поперечные срезы для ПЭМ. Скалывание дает наиболее чистые поверхности образца, покрытые только естественным окислом. Однако толщина образца, полученного скалыванием исследуемой структуры вместе с подложкой, как правило, чересчур велика для получения атомного разрешения. Излишние механические напряжения, необходимые для раскалывания толстой подложки, вызывают повреждения образца вблизи поверхностей скола, вплоть до обламывания наиболее тонкой части клина, которая представляет наибольший интерес. Эта трудность может быть преодолена утонением скалываемого образца. Известно, что именно в тонких монокристаллических пленках (1 мкм и меньше для GaAs) возможно контролируемое распространение хрупких трещин, ширина которых (после снятия нагрузки) составляет несколько нанометров [131].

§3.2. Контролируемое разрезание свободных пленок хрупкими трещинами. Высококачественные образцы для исследования структурного совершенства гетерограниц GaAs/AlAs (311)A.

В данной работе разработан метод скалывания свободных тонких пленок для получения качественных образцов для изучения поперечного сечения гетероструктур методом ПЭМВР. Толщина этих образцов постепенно уменьшается до нескольких монослоёв, отсутствуют повреждения при препарировании и нерегулярный рельеф поверхностей. Для образцов с постепенно уменьшающейся толщиной возможно сравнение изображений от областей с различной просвечиваемой толщиной для оценки несовершенств и однородности их распределения. Методика иллюстрируется на примерах (311)A и (100) GaAs/AlAs сверхрешеток. Гетероструктуры, выращенные на высокоиндексных поверхностях, могут иметь ступенчатые гетерограницы, поэтому для их характеризации требуется исследование методом ПЭМВР в различных направлениях. В работе показана возможность получения соответствующих образцов скалыванием тонкой пленки в заданных направлениях, что едва ли возможно для образцов с толстой подложкой. Изображения кристаллической структуры были получены в высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе JEM-4000EX (JEOL) с ускоряющим напряжением 400 киловольт и предельным разрешением 1.6 Å.

Приготовление тонких поперечных срезов для ПЭМВР включает три операции:

а) получение тонкой свободной пленки с исследуемой структурой;

б) скалывание пленки вдоль заданных направлений;

в) монтаж сколотого образца в требуемой ориентации.

Для освобождения тонкой пленки, содержащей гетероструктуру GaAs/AlAs, от связи с подложкой использовались два варианта селективного жидкостного травления:

1. Методика "lift-off" [132] (селективное вытравливание жертвенного слоя AlAs травителем на основе плавиковой кислоты). Из-за сильной зависимости скорости латерального трав-

ления от толщины травящегося слоя можно получать свободные тонкие пленки, содержащие слои AlAs, если толщины этих слоев заметно меньше толщины жертвенного слоя (в нашем случае - 20 и 100 Å, соответственно).

2. Удаление GaAs подложки (шлифовкой до толщины ~100 мкм, затем жидкостным травлением до стоп-слоя AlAs в селективном травителе на основе лимонной кислоты [133-141]. Верхняя и боковые поверхности образца при этом были защищены слоем химически стойкого лака).

Второй способ более универсален, так как позволяет получать свободные тонкие пленки, состоящие из слоев различных материалов вне зависимости от того, травятся они используемым раствором или нет, но требует большей осторожности, так как селективность используемого травителя на несколько порядков меньше, чем в первом случае.

Использование неселективных травителей для получения свободных пленок нежелательно, так как неизбежные неоднородности травления создают на поверхности пленки рельеф, высота которого сравнима с толщиной пленки. Наличие развитого рельефа поверхности затрудняет скалывание пленки в выбранных направлениях.

Толщина полученных свободных пленок составляла (для различных структур) от 0.5 до 2 мкм, а их площадь – 10 - 20 мм^2. Снятые пленки помещались на сапфировую пластину. Скалывание выполнялось под оптическим микроскопом. Индентором - вольфрамовой иглой - в пленку вводились хрупкие трещины. Индентор перемещался с помощью микрометрических винтов. Нагрузка на индентор увеличивалась достаточно медленно для визуального наблюдения за распространением трещин. Как правило, направление распространения трещин соответствовало скалыванию по плоскостям спайности {110} (рис. 4). В зависимости от направления приложенной разрушающей силы, трещины были либо совершенно прямыми на расстояниях более 1мм (а соответствующие поверхности скола - плоскими), либо изогнутыми (а поверхности скола - ступенчатыми) (рис. 10).

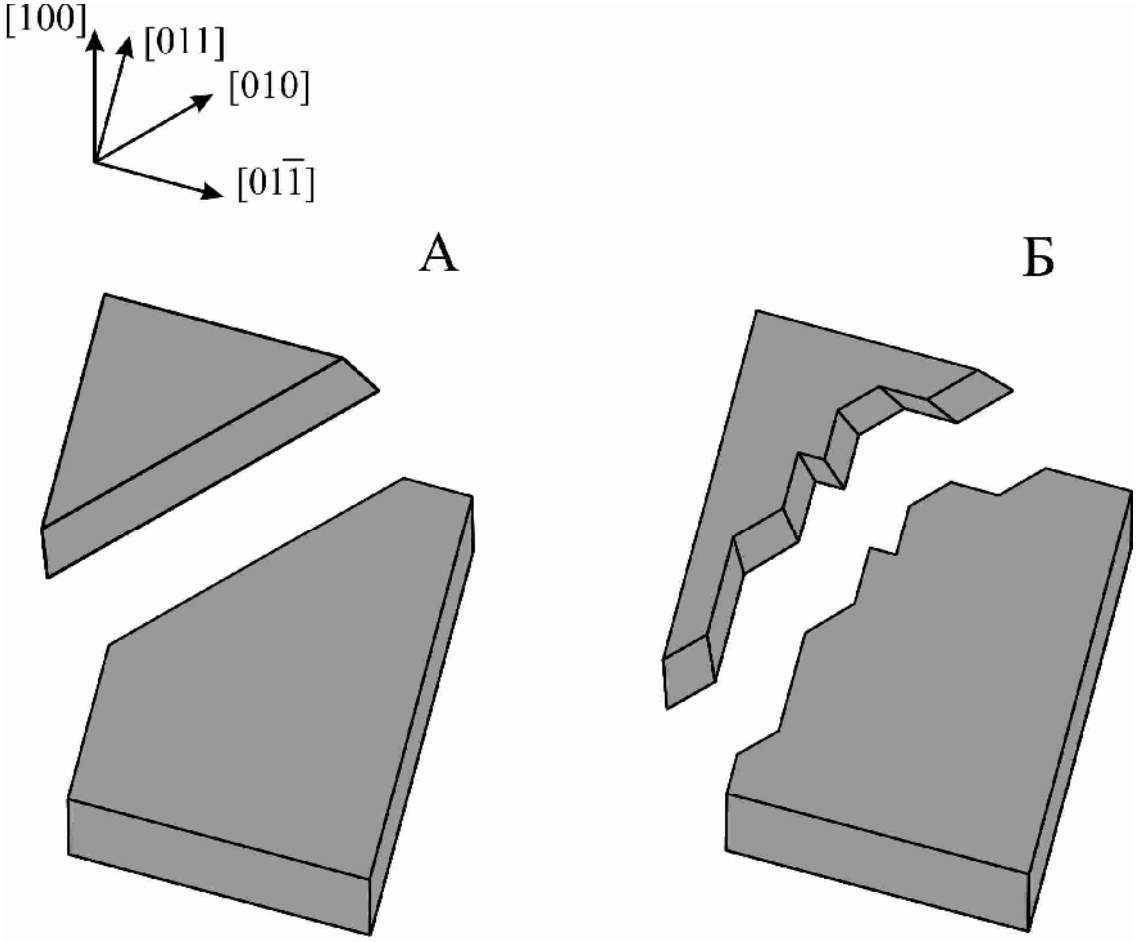

Рис. 10. Варианты скалывания образцов на (100) подложке:

А) с плоской поверхностью расщепления;

Б) со ступенчатой поверхностью расщепления.

Создание ступенчатых поверхностей скола позволяет уменьшить средний угол клина. Последнее весьма желательно, если велик угол клина, образованного {110} плоскостями (45˚ для (100)-образцов, рис. 4б). Выкалывались образцы для исследования методом ПЭМВР в ортогональных направлениях $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$ (для (311)А ориентации), [011] и $[01\bar{1}]$ (для (100) ориентации). Типичная длина выколотого образца составляла 50 - 200 мкм. Образцы приклеивались проводящим клеем на стандартное кольцо в нужной ориентации. Для манипуляции образцом использовалась вощёная игла. Для облегчения ориентации образца использовалось кольцо с предварительно приклеенным брусочком GaAs (рис. 11). Для подготовки нескольких образцов в различной ориентации требуется кусок исследуемой структуры площадью не более нескольких квадратных миллиметров.

Рис. 12 иллюстрирует возможность приготовления с помощью предложенной методики тонких поперечных срезов, которые обеспечивают получение атомного разрешения на большой площади. Резкие изменения контраста связаны со ступенчатым изменением толщины образца. Отсюда следует, что террасирование поверхностей скола, возникающих при распространении изогнутых трещин, сохраняется вплоть до наномасштаба.

Другое важное преимущество образцов со ступенчатыми поверхностями – наличие больших участков с параллельными верхней и нижней поверхностями (рис. 13).

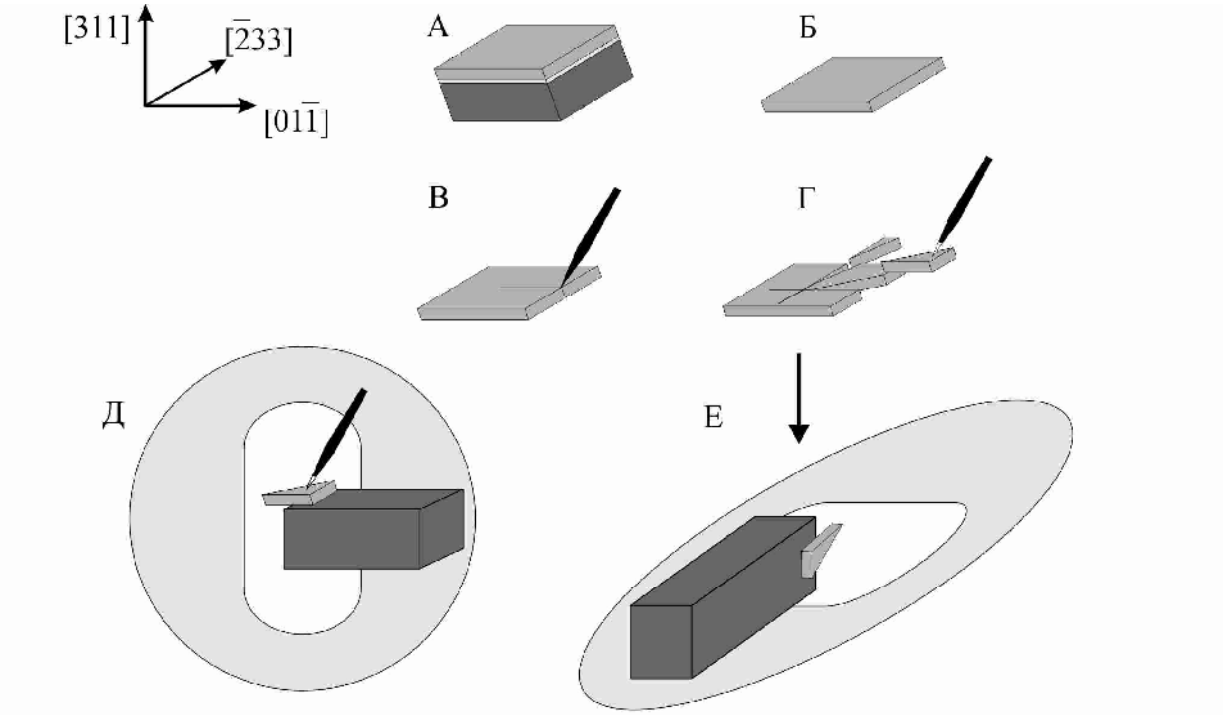

Рис. 11. Последовательность операций при препарировании образца для ПЭМВР:

А) исходная гетероструктура;

Б) тонкая пленка, отсоединенная от подложки;

В) введение в пленку хрупких трещин механическим индентором;

Г) манипулирование выколотым образцом;

Д) приклеивание образца на твердый брусок, закрепленный на стандартном медном кольце;

Е) окончательный вид образца. Стрелкой показано направление электронного пучка микроскопа.

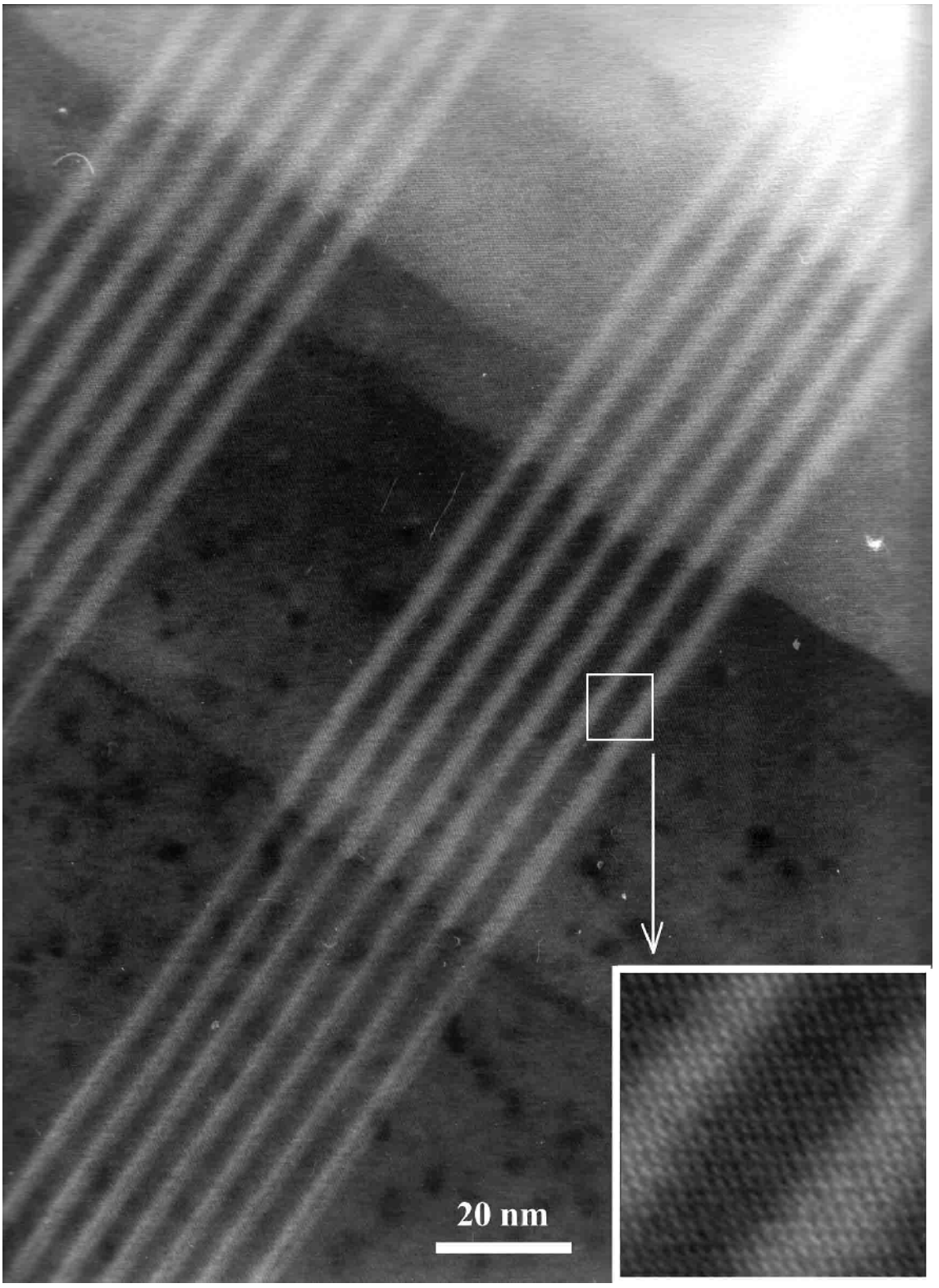

Рис. 12. ПЭМВР-изображение сверхрешетки GaAs/AlAs (100) в направлении $[01\bar{1}]$ при малом увеличении. Светлые полосы – слои AlAs, темные - GaAs. Атомное разрешение достигается на всей показанной площади образца. На вставке в правом нижнем углу фрагмент изображения показан при большем увеличении. Видны несколько семейств атомных плоскостей.

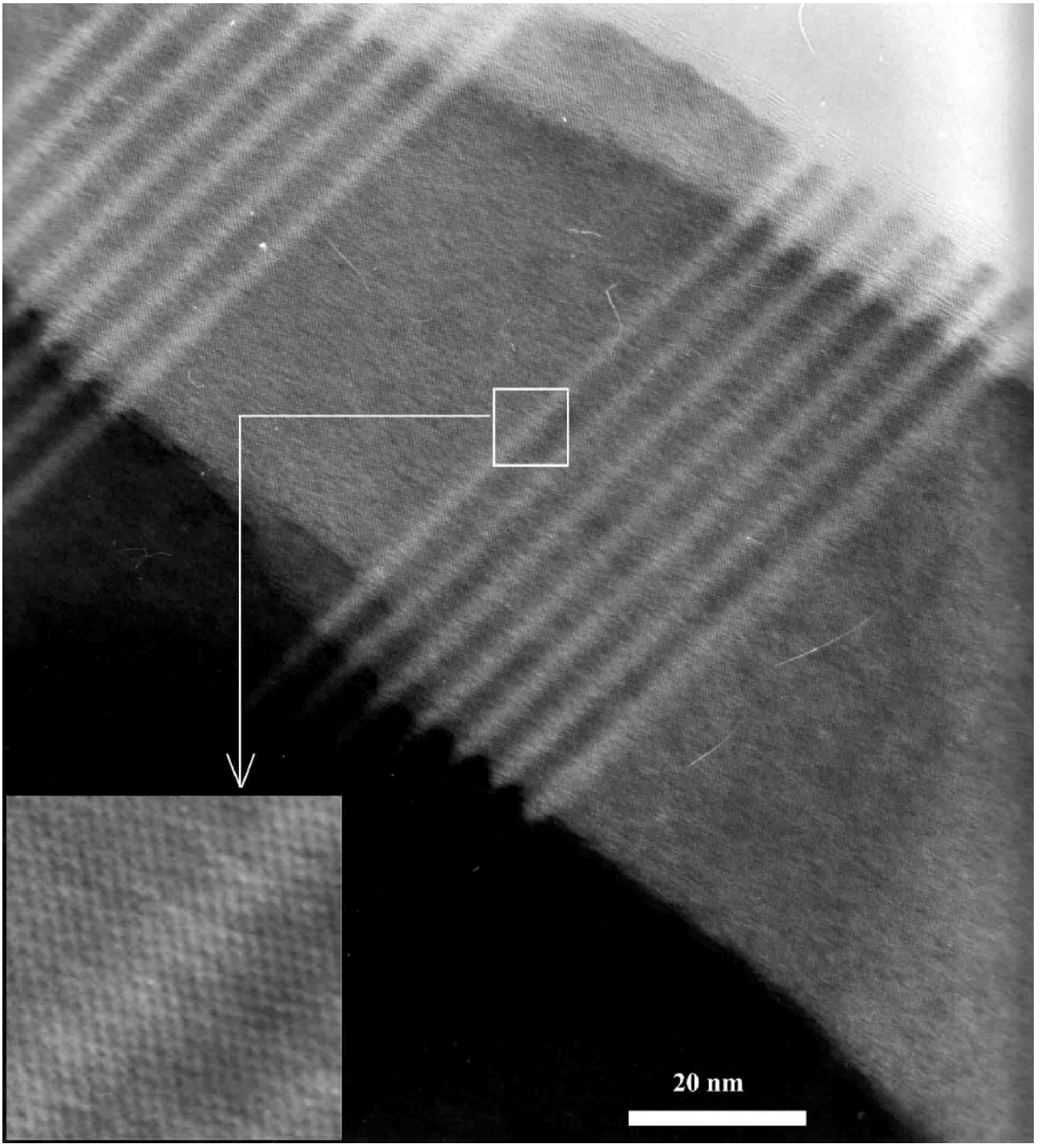

Рис. 13. ПЭМВР-изображение сверхрешетки GaAs/AlAs (100) в направлении [011] при малом увеличении. Светлые полосы – слои AlAs, темные - GaAs. На вставке в левом нижнем углу фрагмент изображения показан при большем увеличении. Видны несколько семейств атомных плоскостей. Однородный контраст изображения на средней террасе объясняется параллельностью верхней и нижней поверхностей.

§3.3. Применение разработанной методики для:

а) исследования латерального окисления и селективного травления слоев в сверхрешетках GaAs/AlAs;

б) исследования наночастиц.

Технологические приемы работы со свободными тонкими пленками могут быть использованы для различных применений. Ниже приведены примеры.

Исследование латерального окисления и селективного травления слоев в сверхрешетках GaAs/AlAs.

Современная твердотельная нанотехнология имеет дело с многослойными гетероструктурами, толщина слоев в которых составляет лишь несколько постоянных решетки. Большое количество предложенных вариантов создания приборов оптоэлектроники и микромеханики основано на селективном травлении и/или окислении отдельных слоев в таких структурах. Химические процессы в узких каналах, толщина которых сравнима с размерами молекул реагирующих веществ, должны существенно отличаться от реакций в объеме. С точки зрения технологии, исследование таких процессов весьма важно для улучшения существующих и разработки новых методов наноструктурирования.

В данной работе показана возможность прямого получения информации о процессах окисления и селективного травления в наномасштабе методом ПЭМВР на образцах, полученных скалыванием свободных тонких пленок.

Электронномикроскопическое изображение (на просвет) сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении $[\bar{1}\,21]$ показано на рис. 14. Темные полосы соответствуют слоям GaAs, светлые – AlAs. Хорошо виден ряд монокристаллических GaAs "отростков" на краю образца, образовавшихся из-за более быстрого окисления слоев AlAs (по сравнению с GaAs) после скалывания и разделенных слоями окисла AlAs.

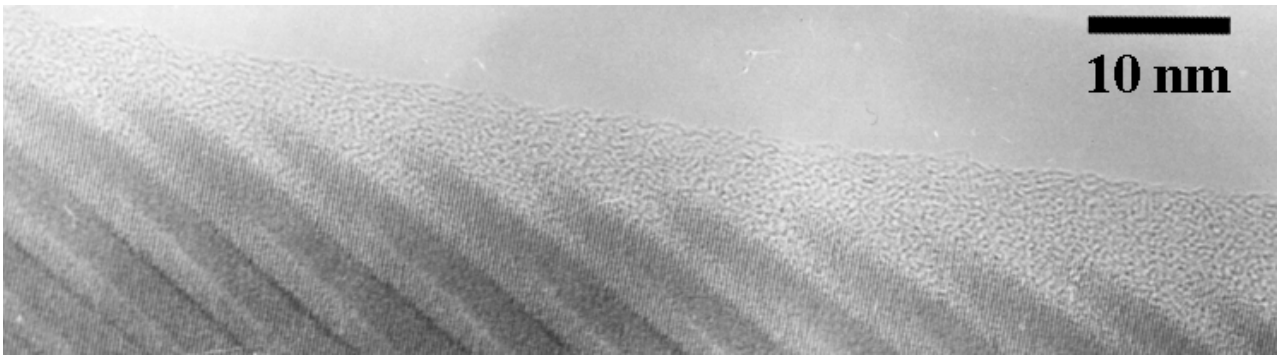

Рис. 14. ПЭМВР-изображение сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении $[\bar{1}\,21]$. Темные полосы соответствуют слоям GaAs, светлые – AlAs. Виден ряд монокристаллических GaAs "отростков" на краю образца, образовавшихся из-за более быстрого окисления слоев AlAs (по сравнению с GaAs) после скалывания и разделенных слоями аморфного окисла AlAs.

Наблюдаемая толщина окисла **x** на краю образца заметно превышает реальную толщину **d**, причем расхождение тем больше, чем меньше угол α при вершине клиновидного образца (рис. 15). Эти величины связаны следующим соотношением:

$d=x\cdot tg(\alpha/2)$

Угол клина в образце на рис. 14 приблизительно равен 30˚ -35˚ (точное значение для угла между соответствующими кристаллографическими плоскостями - 33.5˚). Наблюдаемая толщина окисла GaAs составляет от 40 до 60 Å, что соответствует реальной толщине 12-18 Å.

На рис. 16 представлено изображение сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении $[01\bar{1}]$. Угол клина в этом образце был оценен в 15-20˚ (точное значение угла между плоскостями - 16.8˚). Наблюдаемая толщина окисла GaAs равна 65 – 95 Å, что соответствует реальной толщине 10 – 14 Å.

Таким образом, средняя толщина окисла на сколотой поверхности {110} GaAs после 1 - 5 дней хранения на воздухе составляет 12 – 16 Å, или 3 – 4 монослоя (a_{110}=4 Å).

Глубина латерального окисления слоя AlAs (определяемая как расстояние от края образца до области, в которой видны атомные плоскости) приблизительно равна его удвоенной толщине как для тонких слоев (толщиной 30 Å), так и для слоя толщиной 350 Å (рис. 16). Интересно, что тонкий (20 Å) слой GaAs, прилегающий к толстому окисленному слою AlAs на протяжении ~0.1 мкм, сам не проявляет никаких следов окисления. Граница между слоями GaAs и естественного окисла AlAs – атомно-резкая с шириной переходной области не более одного монослоя, в отличие от границы раздела между GaAs и AlAs, окисленным при высокой температуре во влажной атмосфере. Ширина переходной области в последнем случае составляла около 2 нм [142].

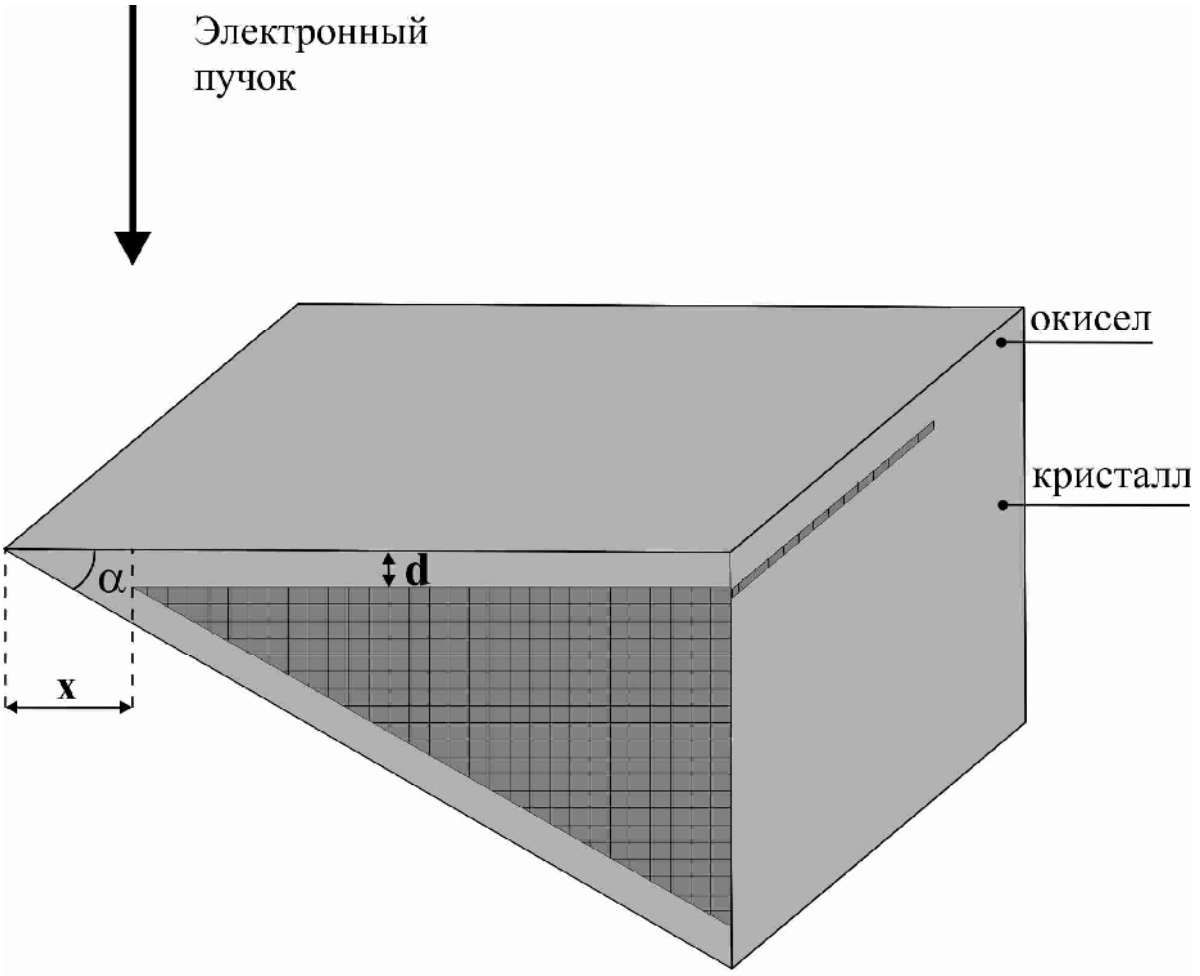

Рис. 15. Схематичное изображение слоя окисла на клиновидном образце.

Стрелкой показано направление пучка электронного микроскопа.

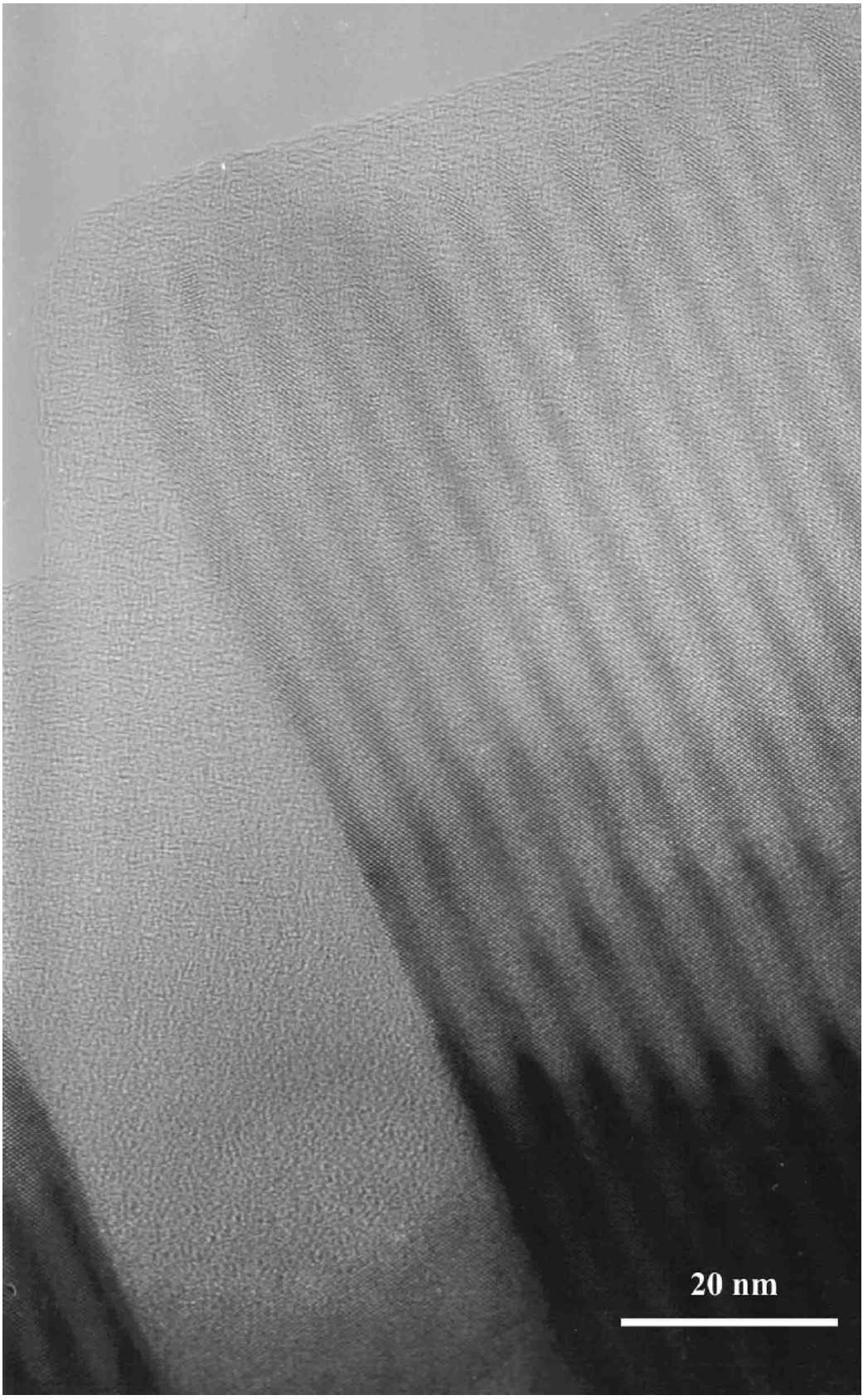

Рис. 16. ПЭМВР-изображение сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении $[01\bar{1}]$. Темные полосы соответствуют слоям GaAs, светлые – AlAs.

Наши наблюдения латерально окисленных слоев AlAs противоречат результатам, полученным в работе [143], в которой методом атомно-силовой микроскопии исследовался рост окисла на сколотой поверхности $[01\bar{1}]$ многослойной гетероструктуры GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ ($0.12<x<0.72$). В работе утверждается, что латеральное окисление такой гетероструктуры приводит к увеличению объема окисленного материала и “выпячиванию” слоев AlGaAs относительно соседних слоев GaAs, причем этот эффект тем больше, чем больше молярная доля алюминия. В наших структурах ничего подобного не наблюдается даже в слоях чистого AlAs. Это противоречие связано, возможно, с различиями в приготовлении образцов. В работе [143] скалывались образцы на толстой подложке, и высокие механические напряжения могли привести к пластической деформации и “вытягиванию” слоев AlGaAs. Вытянутые отростки затем быстро окислялись на воздухе.

На рис. 17 представлено изображение многослойной гетероструктуры GaAs/AlAs после травления в разбавленной плавиковой кислоте. Гетероструктура состояла из нескольких сверхрешеток GaAs/AlAs с номинальными толщинами слоев 30 Å и 20 Å, соответственно, и трёх более толстых слоев AlAs с толщинами (снизу вверх) 180 Å, 40 Å и 200 Å.

Клиновидный образец, приготовленный по описанной выше методике, был погружен в травитель на основе плавиковой кислоты на 30 секунд, затем промыт изопропиловым спиртом и немедленно установлен в колонну просвечивающего электронного микроскопа. Три хорошо заметные белые полосы на рис. 17 – протравы в толстых слоях AlAs. В более тонких слоях AlAs отсутствуют следы травления. Следовательно, для латерального жидкостного травления существует критическая толщина слоя AlAs, лежащая в интервале от 20 до 40 Å. При толщине слоя меньше критической травление невозможно, если не принимать мер по отгибанию пленки и облегчению доступа травителя и отвода продуктов реакции.

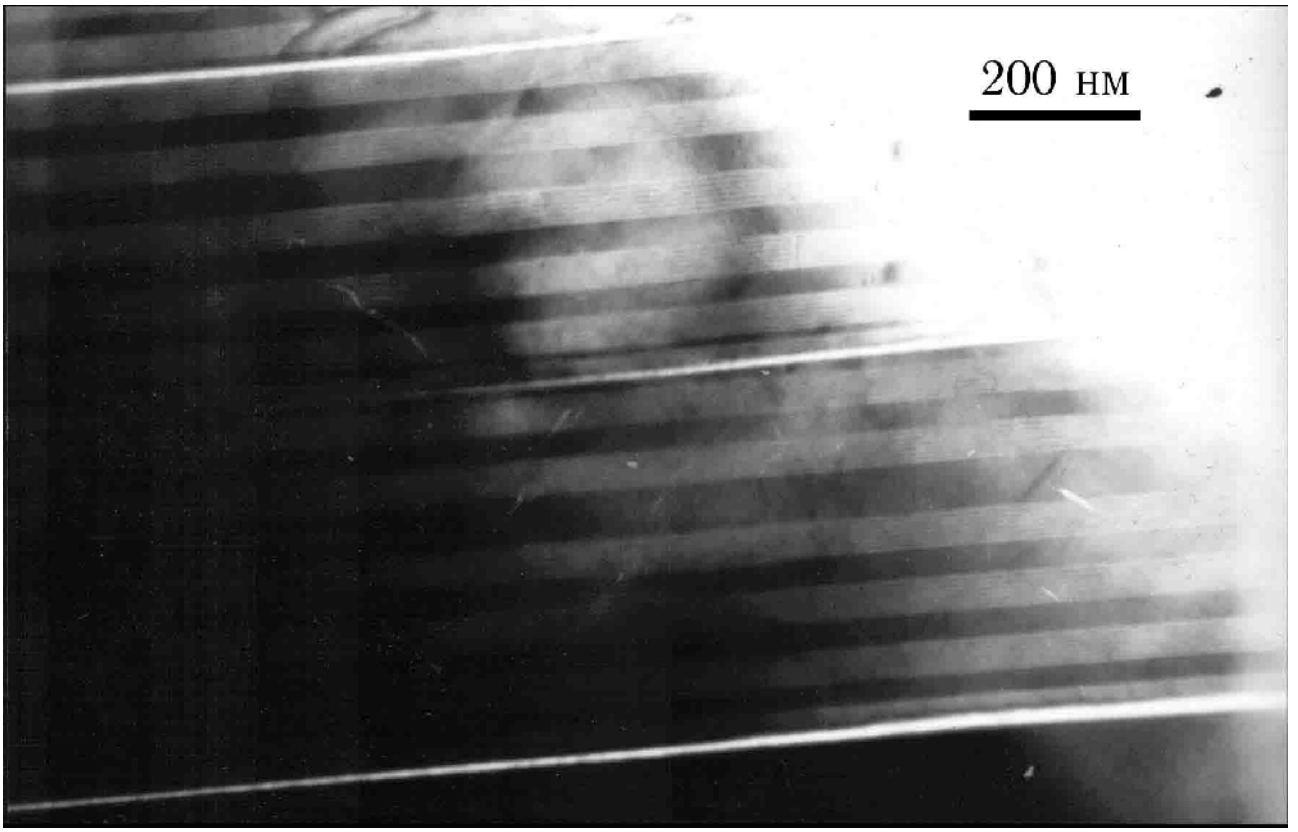

Рис. 17. Электронномикроскопическое изображение (на просвет) многослойной гетероструктуры GaAs/AlAs после травления в разбавленной плавиковой кислоте. Темные полосы – слои GaAs, светлые – AlAs. Три белые полосы – протравы в толстых слоях AlAs.

Исследование наночастиц.

Просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения является единственным прямым методом исследования структуры наночастиц и нанообъектов на атомном уровне. Обычно препарирование ультрадисперсных материалов для просвечивающей микроскопии заключается в нанесении их на предметную сеточку (напыление или помещение капли коллоидного раствора). При всей простоте этого способа он обладает существенным недостатком - невозможностью однослойного расположения наночастиц, что затрудняет изучение их структуры. В настоящей работе предложен метод приготовления образцов для электронной микроскопии наночастиц, который позволяет:

1. располагать наночастицы однослойно;
2. разделять их по размерам;
3. изучать влияние внешних электрических и магнитных полей на расположение наночастиц.

В качестве объекта исследования были выбраны наночастицы магнетита (Fe_3O_4). Использовались два варианта приготовления образцов. Первый, наиболее простой, заключается в следующем (рис. 18).

В стандартные GaAs подложки толщиной 300 - 400 мкм механическим индентором вводились трещины в направлении [110]. Так как раскалывание арсенида галлия в этом случае идет по плоскостям спайности, трещина имеет ровные прямые края, а ее ширина постепенно уменьшается от места введения к вершине. Затем на место введения трещины была нанесена капля взвеси наночастиц магнетита в растворе полистирола в толуоле. За счет капиллярных сил трещина заполнилась раствором, содержащим наночастицы, и, после высыхания растворителя, в ней образовалась пленка полистирола с внедренными в нее частицами магнетита. Полость трещины играет роль "формы для отливки".

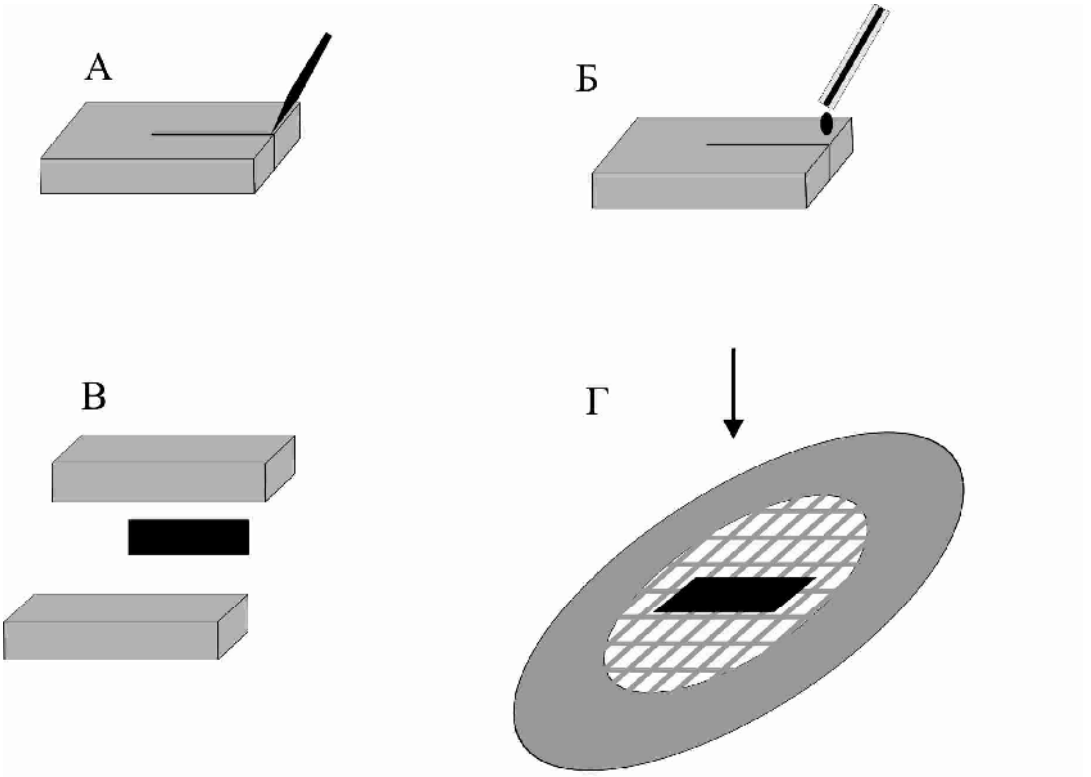

Рис. 18. Препарирование образца с массивом наночастиц для просвечивающей электронной микроскопии

А) трещина, вводимая в пластину с помощью механического индентора, создает “форму для заливки”;

Б) капиллярное заполнение трещины коллоидным раствором наночастиц с добавлением полимера;

В) раскалывание пластины вдоль трещины и последующее отделение полимерной пленки от ее краев;

Г) полимерная пленка на сетке.

Поскольку ширина образовавшейся щели сравнима с размерами частиц (сотни и десятки ангстрем) [131], частицы вынуждены располагаться однослойно. Более того, постепенное уменьшение ширины щели до нескольких ангстрем в вершине приводит к тому, что вблизи вершины могут оказаться только самые мелкие частицы. Таким образом, при заполнении щели происходит механическое разделение частиц по размерам. Большое время испарения растворителя, обусловленное малой площадью, контактирующей с воздухом, дает возможность влиять на расположение частиц в щели приложением внешнего электрического или магнитного полей. После испарения растворителя частицы оказываются жестко фиксированными в полимерной матрице и сохраняют свое взаимное расположение после снятия поля. Для того, чтобы сделать полимерную пленку с наночастицами доступной для наблюдения, пластину GaAs осторожно раскалывали вдоль трещины и отслаивали пленку от ее берегов. Отслаивание шло в жидкости (воде или спирте), откуда пленка вынималась предметной сеточкой и высушивалась.

На полученных методом ПЭМВР изображениях (рис. 19) видны отдельные кристаллические частицы с латеральными размерами 40 - 200 Å и их конгломераты. Полосы решетки этих частиц соответствуют кубической структуре магнетита. Наблюдались полосы, соответствующие плоскостям {111} (расстояние между полосами 4.8 Å), {200} (4.2 Å) и {220} (2.9 Å).

Недостатками такого подхода являются возможные повреждения пленки при отслаивании, а также сравнительно малая площадь, на которой пленка имеет толщину менее 400 Å, при которой она прозрачна для электронного пучка, так как трещины в толстых пластинах GaAs имеют достаточно малую ширину лишь в небольшой области вблизи вершины. Поэтому в качестве "формы для отливки" предпочтительнее использовать полости трещин в тонких (<10 мкм) эпитаксиальных пленках GaAs, в которых можно создать идеально ровные узкие щели с резкими границами, близкими к атомно-гладким [118].

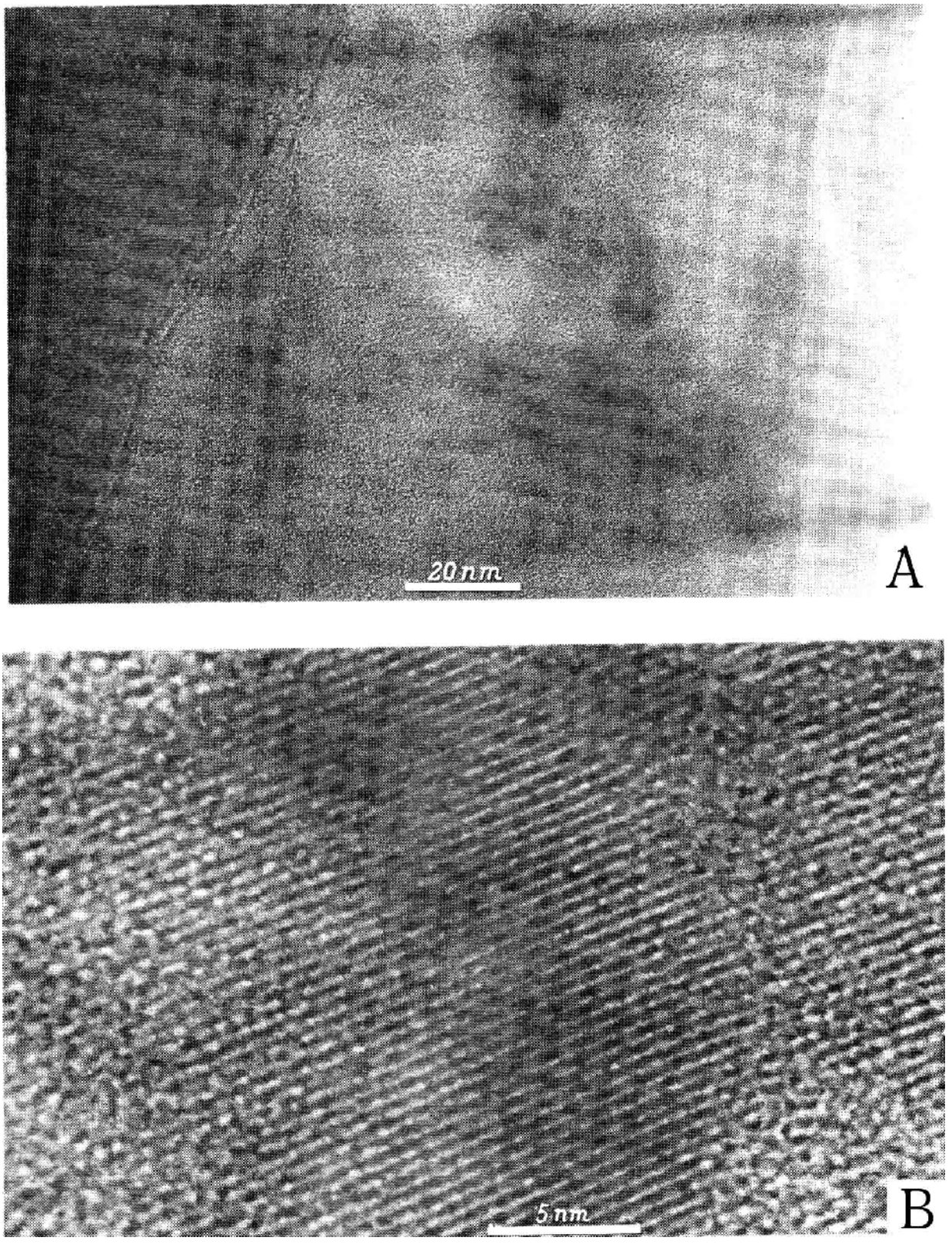

Рис. 19. а) Электронно-микроскопическое изображение (на просвет) наночастиц магнетита в полимерной пленке; б) фрагмент верхнего рисунка при большем увеличении. Видна одиночная частица с полосами решетки, соответствующими плоскостям {111}.

Во втором случае для приготовления образцов использовались эпитаксиальные структуры GaAs/AlAs. На GaAs подложке был выращен тонкий (100 Å) слой AlAs, поверх которого - слой GaAs, толщина которого в разных структурах составляла от 2 до 10 мкм. GaAs пленка отделялась от подложки с помощью селективного травителя $HF:H_2O$, удаляющего AlAs (отношение скоростей травления AlAs и GaAs более 10^7 [132]). Затем из пленки выкалывался прямоугольный образец (вместо выкалывания возможно использование фотолитографии). Механическим индентором в образец параллельно длинной его стороне вводилась узкая трещина. Нагрузка на индентор постепенно увеличивалась до тех пор, пока вершина трещины не доходила до середины образца. Образец с введенной в него щелью был затем приклеен проводящим клеем к стандартному медному кольцу таким образом, что щель находилась над отверстием кольца (рис. 20). При этом плоскость образца была перпендикулярна плоскости кольца, а направление введения трещины - параллельно ей. Для манипулирования образцом использовалась смазанная воском игла.

Для капиллярного заполнения щели использовался коллоидный раствор частиц оксида железа в толуоле с добавлением полистирола. После испарения толуола образец погружался в травитель $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O$ (3:1:50) на 1.5 мин. С обеих сторон GaAs пленки стравливались слои толщиной около 0.1 мкм, при этом частично обнажалась пленка полистирола, становясь доступной для просвечивания электронным пучком микроскопа.

Сразу после травления образец промывался изопропиловым спиртом, после чего высушивался на воздухе. Использовать для промывки воду не следует, так как вода имеет сравнительно большой коэффициент поверхностного натяжения и при высыхании разрывает обнаженные края тонкой полимерной пленки.

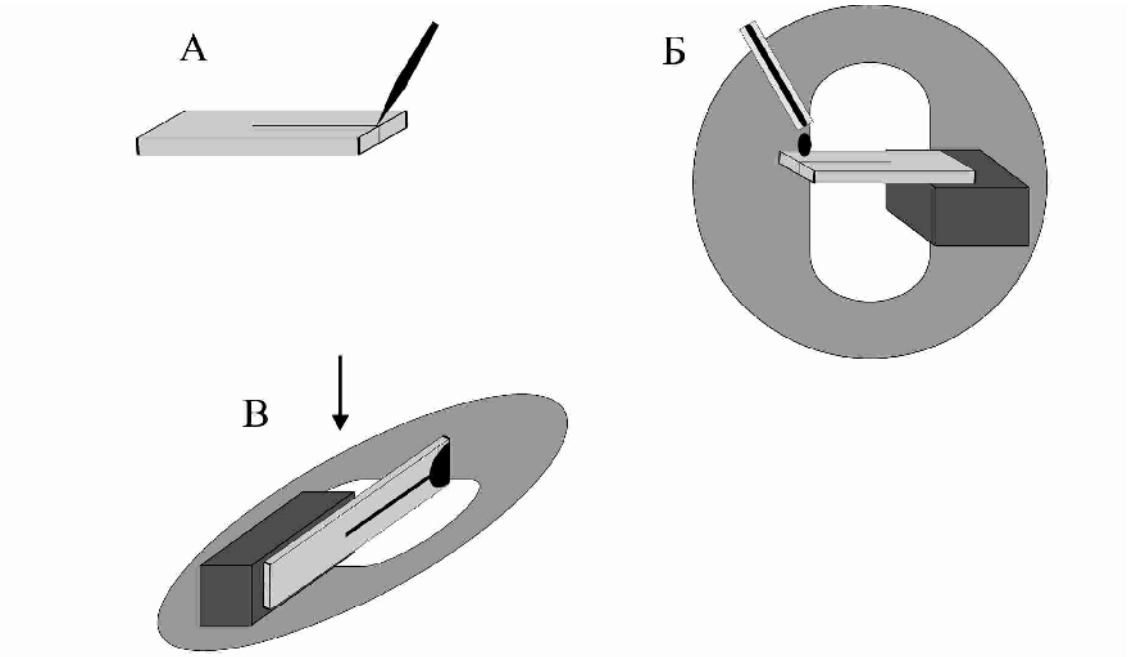

Рис. 20. Препарирование образца с массивом наночастиц для просвечивающей электронной микроскопии

А) трещина, вводимая в пластину с помощью механического индентора, создает “форму для заливки”;

Б) капиллярное заполнение трещины коллоидным раствором наночастиц с добавлением полимера;

В) химическое травление пластины GaAs частично обнажает полимерную пленку и делает ее доступной для просвечивающей микроскопии (стрелкой показано направление электронного пучка).

При исследовании таких образцов методом ПЭМВР наблюдалась прозрачная для электронного пучка полимерная пленка, выступающая из GaAs образца, с внедренными в нее кристаллическими частицами, идущая вдоль обеих сторон образца и не имеющая разрывов на протяжении нескольких сотен микрон. По сравнению с первым случаем наблюдалось более узкое распределение частиц по размерам (70 - 100 Å) и более равномерное - по пленке: нет крупных конгломератов, частицы расположены однослойно на примерно одинаковом расстоянии друг от друга (около 200 Å). В наиболее тонкой части пленки частицы отсутствовали, что объясняется недостаточной шириной щели в этом месте для проникновения частиц (щель в роли фильтра). Регистрация изображений была затруднена дрейфом и вибрацией образцов из-за накопления на них заряда. Эту проблему можно преодолеть использованием сильнолегированных GaAs пленок, обеспечивающих лучший электрический контакт между полимерной пленкой и медным кольцом.

Предлагаемая методика позволяет создавать однослойные массивы наночастиц. Такие объекты представляют интерес не только для структурных исследований, но и для транспортных. Наночастицы оказываются зажатыми между берегами трещины в полупроводниковом монокристалле, которые могут играть роль близкорасположенных электродов, если использовать легированные пленки GaAs. Влияние внешних электрических и магнитных полей может привести к еще большей модификации свойств массива наночастиц за счет образования регулярных структур. В качестве примера рассмотрим частицы магнетита Fe_3O_4. При размерах менее 100 Å они проявляют суперпарамагнитные свойства. Направления их собственных магнитных моментов отслеживают направление внешнего магнитного поля. Помещая тонкую пленку с введенными в нее суперпарамагнитными частицами в достаточно сильное внешнее магнитное поле, можно создавать двумерные массивы одинаково ориентированных магнитных диполей. При наличии у частиц возможности передвигаться в плоскости пленки (до испарения растворителя из щели), взаимодействие магнитных диполей может

привести к упорядоченному расположению частиц в пленке, которое сохранится и после снятия поля, так как частицы будут жестко зафиксированы в полимере.

Таким образом, предложен новый способ приготовления образцов для просвечивающей электронной микроскопии наночастиц, который, в отличие от стандартного способа, позволяет достичь однослойного расположения наночастиц, что было продемонстрировано на примере частиц оксида железа, а также производить их разделение по размерам (фильтрацию) и изучать влияние внешних полей на их расположение. Способ пригоден для препарирования частиц размерами от сотен до единиц ангстрем. Используемые технологические приемы могут быть применены для создания структур, содержащих упорядоченные массивы наночастиц в полимерной матрице.

Выводы.

Разработан новый метод приготовления поперечных срезов эпитаксиальных пленок для просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. В основе метода лежит контролируемое разрезание свободных пленок хрупкими трещинами. Созданные образцы имеют толщину, постепенно уменьшающуюся до нескольких монослоёв, позволяют получить атомное разрешение на большой площади (~0.1 мкм^2), не загрязнены дефектами при препарировании. Метод применим для различных твердотельных материалов, в том числе радиационно нестойких (HgCdTe), которые не могут быть препарированы обычно применяемым ионным травлением. Технологические приемы, применяемые в данном методе, могут использоваться при исследовании латерального окисления и селективного травления слоев в сверхрешетках и исследовании наночастиц.

ГЛАВА 4. МОРФОЛОГИЯ ГЕТЕРОГРАНИЦ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs (311)A И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ТРАНСПОРТ ДЫРОК В ПЛОСКОСТИ СЛОЕВ.

§4.1. Апериодичная анизотропная гофрировка гетерограниц в сверхрешетках GaAs/AlAs (311)A.

Исследование морфологии гетерограниц GaAs/AlAs (311)A было выполнено на ряде структур, включая модулированно легированную бериллием сверхрешетку с толщиной слоев GaAs 21 Å, в которой наблюдалась максимальная анизотропия проводимости (7 при T=77 K), а также нелегированные сверхрешетки. Ниже приведены результаты для верхнего 25-периодного блока сверхрешетки с d_{GaAs}=21 Å (нижние 2 блока играют роль дополнительного буферного слоя для исключения влияния возможных шероховатостей подложки). На рис. 21 представлено электронномикроскопическое изображение (на просвет) поперечного сечения сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении $[\bar{2}33]$. Хорошо виден рельеф на гетерограницах высотой до 10 Å. Прямая (AlAs на GaAs) и инвертированная (GaAs на AlAs) гетерограницы имеют одинаковую резкость. Слои GaAs сильно модулированы по толщине, в то время как толщина слоев AlAs почти постоянна. Изменения толщины слоев GaAs - до 20 Å, типичное расстояние между максимумами толщины в направлении $[01\bar{1}]$ – сотни ангстрем. Флуктуации с латеральным размером 60 - 100 Å встречаются реже, амплитуда таких флуктуаций меньше. Так как наблюдаемая форма и резкость гетерограниц не меняются при увеличении просвечиваемой толщины образца от десятков до сотен ангстрем в направлении $[\bar{2}33]$, можно заключить, что рельеф гетерограниц хорошо ориентирован вдоль этого направления. Лишь при увеличении толщины образца до нескольких тысяч ангстрем на электронномикроскопических изображениях в направлении $[\bar{2}33]$ характерный рельеф гетерограниц исчезает, что позволяет оценить его размер в направлении $[\bar{2}33]$.

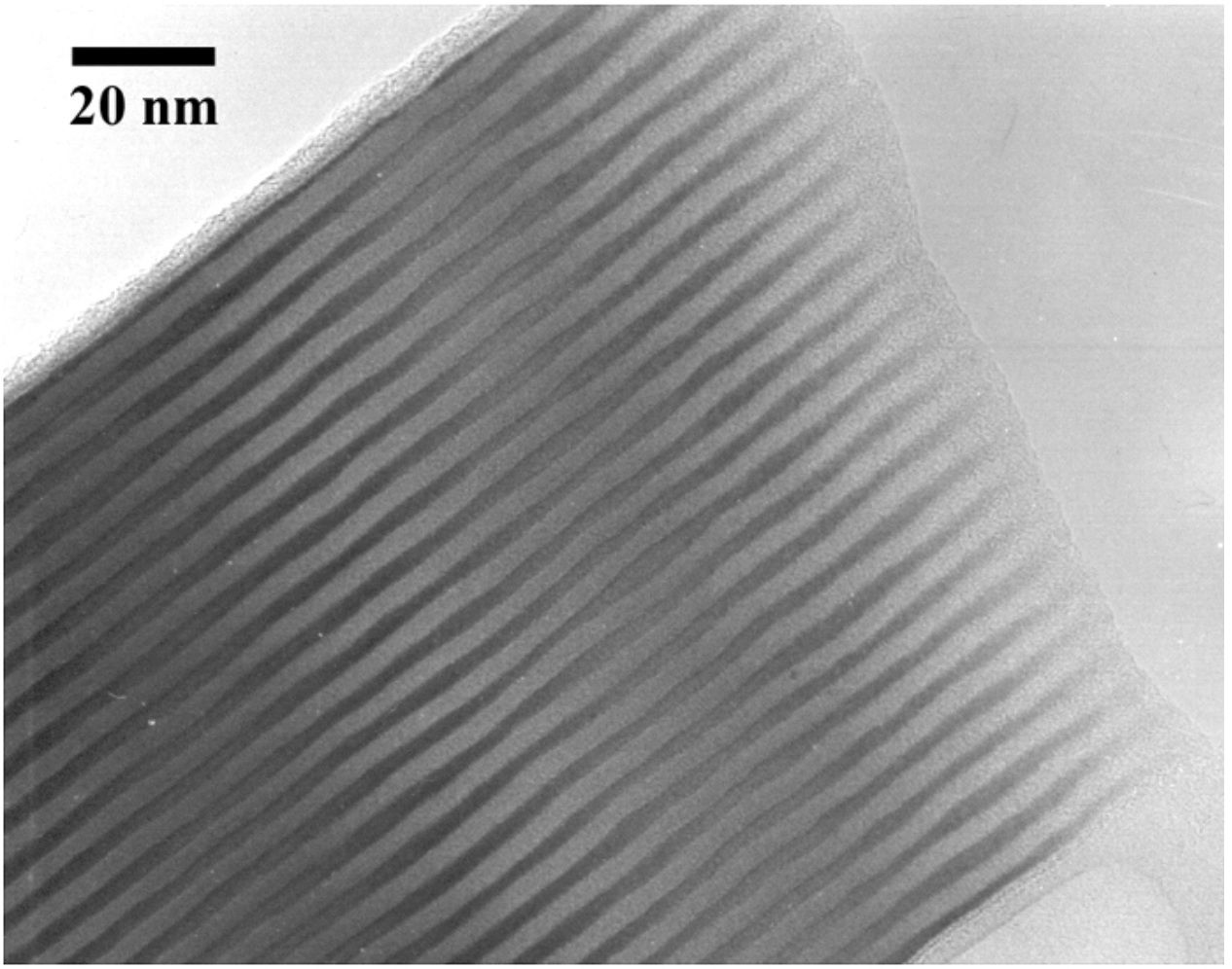

Рис. 21. Поперечное сечение сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении $[\bar{2}33]$. Темные полосы – слои GaAs, светлые – AlAs.

Таким образом, характерные размеры рельефа гетерограниц GaAs/AlAs (311)A равны:

≤ 10 Å в направлении [311]

~ 100 Å в направлении $[01\bar{1}]$

~ 1000 Å в направлении $[\bar{2}33]$.

Изображение поперечного сечения сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении $[01\bar{1}]$ существенно отличается от изображения в направлении $[\bar{2}33]$ (рис. 22 и 23а,б). При наблюдении в направлении $[01\bar{1}]$ электронный луч в области гетерограницы вследствие ее гофрировки проходит как через GaAs, так и через AlAs. Поэтому гетерограницы выглядят плоскими и существенно менее резкими, чем в направлении $[\bar{2}33]$. Тем не менее, на картинах электронной дифракции от избранной области в обоих направлениях (рис. 23в,г) можно наблюдать до пяти дополнительных рефлексов, что указывает на высокое совершенство сверхрешетки.

Аналогичные особенности морфологии гетерограниц GaAs/AlAs (311)A были обнаружены в двух нижних 25-периодных блоках исследованной сверхрешетки. Таким образом, сохранение характерного рельефа гетерограниц и модуляции толщины слоев GaAs при росте многопериодной сверхрешетки связаны с особенностями роста на поверхности (311)A GaAs, а не с шероховатостями исходной подложки.

Возникновение наблюдаемого рельефа гетерограниц не связано с возможным влиянием напряжений, создаваемых легирующей примесью (бериллием). Нижний легированный бериллием слой AlAs был выращен уже *после* нижнего 25-периодного блока исследованной сверхрешетки. Поэтому анизотропный рельеф гетерограниц в этой части сверхрешетки не мог быть связан с напряжениями в легированном слое. Аналогичный рельеф гетерограниц был обнаружен и в нелегированных сверхрешетках GaAs/AlAs (311)A. Поэтому можно утверждать, что введение легированных бериллием слоев с концентрацией примеси до 10^{18} $см^{-3}$ не оказывает влияния на морфологию гетерограниц GaAs/AlAs (311).

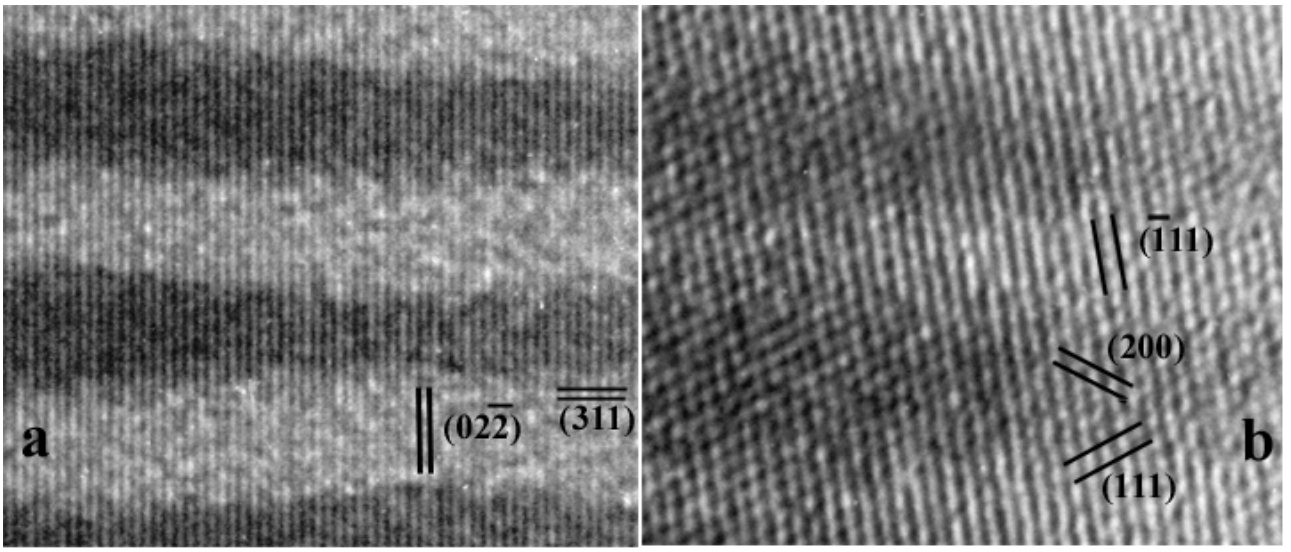

Рис. 22. Поперечные сечения сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A при равном увеличении в направлениях а) $[\bar{2}33]$ и б) $[01\bar{1}]$. Темные полосы – слои GaAs, светлые – AlAs. Указаны индексы наблюдаемых семейств атомных плоскостей.

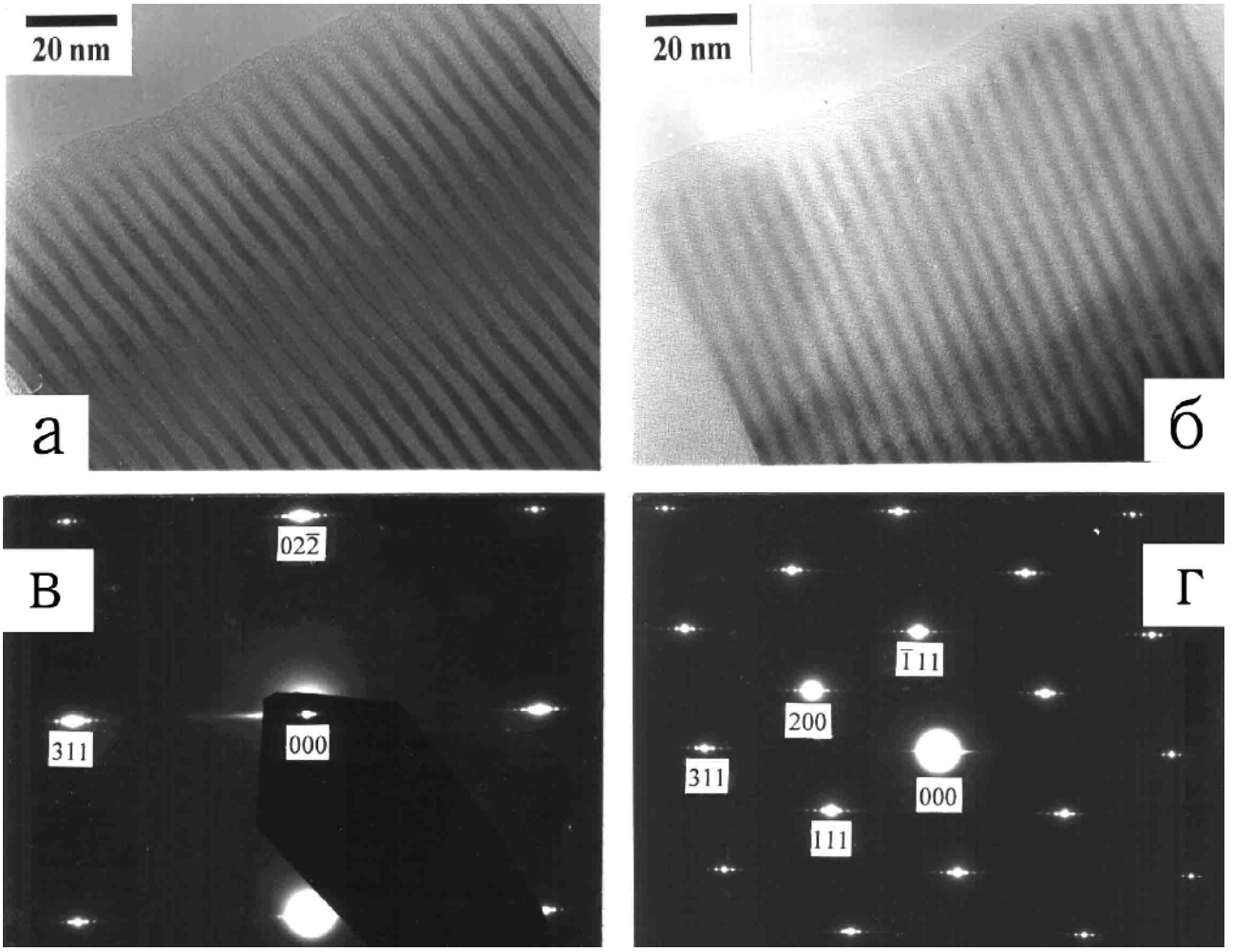

Рис. 23. а), б) Поперечные сечения сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A при равном увеличении в направлениях $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$, соответственно. Темные полосы – слои GaAs, светлые – AlAs; в), г) картины электронной дифракции в соответствующих направлениях.

Были выполнены аналогичные исследования методом ПЭМВР сверхрешеток GaAs/AlAs, выращенных на подложках (311)A и (100) в одном процессе. Условия роста были близки к описанным выше. Установлено, что анизотропная гофрировка гетерограниц и модуляция толщины слоев GaAs присуща только сверхрешеткам GaAs/AlAs (311)A.

Наличие выраженного рельефа на гетерограницах GaAs/AlAs (311)A не является неожиданным. СТМ-исследование ростовой поверхности GaAs (311)A выявило наличие сильно анизотропной поверхностной шероховатости высотой до 5 монослоёв и расстоянием между соседними "холмами" в $[01\bar{1}]$ направлении порядка сотен ангстрем [6], что хорошо согласуется с нашими данными. Рельеф ростовой поверхности приводит к гофрировке как GaAs, так и AlAs слоев. Однако в слоях GaAs наблюдается возникновение заметных флуктуаций толщины и формирование проволокоподобных структур.

Сравнивая наши данные с моделью гетероэпитаксиального роста на поверхности (311)A, предложенной *Nötzel et al.* [3,4], отметим, что в нашем случае изменения толщины слоев GaAs также достигают 12 монослоёв и рельеф гетерограниц хорошо ориентирован вдоль направления $[\bar{2}33]$, как и в модели *Nötzel et al.*, но практически отсутствует модуляция толщины слоев AlAs. Даже наиболее тонкие слои AlAs (толщиной 3-4 монослоя) непрерывны, без каких-либо признаков формирования проволокоподобных кластеров (рис. 24). Наиболее существенное отличие наших результатов от модели *Nötzel et al.* - отсутствие какой-либо периодичности 32 Å на гетерограницах. Рельеф гетерограниц апериодичен, характерный латеральный размер в направлении $[01\bar{1}]$– сотни ангстрем (рис. 25).

Модуляция толщины слоев GaAs при постоянной толщине слоев AlAs неоднократно наблюдалась в сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных на вицинальных поверхностях GaAs методами газофазной [147, 148] и молекулярно-лучевой эпитаксии [149].

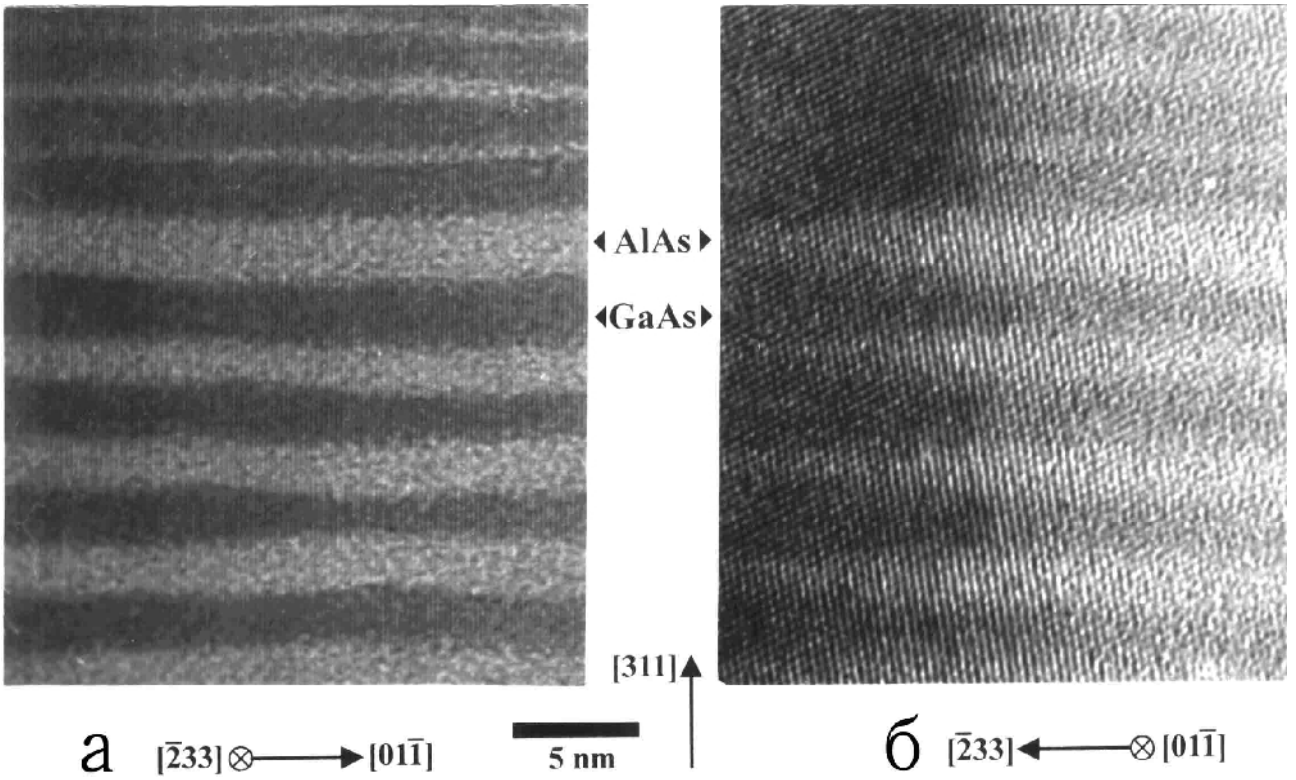

Рис. 24. Поперечные сечения сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A при равном увеличении в направлениях а) [$\bar{2}$33] и б) [01$\bar{1}$].

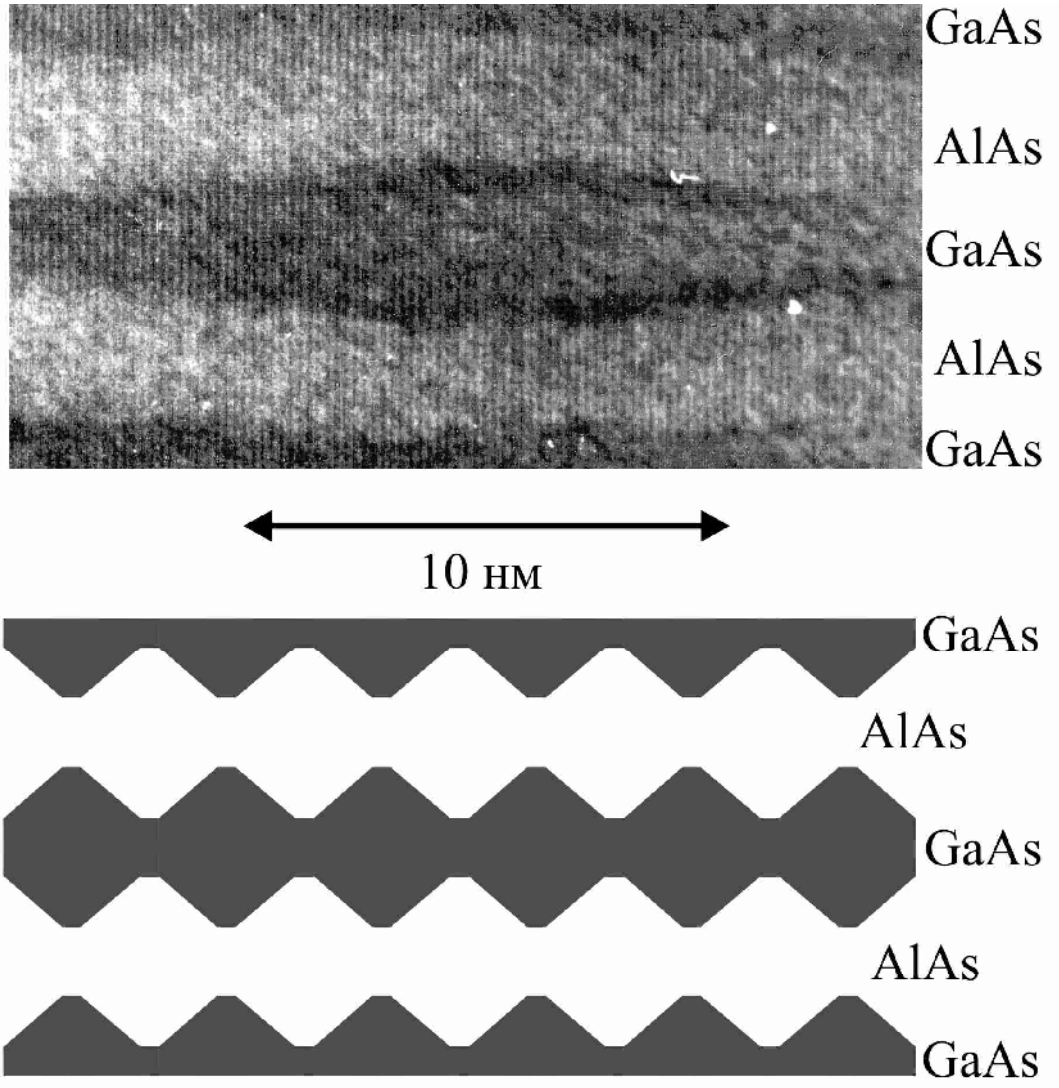

Рис. 25. Вверху - фрагмент изображения поперечного сечения сверхрешетки GaAs/AlAs (311)A в направлении $[\bar{2}33]$. Толщина слоя GaAs изменяется на 2 нм при постоянной толщине прилегающих слоев AlAs. Видны атомные плоскости двух семейств - (311) и $(0\bar{2}2)$.

Внизу - схематичное изображение такого же фрагмента в модели *Noetzel et al.* [3, 4]. Масштаб обоих рисунков одинаковый.

Механизм возникновения флуктуаций толщины слоев GaAs остаётся неясным: образование в начальной стадии роста изолированных проволокоподобных кластеров, вытянутых в $[\bar{2}33]$ направлении, с их последующим слиянием в единый модулированный по толщине слой, или рост сплошной пленки с постепенным увеличением амплитуды модуляции ее толщины. Реализация первого случая означает возможность прямого формирования изолированных GaAs квантовых проволок на поверхности (311)A.

§4.2. Влияние гофрировки гетерограниц на транспорт дырок в плоскости слоев сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A.

Перейдем к объяснению результатов исследований магнитотранспорта в наших структурах. Двумерный дырочный газ находится в квантовых ямах, границы которых апериодично гофрированы. Латеральный масштаб гофрировки в направлении $[01\bar{1}]$ – сотни ангстрем, в направлении $[\bar{2}33]$ - тысячи ангстрем. Глубина гофрировки каждой границы вдоль направления $[01\bar{1}]$– до 10.2 Å, поэтому изменения ширины ямы достигают 20.4 Å. При средней ширине ям, не превышающей 21 Å, столь огромная ее модуляция создает мощный дополнительный потенциал, величина которого растет с уменьшением средней ширины ямы. Оценка глубины этого потенциального рельефа на основании расчетов в [63] составляет ≈100 мэВ для d_{GaAs}=21 Å и ≈200 мэВ для d_{GaAs}=15 Å! Однако это оценка максимальной глубины потенциала в направлении $[01\bar{1}]$; определение глубины гофрировки гетерограниц и, соответственно, глубины потенциального рельефа вдоль направления $[\bar{2}33]$ требует более тщательной обработки микрофотографий, но очевидно, что соответствующие величины для этого направления заметно меньше, чем для направления $[01\bar{1}]$.

Поскольку амплитуда потенциального рельефа превышает тепловую энергию ~kT даже при комнатной температуре, а латеральный размер рельефа превышает длину свободного пробега дырок (оценка длины свободного пробега дырок из измерений подвижности дает

$\lambda \approx 100$ Å при T=77 K в направлении $[\bar{2}33]$ и меньшие значения для более высоких температур и для направления $[01\bar{1}]$), то транспорт в наших структурах может быть описан в терминах теории протекания в полупроводниках с крупномасштабными флуктуациями потенциала [150-154]. Высота потенциального рельефа определяет уровень протекания E_p – наименьшее значение энергии, при котором возможно беспрепятственное протекание носителей. Дырки с энергиями ниже этого уровня локализованы во впадинах рельефа, выше этого уровня – делокализованы. Дырки с энергией, большей E_p, двигаются как классические носители, огибая встречающиеся потенциальные холмы, а с энергией, меньшей E_p, могут участвовать в проводимости через потенциальные барьеры только за счет термической активации.

При T=300 K (kT≈26 мэВ) практически все носители участвуют в проводимости, поэтому холловская концентрация при комнатной температуре почти одинакова во всех структурах. С понижением температуры меняется доля дырок, участвующих в проводимости, при неизменной полной концентрации ($p=10^{12}$ см$^{-2}$ в одном проводящем слое). Считая систему двумерной и принимая массу дырок равной $m=0.45m_0$ [67], получаем плотность состояний

$$D = \frac{m}{\pi\hbar^2} = 1.88 \frac{1}{meV \cdot cm^{-2}}$$

Отсюда энергетическое расстояние между уровнем Ферми E_F и дном основной подзоны квантования E_0

$$E_F - E_0 = \frac{p}{D} = 5.3meV$$

В сверхрешетке с d_{GaAs}=21 Å проводимость при высоких температурах осуществляется как путем классического протекания по одно- или двумерным металлическим путям, так и с помощью термической надбарьерной активации. При понижении температуры концентрация термически активированных носителей над уровнем протекания экспоненциально спадает, что объясняет активационный характер зависимости холловской концентрации от температуры в диапазоне 180 - 300 K. Энергия активации имеет смысл среднего расстояния от

уровня Ферми до вершины потенциальных холмов. При температурах вблизи 77 К и ниже термоактивированными носителями можно пренебречь, и проводимость системы определяется протеканием дырок с энергией вблизи уровня Ферми, огибающих потенциальные холмы, вытянутые в направлении $[\bar{2}33]$. Среднее отношение длины к ширине холма, согласно оценке анизотропии рельефа гетерограниц из данных микроскопии, приблизительно равно 10. Анизотропная форма рассеивателей в проводящем слое является причиной анизотропии транспорта дырок [155, 156]. При этом система остается двумерной, что подтверждается проявлением квантового эффекта Холла в этих структурах.

Рост амплитуды потенциального рельефа при уменьшении средней ширины квантовых ям приводит к тому, что часть каналов протекания исключается из проводимости (“пересыхает” либо становится изолированными “озёрами”). В результате пути протекания в обоих направлениях $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$ становятся более извилистыми и анизотропия проводимости уменьшается. Одновременно растет энергия активации в температурных зависимостях холловской концентрации дырок от 17 мэВ при d_{GaAs}=21 Å до 63 мэВ при d_{GaAs}=8.5 Å, так как растет расстояние от уровня Ферми до вершин потенциальных холмов (Табл. 2).

Табл. 2

d_{GaAs}, Å	E_a, мэВ
21	17
18	29
15	34
8.5	63

Постепенное затухание квантовых особенностей магнитотранспорта в сильных магнитных полях при уменьшении средней ширины квантовых ям связано с ростом рассеиваю-

щего влияния потенциальных холмов и уширением уровней Ландау. Характерная ширина каналов протекания становится сравнимой с диаметром основной циклотронной орбиты $2r_c$:

$r_c(Å)=\sqrt{\frac{\hbar}{eB}} \approx 256/B(Тл)^{1/2}$. При B=35 Тл $2r_c$=88 Å.

В таблице 3 приведены значения холловской подвижности дырок для 15 Å<d_{GaAs}<21 Å в ортогональных направлениях $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$ при T=77 K.

Табл. 3

d_{GaAs}, Å	$\mu_{[\bar{2}33]}$, см^2/(в·сек)	$\mu_{[01\bar{1}]}$, см^2/(в·сек)
15	2340	1150
18	1700	730
21	1330	205

Необычное возрастание эффективной холловской подвижности с уменьшением ширины квантовых ям при низких температурах можно объяснить на основе модели, предложенной в работе [104]. Сделанное в ней предположение о росте подвижности с уменьшением ширины ямы связано, фактически, с представлением о “расплывании” волновой функции электрона (дырки) при удалении уровня квантования от дна ямы. Очевидно, что на движение носителя заряда, волновая функция которого далеко распространяется в барьеры, шероховатости гетерограниц будут оказывать меньшее влияние, чем на движение носителя, полностью локализованного в яме. Зависимость подвижности от ширины ямы в направлении $[\bar{2}33]$ описывается степенной функцией $\mu \propto d^{-1.7}$ в интервале 15 Å<d_{GaAs}<21 Å, при расчетной зависимости $\mu \propto d^{-2}$ [104]. В направлении $[01\bar{1}]$ подвижность с уменьшением ширины ям растет существенно быстрее.

Выводы.

В сверхрешетках GaAs/AlAs (311)A обнаружен апериодичный волнообразный рельеф гетерограниц глубиной до 6 монослоёв (10.2 Å). Его особенностью является резкая анизотропия - гребни ориентированы вдоль направления $[\bar{2}33]$, характерный латеральный размер в направлении $[01\bar{1}]$ составляет сотни ангстрем. Обнаружено, что слои GaAs и AlAs существенно различаются по характеру гофрировки. Слои GaAs сильно модулированы по толщине в направлении $[01\bar{1}]$, изменения толщины достигают 12-ти монослоёв (20.4 Å), что при малой средней толщине слоя (≈20 Å) приводит к образованию апериодичных проволокоподобных структур, ориентированных вдоль направления $[\bar{2}33]$. В то же время изменения толщины слоев AlAs составляют не более 3-х монослоёв (5.1 Å), а форма рельефа верхней границы слоя повторяет форму рельефа нижней. Объяснена совокупность результатов исследований транспорта дырок в плоскости слоев сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A с предельно малыми толщинами проводящих слоев GaAs. Использована модель протекания в полупроводнике со случайными крупномасштабными флуктуациями потенциала, вызванными апериодичной гофрировкой гетерограниц.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

- Впервые проведены исследования транспорта дырок в серии модулированно легированных бериллием сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A с предельно малыми толщинами проводящих слоев GaAs (от 4 до 21 Å). Обнаружена сильная латеральная анизотропия подвижности дырок в температурном диапазоне от 77 до 300 K. Отношение подвижностей дырок в направлениях $[\bar{2}33]$ и $[01\bar{1}]$ достигает 7 при T=77 K.

- В сверхрешетках GaAs/AlAs (311)A, выращенных методом МЛЭ, обнаружен апериодичный волнообразный рельеф гетерограниц глубиной до 6 монослоёв (10.2 Å). Его особенностью является анизотропия - гребни ориентированы вдоль направления $[\bar{2}33]$; в перпендикулярном к нему направлении $[01\bar{1}]$ характерный латеральный масштаб рельефа составляет сотни ангстрем.

- Обнаружено, что слои GaAs и AlAs, выращенные методом МЛЭ на поверхности GaAs (311)A, различаются по характеру гофрировки. Слои GaAs модулированы по толщине в направлении $[01\bar{1}]$, изменения толщины достигают 12-ти монослоёв (20.4 Å), что при малой средней толщине слоя (≈20 Å) приводит к образованию апериодичных проволокоподобных структур, ориентированных вдоль направления $[\bar{2}33]$. В то же время изменения толщины слоев AlAs составляют не более 3-х монослоёв (5.1 Å), а форма рельефа верхней границы слоя повторяет форму рельефа нижней.

- Анизотропия подвижности двумерного дырочного газа в плоскости слоев сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A вызвана апериодичной анизотропной модуляцией ширины GaAs квантовых ям. Особенности транспорта дырок в плоскости слоев сверхрешеток GaAs/AlAs

(311)A объяснены на основе модели протекания в полупроводнике со случайными крупномасштабными флуктуациями потенциала.

- Разработан метод создания высококачественных поперечных срезов для просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, не требующий ионного травления. Метод основан на освобождении тонкой (<1 мкм) пленки, содержащей исследуемую структуру, от связи с подложкой и разрезании пленки хрупкими трещинами. При исследовании гетерограниц GaAs/AlAs (311)A и (100) продемонстрировано получение срезов, обеспечивающих атомное разрешение на большой площади (~0.1 мкм^2), без введения в них дефектов при препарировании.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа выполнена в лаборатории трёхмерных наноструктур Института физики полупроводников СО РАН под руководством к.ф.-м.н. В.Я. Принца. Автор выражает искреннюю признательность Виктору Яковлевичу Принцу как инициатору и руководителю работы, Игорю Александровичу Панаеву, совместно с которым проводились исследования транспорта дырок на начальном этапе работы, а также всем сотрудникам лаборатории, оказавшим содействие в этих исследованиях.

Настоящая работа была выполнена благодаря помощи сотрудников ИФП СО РАН. Автор благодарен в.н.с. к.ф.-м.н. А.К. Гутаковскому за получение изображений методом высокоразрешающей электронной микроскопии; к.ф.-м.н. В.В. Преображенскому, н.с. Б.Р. Семягину и н.с. М.А. Путято за выращенные методом МЛЭ гетероструктуры.

Ряд образцов, созданных и исследованных в ходе данной работы, был передан сотрудникам Института физики металлов (г. Екатеринбург) для гальваномагнитных измерений в квантующих магнитных полях. Результаты этих измерений были использованы автором при интерпретации результатов исследования транспорта дырок на основе модели протекания в полупроводнике с крупномасштабными флуктуациями потенциала.

Личный вклад соискателя состоит в исследовании транспорта дырок в серии сверхрешеток GaAs/AlAs (311)A с предельно малыми толщинами проводящих слоев GaAs, разработке и применении нового метода создания высококачественных образцов для просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Анализ и интерпретация полученных экспериментальных данных, написание статей были выполнены совместно с научным руководителем.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на следующих международных конференциях:

26th International Symposium on Compound Semiconductors, Berlin, Germany, 1999

8th International Conference on Defects - Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors, Narita, Japan, 1999

International Autumn School on New Techniques in Electron Microscopy for Material Science, Halle, Germany, 1999

23rd International Symposium on Compound Semiconductors, St.-Petersburg, Russia, 1996

4th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”, St.-Petersburg, Russia, 1996

3rd International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”, St.-Petersburg, Russia, 1995

Основные результаты исследований по теме диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Vorob’ev A.B., Gutakovsky A.K., Prinz V.Ya., Preobrazhenskii V.V., Putyato M.A. Interface corrugation in GaAs/AlAs (311)A superlattices. – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 77, № 19, pp. 2976 - 2978.

2. Vorob’ev A.B., Gutakovsky A.K., Prinz V.Ya. Cleavage of thin films for X-HREM study of interface quality in heterostructures. – J. Cryst. Growth, 2000, v. 210, pp. 182 - 186.

3. Vorob’ev A.B., Gutakovsky A.K., Prinz V.Ya., Preobrazhenskii V.V., Semyagin B.R. Comparative X-HREM study of (311)A and (100) GaAs/AlAs superlattices. - Inst. Phys. Conf. Ser., 2000, v. 166, pp. 165 - 168.

4. Воробьёв А.Б., Гутаковский А.К., Принц В.Я., Селезнев В.А. Формирование однослойного массива наночастиц для просвечивающей электронной микроскопии. – ЖТФ, 2000, т. 70, № 6, с. 116 - 118.

5. Panaev I.A., Prinz V.Ya., Vorob'ev A.B., Preobrazhenskii V.V., Semyagin B.R. Transport properties of AlAs/GaAs multilayer structures grown on (311)A GaAs substrates. - Inst. Phys. Conf. Ser., 1997, v. 155, pp. 113-116.

6. Yakunin M.V., Arapov Yu.G., Gorodilov N.A., Neverov V.N., Buldygin S.A., Vorob'ev A.B., Panaev I.A., Prinz V.Ya., Preobrazhensky V.V., Semyagin B.R. Quantum Hall effect in a laterally corrugated layer AlAs/GaAs/AlAs (311)A. - Inst. Phys. Conf. Ser., 1997, v. 155, pp. 739-742.

7. Yakunin M.V., Arapov Yu.G., Gorodilov N.A., Neverov V.N., Buldygin S.A., Vorob'ev A.B., Panaev I.A., Prinz V.Ya., Preobrazhensky V.V., Semyagin B.R. Quantum Hall effect in AlAs/GaAs/AlAs (311)A structures with mixed two- and one-dimensional conductivities. - Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of 4th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St.Petersburg, Russia, 1996, , pp. 48-51.

8. Panaev I.A., Prinz V.Ya., Vorob'ev A.B., Preobrazhenskii V.V., Semyagin B.R. Transport properties of AlAs/GaAs multilayer structures grown on (311)A GaAs substrates. - 9th International Conference Superlattices, Microstructures and Microdevices, Liege, Belgium, 1996, ThPPT-38.

9. Prinz V.Ya., Panaev I.A., Vorob'ev A.B., Preobrazhenskii V.V., Semyagin B.R. Gutakovsky A.K. Transport properties of AlGaAs/GaAs multilayer structures grown on (311)A GaAs substrates. – Abstracts of 2nd International Conference "Physics of Low-Dimensional Structures", Dubna, Russia, 1995.

10. Prinz V.Ya., Panaev I.A., Vorob'ev A.B., Preobrazhenskii V.V., Semyagin B.R. Gutakovsky A.K. Electrical properties of AlGaAs/GaAs multilayer structures grown on (311)A GaAs substrates. - Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of 3rd International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St.Petersburg, Russia, 1995, p. 28.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Алфёров Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур. - ФТП, 1998, т. 32, № 1, с. 3-18.

2. Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор. - ФТП, 1998, т. 32, № 4, с. 385-410.

3. Nötzel R., Ledentsov N.N., Däweritz L., Hohenstein M., Ploog K. Direct synthesis of corrugated superlattices on non-(100)-oriented surfaces. - Phys. Rev. Lett., 1991, v. 67, pp. 3812-3815.

4. Nötzel R., Ledentsov N.N., Däweritz L., Ploog K., Hohenstein M. Semiconductor quantum-wire structures directly grown on high-index surfaces. - Phys. Rev. B, 1992, v. 45, № 7, pp. 3507-3515.

5. Hsu Y., Wang W.I., Kuan T.S. Molecular beam epitaxial GaAs/AlAs superlattices in the (311) orientation. - Phys. Rev. B, 1994, v. 50, № 7, pp. 4973-4975.

6. Wassermeier M., Sudijono J., Johnson M.D., Leung K.T., Orr B.G., Däweritz L., Ploog K. Reconstruction of the GaAs (311)A surface. - Phys. Rev. B, 1995, v. 51, № 20, pp. 14721-14724. Wassermeier M., Sudijono J., Johnson M.D., Leung K.T., Orr B.G., Däweritz L., Ploog K. Scanning tunneling microscopy of the GaAs (311)A surface reconstruction. - J. Cryst. Growth, 1995, v. 150, pp.425-430.

7. Geelhaar L., Marquez J., Jacobi K. Step structure of the GaAs (113)A studied by scanning tunneling microscopy. – Phys. Rev. B, 1999, v.60, № 23, pp. 15890-15895.

8. Moriarty P., Ma Y.-R., Dunn A.W., Beton P.H., Henini M., McGinley C., McLoughlin E., Cafolla A.A., Hughes G., Downes S., Teehan D., Murphy B. Absence of long-range ordered reconstruction on the GaAs(311)A surface. - Phys. Rev. B, 1997, v. 55, № 23, pp. 15397-15400.

9. Sakaki H. Scattering supression and high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures. – Jap. J. Appl. Phys., 1980, v. 19, № 12, p. L735.

10. Wu C.-C., Lin C.-J. Impurity-limited mobility of semiconducting thin wires in n-type gallium arsenide. – J. Appl. Phys., 1998, v. 83, № 3, pp. 1390-1395.

11. Сангстер Р. Рост кристаллов полупроводниковых соединений $A^{III}B^{V}$ на модели. – В кн. Полупроводниковые соединения $A^{III}B^{V}$// ред. Р. Виллардсон и Х. Гёринг. М., 1967, с. 344-363.

12. Wang W. I., Marks R. F., Vina L. High-purity GaAs grown by molecular-beam epitaxy. - J. Appl. Phys., 1986, v. 59, № 3, pp. 937-939.

13. Wang W.I., Mendez E.E., Kuan T.S., Esaki L. Crystal orientation dependence of silicon doping in molecular beam epitaxial AlGaAs/GaAs heterostructures. - Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, № 8, pp. 826-828.

14. Fukunaga T., Takamori T., Nakashima H. Photoluminescence from AlGaAs-GaAs single quantum wells grown on variously oriented GaAs substrate by MBE. - J. Cryst. Growth, 1987, v. 81, pp. 85-90.

15. Mochizuki K., Goto S., Kusano C. (311)A substrates supression of Be transport during GaAs molecular beam epitaxy. - Appl.Phys.Lett., 1991, v. 58, № 25, pp.2939-2941.

16. Li W.Q., Bhattacharya P.K., Kwok S.H., Merlin R. Molecular-beam epitaxial growth and characterization of silicon-doped AlGaAs and GaAs on (311)A GaAs substrates and their device application. - J.Appl.Phys., 1992, v. 72, № 7, pp. 3129-3135.

17. Kondo M., Anayama Ch., Okada N., Sekiguchi H., Domen K., Tanahashi T. Crystallographic orientation dependence of impurity incorporation into III-V compound semiconductor grown by metalorganic vapor phase epitaxy. - J. Appl. Phys., 1994, v. 76, № 2, pp. 914-927.

18. Agawa K., Hirakawa K., Sakamoto N., Hashimoto Y., Ikoma T. Electrical properties of heavily Si-doped (311)A GaAs grown by molecular beam epitaxy. - Appl. Phys. Lett., 1994, v. 65, № 9, pp.1171-1173.

19. Pavesi L., Henini M., Johnston D. Influence of the As overpressure during the molecular beam epitaxy growth of Si-doped (211)A and (311)A GaAs. - Appl.Phys.Lett., 1995, v. 66, № 21, pp. 2846-2848.

20. Henini M., Crump P.A., Rodgers P.J., Gallagher B.L., Vickers A.J., Hill G. Molecular beam epitaxy growth and properties of GaAs/(AlGa)As p-type heterostructures on (100), (011), (111)B, (211)B, (311)B, and (311)A oriented GaAs. - J. Cryst. Growth, 1995, v. 150, pp. 446-450.

21. Sakamoto N., Hirakawa K., Ikoma T. Conduction-type conversion in Si-doped (311)A GaAs grown by molecular beam epitaxy. - Appl.Phys.Lett., 1995, v. 67, № 10, pp. 1444-1446.

22. Takebe T., Fujii M., Yamamoto T., Fujita K., Watanabe T. Orientation-dependent Ga surface diffusion in molecular beam epitaxy of GaAs on GaAs patterned substrates. - J. Appl. Phys., 1997, v. 81, № 11, pp. 7273-7281.

23. Zhang J.M., Cardona M., Peng Z.L., Horikoshi Y. Raman scattering studies on Si-doped GaAs grown by hydrogen-assisted molecular beam epitaxy. - Appl. Phys. Lett., 1997, v. 71, № 13, pp.1813-1815.

24. Takahashi M., Hirai M., Fujita K., Egami N., Iga K. Growth and fabrication of strained-layer InGaAs/GaAs quantum well lasers grown on GaAs(311)A substrates using a silicon dopant. - J. Appl. Phys., 1997, v. 82, № 9, p. 4551-4557.

25. Park Y.P., Son C., Kim S., Kim Y., Kim E.K. Min S., Choi I. Effect of atomic bond structure on crystallographic orientation dependence of carbon doping in GaAs. - J. Appl. Phys., 1998, v. 83, № 5, p. 2519-2523.

26. Miller D.L. Lateral *p-n* junction formation in GaAs molecular beam epitaxy by crystal plane dependent doping. - Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, № 12, pp. 1309-1311.

27. Evans R.J., Burke T.M., Burroughes J.H., Grimshaw M.P., Ritchie D.A., Pepper M. – Variation of the confinement potential of a quasi-one-dimensional electron gas by lateral p-n junctions. - Appl. Phys. Lett., 1996, v. 68, № 12, pp. 1708-1710.

28. Cina S., Arnone D.D., Burroughes J.H., Norman C.E., Burke T.M., Hughes H.P., Pepper M., Ritchie D.A. Tunable, strongly non parabolic confinement in a quasi-one-dimensional electron gas formed by epitaxial regrowth. – Jpn. J. Appl. Phys., 1998, v. 73, part 1, № 3B, pp. 1570–1573.

29. Vaccaro P.O., Ohnishi H., Fujita K. A light-emitting device using a lateral junction grown by molecular beam epitaxy on GaAs (311)A-oriented substrates. – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 72, № 7, pp. 818–820.

30. Takahashi M., Hirai M., Fujita K., Egami N., Iga K. Growth and fabrication of strained-layer InGaAs/GaAs quantum well lasers grown on GaAs(311)A substrates using only a silicon dopant. – J. Appl. Phys., 1997, v. 82, № 9, pp. 4551–4557.

31. Vaccaro P.O., Ohnishi H., Fujita K. Lateral-junction vertical-cavity surface-emitting laser grown by molecular-beam epitaxy on a GaAs (311)A-oriented substrate. – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 74, № 9, pp. 3854–3856.

32. Ilegems M. Berillium doping and diffusion in molecular-beam epitaxy of GaAs and $Al_xGa_{1-x}As$. - J. Appl. Phys, 1977, v. 48, № 3, pp. 1278–1287.

33. Miller D.L., Asbeck P.M. Be redistribution during growth of GaAs and AlGaAs by molecular beam epitaxy. - J. Appl. Phys, 1985, v. 57, № 6, pp. 1816-1822.

34. Wang W. I., Mendez E. E., Iye Y., Lee B., Kim M. H., Stillman G. E. High mobility two-dimensional hole gas in an $Al_{0.26}Ga_{0.74}As$/GaAs heterojunction. - J. Appl. Phys., 1986, v. 60, № 5, p. 1834-1835.

35. Davies A.G., Frost J.E.F., Ritchie D.A., Peacock D.C., Newbury R., Linfield E.H., Pepper M., Jones G.A.C. The growth and physics of high mobility two-dimensional hole gases. - J.Cryst.Growth, 1991, v. 111, p. 318-322.

36. Heremans J.J., Santos M.B., Shayegan M. Observation of magnetic focusing in two-dimensional hole system. - Appl. Phys. Lett., 1992, v. 61, № 14, p. 1652-1654.

37. Принц В.Я., Панаев И.А., Преображенский В.В., Семягин Б.Р. Высокотемпературная анизотропия проводимости сверхрешеток GaAs квантовых проволок, выращенных на фасетированных поверхностях (311)A. - Письма в ЖЭТФ, 1994, т. 60, № 3, с. 209 – 212.

38. Heremans J.J., Santos M.B., Shayegan M. Transverse magnetic focusing and the dispersion of GaAs 2D holes at (311)A heterojunctions - Surf. Sci., 1994, v. 305, p. 348-352.

39. Hayden R.K., Eaves L., Henini M., Valadares E.C., Kühn O., Maude D.K., Portal J.C., Takamasu T., Miura N., Ekenberg U. Probing the anisotropic dispersion of hole states in (100) and (311)A AlAs/GaAs/AlAs quantum wells. - Semicond. Sci. Technol., 1994, v. 9, p. 298-309.

40. Heremans J.J., Santos M.B., Hirakawa K., Shayegan M. Mobility anisotropy of two-dimensional hole systems in (311)A GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ heterojunctions. - J. Appl. Phys., 1994, v. 76, № 3, p. 1980-1982.

41. Henini M., Rodgers P.J., Crump P.A., Gallagher B.L. Growth and electrical transport properties of very high mobility two-dimensional hole gases displaying persistent photoconductivity. - Appl. Phys. Lett., 1994, v. 65, № 16, pp. 2054-2056.

42. Henini M., Rodgers P.J., Crump P.A., Gallagher B.L., Hill G. The growth and physics of ultra-high-mobility two-dimensional hole gas on (311)A GaAs surface. - J. Cryst. Growth, 1995, v. 150, p. 451-454.

43. Galbiati N., Pavesi L., Grilli E., Guzzi M., Henini M. Be doping of (311)A and (100) $Al_{0.24}Ga_{0.76}As$ grown by molecular beam epitaxy. - Appl. Phys. Lett., 1996, v. 69, № 27, pp. 4215-4217.

44. Cole B.E., Chamberlain J.M., Henini M., Cheng T., Batty W., Wittlin A., Perenboom A.A.J., Ardavan A., Polisski A., Singleton J. Cyclotron resonance in ultra-low-hole-density narrow *p*-type GaAs/(Al,Ga)As quantum wells. - Phys. Rev. B, 1997, v. 55, № 4, p. 2503-2511.

45. Hanein Y., Shtrickman H., Meirav U. Very low density two-dimensional hole gas in an inverted GaAs/AlAs interface. - Appl. Phys. Lett., v.70, 1997, № 11, p. 1426-1428.

46. Simmons M.Y., Hamilton A.R., Stevens A.J., Ritchie D.A., Pepper M., Kurobe A. Fabrication of high-mobility *in situ* back-gated (311)A hole gas heterojunction. - Appl. Phys. Lett., v.70, 1997, № 20, p. 2750-2752.

47. Papadakis S.J., De Poortere E.P., Shayegan M. Confinement symmetry, mobility anisotropy, and metallic behavior in (311)A GaAs two-dimensional holes. – Phys. Rev. B, 2000, v. 62, № 23, pp. 15375–15378.

48. Алферов Ж.И., Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Иванов С.В., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Мельцер Б.Я., Устинов В.М.. Выращивание квантовых кластеров GaAs-AlAs на ориентированных не по (100) фасетированных поверхностях GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии. - ФТП, 1992, т. 26, № 10, с. 1715-1721.

49. Kalt H., Nőtzel R., Ploog K., Giessen H. Quantum-confined electron-hole droplets. - Phys. Stat. Sol. (b), 1992, v. 173, pp. 389-396.

50. Nőtzel R., Ledentsov N.N., Ploog K. Confined excitons in corrugated GaAs/AlAs superlattices. - Phys. Rev. B, 1993, v. 47, № 3, pp. 1299–1304.

51. Brandt O., Kanamoto K., Tokuda Y., Tsukada N. Optical properies of a high-quality (311)-oriented GaAs/$Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ single quantum well. - Phys. Rev. B, 1993, v. 48, № 23, pp. 17599-17602.

52. Белоусов М.В., Берковиц В.Л., Гусев А.О., Ивченко Е.Л., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Несвижский А.И. Оптическая анизотропия сверхрешеток GaAs/AlAs, выращенных вдоль направления [113]. – ФТТ, 1994, т. 36, № 4, с. 1098–1105.

53. Castrillo P., Colombo L., Armelles G. Lattice dynamics and Raman response of (113) GaAs/AlAs superlattices. - Phys. Rev. B, 1994, v. 49, № 15, pp. 10362–10372.

54. Armelles G., Castrillo P., Dominguez P.S., Gonzales L., Ruiz A., Contreras-Solorio D.A., Velasco V.R., Garcia-Moliner F. Optical anisotropy of (113)-oriented GaAs/AlAs superlattices. - Phys. Rev. B, 1994, v. 49, № 19, pp. 14020–14023.

55. Bacquet G., Hassen F., Lauret N., Armelles G., Dominguez P.S., Gonzalez L. Optical properties of (113) GaAs/AlAs superlattices grown by molecular beam epitaxy and atomic layer molecular beam epitaxy. – J. Appl. Phys., 1995, v. 77, № 1, pp. 339–342.

56. Kajikava Y., Brandt O., Kanamoto K., Tsukada N. Optical anisotropy of (11N) and vicinal (001) quantum wells, J. Cryst. Growth, 1995, v. 150, pp. 431-435.

57. Pusep Yu.A., da Silwa S.W., Galzerani J.C., Lubyshev D.I., Preobrazhenskii V., Basmaji P. Raman scattering of the optical vibrational modes in $(GaAs)_n(AlAs)_n$ superlattices grown on (311)A and (311)B surfaces. - Phys. Rev. B, 1995, v. 51, № 8, pp. 5473–5476.

58. Ribeiro E., Cerdeira F., Cantarero A. Experimental evidence of anisotropy in the E_0 and E_1 optical spectra of corrugated GaAs/AlAs quantum-wire superlattices. - Phys. Rev. B, 1995, v. 51, № 12, pp. 7890–7893.

59. Santos P. V., Cantarero A., Cardona M., Nőtzel R., Ploog K. Optical properties of (311)-oriented GaAs/ALAs superlattices. - Phys. Rev. B, 1995, v. 52, № 3, pp. 1970–1977.

60. Oestraich M., Heberle A.P., Ruhle W.W., Nőtzel R., Ploog K. Extreme anisotropy of the g-factor in quantum wires. – Europhys. Lett.,1995, v. 31, № 7, pp. 399-404.

61. Lüerßen D., Dinger A., Kalt H., Braun W., Nőtzel R., Ploog K., Tümmler J., Geurts J. Interface structure of (001) and (113)A GaAs/AlAs superlattices. - Phys. Rev. B, 1995, v. 57, № 3, pp. 1631–1636.

62. Chadi D.J. Atomic and electronic structures of (111), (211), and (311) surfaces of GaAs. – J. Vac. Sci. Technol. B, 1985, v. 3, № 4, pp. 1167–1169.

63. Contreras-Solorio D.A., Velasco V.R., Garcia-Moliner F. Electronic structure of (311) AlAs-GaAs superlattices. - Phys. Rev. B, 1993, v. 47, № 8, pp. 4651–4654.

64. Contreras-Solorio D.A., Velasco V.R., Garcia-Moliner F. Electronic states of (001) and (311) AlAs/GaAs quantum wells. - Phys. Rev. B, 1993, v. 48, № 16, pp. 12319–12322.

65. Ikonic Z., Srivastava G.P., Inkson J.C. Electronic structure of [311]-grown $(GaAs)_m(AlAs)_n$ superlattices. - Phys. Rev. B, 1994, v. 49, № 15, pp. 10749–10752.

66. Saito T., Hashimoto Y., Ikoma T. Band discontinuity at the (311)A GaAs/AlAs interface and possibility of its control by Si insertion layers. - Phys. Rev. B, 1994, v. 50, № 23, pp. 17242-17248.

67. Goldoni G., Peeters F.M. Hole subbands and effective masses in p-doped [113]-grown heterojunctions. - Phys. Rev. B, 1995, v. 51, № 24, pp. 17806–17813.

68. Ивченко Е.Л., Киселев А.А. Квазиодномерные состояния электрона в двойной квантовой яме с Н-образной связью. - Письма в ЖЭТФ, 1993, т. 58, № 1, с. 31-34.

69. Kiselev A.A., Rossler U. Quantum well with corrugated interfaces: Theory of electron states. – Phys. Rev. B, 1994, v. 50, № 19, pp. 14283–14286

70. Li S.-S., Xia J.-B. Effective-mass theory for GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum wires and corrugated superlattices grown on (311)-oriented substrates. - Phys. Rev. B, 1994, v. 50, № 12, pp. 8602–8608.

71. Li S.-S., Xia J.-B. Exciton states in the GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$ and corrugated superlattices grown on (311)-oriented substrates. - Phys. Rev. B, 1995, v. 51, № 23, pp. 17203–17206.

72. Nötzel R., Ploog K. Direct synthesis of GaAs quantum-wire structures by molecular beam epitaxy on (311) surfaces. – J. Vac. Sci. Technol. A, 1992, v. 10, № 4, pp. 617-622.

73. Nötzel R., Ploog K. Surface and interface ordering on non-(100)-oriented GaAs substrates. - J. Vac. Sci. Technol. B, 1992, v. 10, № 4, pp. 2034-2039.

74. Nötzel R., Däweritz L., Ploog K. Surface structure of high- and low-index GaAs surfaces: direct formation of quantum-dot and quantum-wire structures. – J. Cryst. Growth, 1993, v. 127, pp. 858-862.

75. Däweritz L. RHEED studies of steps, islanding and faceting on singular, vicinal and high-index surfaces. - J. Cryst. Growth, 1993, v. 127, pp. 949–955.

76. Tournie E., Nötzel R. Overlayer strain: A key to directly tune the topography of high-index semiconductor surfaces. – Appl. Phis. Lett., 1993, v. 63, № 24, pp. 3300–3302.

77. Hsu Y., Wang W.I., Kuan T.S. Study of interface abruptness of molecular beam epitaxial GaAs/AlAs superlattices grown on GaAs (311) and (100) substrates. - J. Vac. Sci. Technol. B, 1996, v.14, № 3, pp.2286-2289.

78. Platen J., Kley A., Setzer C., Jacobi K., Ruggerone P., Sheffler M. The importance of high-index surfaces for the morphology of GaAs quantum dots. – J. Appl. Phys., 1999, v. 85, № 7, pp. 3597-3601.

79. Nötzel R., Temmyo J., Tamamura T. Tunability of one-dimensional self-faceting on GaAs (311)A surfaces by metalorganic vapor-phase epitaxy. – Appl. Phys. Lett., 1994, v. 64, № 26, pp.3557-3559.

80. Pristovsek M., Menhal H., Wehnert T., Zettler J.-T., Schmidtling T., Esser N., Richter W., Setzer C., Platen J., Jacobi K. Reconstruction of the GaAs (113) surface. – J. Cryst. Growth., 1998, v. 195, pp. 1-5.

81. Vaccaro P.O., Fujita K., Watanabe T. Spontaneous formation of nanostructures in $In_xGa_{1-x}As$ epilayers grown by molecular beam epitaxy on GaAs non-(100)-oriented substrates. - Jpn. J. Appl. Phys., 1997, v. 36, part 1, № 3B, pp. 1948-1954.

82. Temmyo J., Tamamura T. Self-organizing semiconductor epitaxial films by Turing instability. - Jpn. J. Appl. Phys., 1998, v. 37, part 1, № 3B, pp. 1487-1492.

83. De Caro L., Tapfer L. Elastic lattice deformation of semiconductor heterostructures grown on arbitrarily oriented substrate surfaces. – Phys. Rev. B, 1993, v. 48, № 4, pp. 2298-2303.

84. Nötzel R., Menninger J., Ramsteiner M., Ruiz A., Schönherr H.-P., Ploog K.H. Selectivity of growth on patterned GaAs (311)A substrates. - Appl. Phys. Lett., 1996, v. 68, № 8, p. 1132-1134.

85. Nötzel R., Ramsteiner M., Menninger J., Trampert A., Schönherr H.-P., Däweritz L., Ploog K.H. Micro-photoluminescence study at room temperature of sidewall quantum wires formed on

patterned GaAs (311)A substrates by molecular beam epitaxy. – Jpn. J. Appl. Phys., 1996, v. 35, part 2, № 3A, pp. L297–L300.

86. Nötzel R., Ramsteiner M., Menninger J., Trampert A., Schönherr H.-P., Däweritz L., Ploog K.H. Patterned growth on high-index GaAs (n11) substrates: Application to sidewall quantum wires. - J. Appl. Phys., 1996, v. 80, № 7, pp. 4108-4111.

87. Nötzel R., Ramsteiner M., Niu Zh., Trampert A., Däweritz L., Ploog K.H. Atomic hydrogen assisted molecular beam epitaxy on patterned GaAs (311)A substrates: formation of highly uniform quantum dot arrays. - J. Electron. Mater., 1998, v. 27, № 1, pp. 36-40.

88. Nötzel R., Jahn U., Niu Zh., Trampert A., Fricke J., Schönherr H.-P., Kurth T., Heitman D., Däweritz L., Ploog K.H. Device quality submicron arrays of stacked sidewall quantum wires on patterned GaAs (311)A substrates. - Appl. Phys. Lett., 1998, v. 72, № 16, pp. 2002-2004.

89. Richter A., Süptitz M., Heinrich D., Lienau Ch., Elsaesser T., Ramsteiner M., Nötzel R., Ploog K.H. Exciton transport into a single quantum wire studied by picosecond near-field optical spectroscopy. - Appl. Phys. Lett., 1998, v. 73, № 15, pp. 2176-2178.

90. Fricke J., Nötzel R., Jahn U., Schönherr H.-P., Däweritz L., Ploog K.H. Patterned growth on GaAs (311)A substrates: Dependence on mesa misalignment and sidewall slope and its application to coupled wire-dot arrays. - J. Appl. Phys., 1999, v. 85, № 7, pp. 3576-3581.

91. Santos P.V., Nötzel R., Ploog K.H. Polarization anisotropy in quasiplanar sidewall quantum wires on patterned GaAs (311)A substrates. - J. Appl. Phys., 1999, v. 85, № 12, pp. 8228-8234.

92. Fricke J., Nötzel R., Jahn U., Niu Zh., Schönherr H.-P., Ramsteiner M., Ploog K.H. Patterned growth on GaAs (311)A substrates: Engineering of growth selectivity for lateral semiconductor nanostructures. - J. Appl. Phys., 1999, v. 86, № 5, pp. 2896-2900.

93. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. – М., "Мир", 1985.

94. Prange R.E., Nee T.-W. Quantum spectroscopy of the low-field oscillation in the surface impedance. – Phys. Rev., 1968, v. 168, № 3, pp. 779–786.

95. Gold A. Metal insulator transition due to surface roughness scattering in a quantum well. – Solid State Commun., 1986, v. 60, № 6, pp. 531–534.

96. Gold A. Electronic transport properties of a two-dimensional electron gas in a silicon quantum-well structure at low temperature. - Phys. Rev. B, 1987, v. 35, № 2, pp. 723-733.

97. Sakaki H., Noda T., Hirakawa K., Tanaka M., Matsusue T. Interface roughness scattering in GaAs/AlAs quantum wells. – Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, № 23, pp. 1934-1936.

98. Noda T., Tanaka M., Sakaki H. Correlation length of interface roughness and its enhancement in molecular beam epitaxy grown GaAs/AlAs quantum wells studied by mobility measurement. - Appl. Phys. Lett, 1990, v. 57, № 16, pp. 1651-1653.

99. Kulbachinskii V.A., Kytin V.G., Kadushkin V.I., Shangina E.L., de Visser A. Quantum corrections to the conductivity and quantum Hall effect in GaAs-GaAlAs multiple quantum well structures. – J. Appl. Phys., 1994, v. 75, № 4, pp. 2081-2085.

100. Meyer J.R., Arnold D.J., Hoffman C.A., Bartoli F.J. Interface roughness limited electron mobility in HgTe-CdTe superlattices. – Appl. Phys. Lett., 1991, v. 58, № 22, pp. 2523–2525.

101. Hoffman C.A., Meyer J.R., Youngdale E.R., Bartoli F.J., Miles R.H. Interface roughness scattering in semiconducting and semimetallic InAs-$Ga_{1-x}In_xSb$ superlattices. – Appl. Phys. Lett., 1993, v. 63, № 16, pp. 2210-2212.

102. Mitchell W.C., Brown G.J., Lo I., Elhamri S., Ahoujja M., Ravindran K., Newrock R.S., Razeghi M., He X. Interface roughness scattering in thin, undoped GaInP/GaAs quantum wells. - Appl. Phys. Lett., 1994, v. 65, № 12, pp. 1578–1580.

103. Yutani A., Shiraki Y. Transport properties of n-channel Si/SiGe modulation-doped systems with varied channel thickness: effect of the interface roughness. Semicond. Sci. Technol., 1996, v. 11, pp. 1009-1014.

104. Penner U., Rucker H., Yassievich I.N. Theory of interface roughness scattering in quantum wells. - Semicond. Sci. Technol., 1998, v. 13, pp. 709-713.

105. Nag B.R., Mukhopadhyay S., Das M. Interface roughness scattering-limited mobility in AlAs/GaAs and $Ga_{0.5}In_{0.5}P$/GaAs wells. – J. Appl. Phys., 1999, v. 86, № 1, pp. 459–463.

106. Mou C.-Y., Hong T.-m. Transport in quantum wells in the presence of interface roughness. - Phys. Rev. B, 2000, v. 61, № 19, pp. 12612–12615.

107. Goodnick S.M., Ferry D.K., Wilmsen C.W., Liliental Z., Fathy D., Krivanek O.L. Surface roughness at the Si(100)-SiO_2 interface. - – Phys. Rev. B, 1985, v. 32, № 12, pp. 8171–8186.

108. Lew A.Y., Zuo S.L., Yu E.T., Miles R.H. Correlation between atomic-scale structure and mobility anisotroty in InAs/$Ga_{1-x}In_xSb$ superlattices. – Phys. Rev. B, 1998, v. 57, № 11, pp. 6534-6539.

109. Lay T.S., Heremans J.J., Suen Y.W., Santos M.B., Hirakawa K., Shayegan M., Zrenner A. High-quality two-dimensional electron systems confined in an AlAs quantum well. – Appl. Phys. Lett., 1993, v. 62, № 24, pp. 3120-3122.

110. Feenstra R.M., Lutz M.A. Scattering from strain variations in high-mobility Si/SiGe hetero-structures. – J. Appl. Phys., 1995, v. 78, № 10, pp. 6091–6097.

111. Федирко В.А., Вьюрков В.В. Проводимость квантового канала с шероховатыми стенками. – Микроэлектроника, 1997, т. 26, № 3, с. 216-219.

112. Yang B., Cheng Y., Wang Z., Liang J., Liao Q., Lin L., Zhu Z., Xu B., Li W. Interface roughness scattering in GaAs-AlGaAs modulation-doped heterostructures. – Appl. Phys. Lett., 1994, v. 65, № 26, pp. 3329-3331.

113. Saku T., Horikoshi Y., Tokura Y. Limit of electron mobility in AlGaAs/GaAs modulation-doped heterostructures. – Jpn. J. Appl. Phys., 1996, v. 35, part 1, № 1A, pp. 34-38.

114. Dura J.A., Pellegrino J.G., Richter C.A. X-ray reflectivity determination of interface roughness correlated with transport properties of (AlGa)As/GaAs high electron mobility transistor devices. – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 69, № 8, pp. 1134-1136.

115. Елютин П.В., Кривченков В.Д. Квантовая механика с задачами. – М.: Наука, 1976.

116. Блад П., Ортон Дж.В. Методы измерения электрических свойств полупроводников. – Зарубежная радиоэлектроника, 1981, т. 1, с. 3 – 50, т. 2, с. 3–49.

117. Кучис Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. – М.: Радио и связь, 1990.

118. Pavesi L., Guzzi M. Photoluminescence of $Al_xGa_{1-x}As$ alloys. - J. Appl. Phys, 1994, v. 75, № 10, pp. 4779–4842.

119. Störmer H.L., Tsang W.-T. Two-dimensional hole gas at a semiconductor heterojunction interface. – Appl. Phys. Lett., 1980, v. 36, № 8, pp. 685-687.

120. Störmer H.L., Gossard A.C., Wiegmann W., Blondel R., Baldwin K. Temperature dependence of the mobility of two-dimensional hole system in modulation-doped GaAs-(AlGa)As. – Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, № 1, pp. 139-141

121. Wang W.I, Mendez E.E., Stern F. High mobility hole gas and valence-band offset in modulation-doped p-AlGaAs/GaAs heterojunctions. – Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, № 6, pp. 639-641.

122. Mendez E.E., Wang W.I. Temperature dependence of hole mobility in GaAs-$Ga_{1-x}Al_xAs$ heterojunctions. – Appl. Phys. Lett., 1985, v. 46, № 12, pp. 1159-1161.

123. Syphers D.A., Martin K.P., Higgins R. J. Determination of transport coefficients in high mobility heterostructure systems in the presence of parallel conduction. – Appl. Phys. Lett., 1986, v. 49, № 9, pp. 534-536.

124. Матвеев Г.А., Цидильковский И.М. Токовые неустойчивости в *n*-GaAs в сильных магнитных полях. – ФТП, 1983, т. 17, № 5, с. 850–853.

125. Томас Г., Гориндж М.Дж. Просвечивающая электронная микроскопия материалов. – М., "Наука", 1983.

126. McCaffrey J.P. Small-angle cleavage of semiconductors for transmission electron microscopy. – Ultramicroscopy, 1991, v. 38, pp. 149–157.

127. Barna Á. Modern preparation technique: Ion beam thinning for TEM, possibilities and limits. - International Autumn School on New Techniques in Electron Microscopy for Material Science, Halle, Germany, 1999.

128. Sabinina I.V., Gutakovsky A.K. Preparation of TEM samples from compound semiconductors by chemomechanical polishing. - Ultramicroscopy, 1992, v. 45, pp. 411–415.

129. Kawasaki M., Yoshioka T., Shiojiri M. A new specimen preparation method for cross-section TEM using diamond powders. – J. Electron Microscopy, 1999, v. 48, № 2, pp. 131–137.

130. Kallstenius T. Sample preparation of InGaAsP/InP-based lasers for plan-view transmission electron microscopy using selective chemical thinning. – J. Electrochem. Soc., 1999, v. 146, № 2, pp. 758–760.

131. Prinz V.Ya., Seleznev V.A., Gutakovsky A.K. Novel technique for fabrication one- and two-dimensional system. – Surf. Sci., 1996, v. 361/362, pp. 886–889.

132. Yablonovitch E., Gmitter T., Harbison J.P., Bhat R. Extreme selectivity in the lift-off epitaxial GaAs films. – Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, № 28, pp. 2222–2224.

133. Otsubo M., Oda T., Kumabe H., Miki H. Preferential etching of GaAs through photoresist mask. – J. Electrochem. Soc., 1976, v. 123, № 5, pp. 676–680.

134. Juang C., Kuhn K.J., Darling R.B. Selective etching of GaAs and $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ with citric acid/hydrogen peroxide solutions. – J. Vac. Sci. Technol. B, 1990, v. 8, № 5, pp. 1122–1124.

135. Mao B.-Y., Nielsen J.A., Friedman R.A., Lee G.Y. The application of citric acid/hydrogen peroxide etching solutions in the processing of pseudomorphic MODFETs. - J. Electrochem. Soc., 1994, v. 141, № 4, pp. 1082–1085.

136. DeSalvo G.C., Kaspi R., Bozada C.A. Citric acid etching of GaAs1-xSbx, Al0.5Ga0.5Sb, and InAs for heterostructure device fabrication. - J. Electrochem. Soc., 1994, v. 141, № 12, pp. 3526–3531.

137. Zhao R., Lau W.S., Chong T.C., Li M.F. A comparison of the selective etching characteristics of conventional and low-temperature-grown GaAs over AlAs by various etching solutions. – Jpn. J. Appl. Phys., 1996, v. 35, part 1, № 1A, pp. 22–25.

138. Kitano T., Izumi S., Minami H., Ishikawa T., Sato K., Sonoda T., Otsubo M. Selective wet etching for highly uniform GaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ heterostructure field effect transistors. - J. Vac. Sci. Technol. B, 1997, v. 15, № 1, pp. 167–170.

139. Carter-Coman C., Bicknell-Tassius R., Benz R.G., Brown A.S., Jokerst N.M. Analysis of GaAs substrate removal etching with citric acid:H_2O_2 and NH_4OH:H_2O_2 for application to compliant substrates. - J. Electrochem. Soc., 1997, v. 144, № 2, pp. L29–L31.

140. Kim J.-H., Lim D.H., Yang G.M. Selective etching of AlGaAs/GaAs structures using the solutions of citric acid/H2O2 and de-ionized H2O2/buffered oxide etch. - J. Vac. Sci. Technol. B, 1998, v. 16, № 2, pp. 558–560.

141. Moon E.-A., Lee J.-L. Selective wet etching og GaAs on $Al_xGa_{1-x}As$ for AlGaAs/InGaAs/AlGaAs pseudomorphic high electron mobility transistor. – J. Appl. Phys., 1998, v. 84, № 7, pp. 3933–3938.

142. Takamori T., Takemasa K., Kamijoh T. Interface structure of selectively oxidized AlAs/GaAs. - Appl. Phys. Lett., 1996, v. 69, № 5, pp. 659–661.

143. Reinhardt F., Dwir B., Kapon E. Oxidation of GaAs/AlGaAs heterostructures studied by atomic force microscopy in air. – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 68, № 22, pp. 3168–3170.

144. Ozdemir M., Zangwill A. Morphological equilibration of a corrugated crystalline surface. – Phys. Rev. B, 1990, v. 42, № 8, pp. 5013-5024.

145. Shchukin V.A., Borovkov A.I., Ledentsov N.N., Kop'ev P.S. Theory of quantum-wire formation on corrugated surfaces. – Phys. Rev. B, 1995, v. 51, № 24, pp. 17767-17779.

146. Shchukin V.A., Bimberg D. Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces. – Rev. Mod. Phys., 1999, v. 71, № 4, pp. 1125–1171.

147. Fukui T., Saito H. Natural superstep formed on GaAs vicinal surface by metalorganic chemical vapor deposition. – Jap. J. Appl. Phys., 1990, v. 29, № 3, pp. L483–L485.

148. Kasu M., Kobayashi N. Equilibrium multiatomic step structure of GaAs(001) vicinal surfaces grown by metalorganic chemical vapor deposition. – Appl. Phys. Lett., 1993, v. 62, № 11, pp. 1262–1264.

149. Kato T., Takeuchi T., Inoue Y., Hasegawa S., Inoue K., Nakashima H. Stacked GaAs multiquantum wires grown on vicinal GaAs(110) surfaces by molecular beam epitaxy. - Appl. Phys. Lett., 1998, v. 72, № 4, pp. 465–467.

150. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. – Москва, "Наука", 1979.

151. Шик А.Я. Эффект Холла и подвижность электронов в неоднородных полупроводниках. – Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, № 1, с. 14-16.

152. Шкловский Б.И. Критическое поведение коэффициента Холла вблизи порога протекания. – ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 1, с. 288-295.

153. Карпов В.Г., Шик А.Я., Шкловский Б.И. К теории эффекта Холла в случайно-неоднородных полупроводниках. – ФТП, 1982, т. 16, № 8, с. 1406-1410.

154. Шик А.Я. Перколяционный эффект Холла в сильном магнитном поле. - ФТП, 1983, т. 17, № 12, с. 2220-2222.

155. Motohisa J., Tanaka M., Sakaki H. Anisotropic transport and nonparabolic miniband in a novel in-plane superlattice consisting of a grid-inserted selectively doped heterojunction. – Appl. Phys. Lett., 1989, v. 55, № 12, pp. 1214–1216.

156. Nötzel R., Eissler D., Hohenstein M., Ploog K. Periodic mesoscopic step arrays by step bunching on high-index GaAs surfaces. – J. Appl. Phys., 1993, v. 74, № 1, pp. 431-435.

157. Pashley M.D. Electron counting model and its application to island structures on molecular-beam epitaxy grown GaAs(001) and ZnSe(001). - Phys. Rev. B, 1989, v. 40, № 15, pp. 10481–10487.

158. Ledentsov N.N., Litvinov D., Gerthsen D., Soshnikov I.P., Shchukin V.A., Ustinov V.M., Egorov A.Yu., Zukov A.E., Volodin V.A., Efremov M.D., Preobrazhenskii V.V., Semyagin B.P., Bimberg D., Alferov Zh.I. Interface structure and growth mode of quantum wire and quantum dot GaAs-AlAs structures on corrugated (311)A surface. – J. Electron. Materials, 2001, v. 30, № 5, p. 464.