

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

На правах рукописи

Бакаров Асхат Климович

МОРФОЛОГИЯ ГЕТЕРОГРАНИЦ И ТРАНСПОРТ ДВУМЕРНЫХ  
ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ  
С AlAs/GaAs СВЕРХРЕШЕТОЧНЫМИ БАРЬЕРАМИ

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., с.н.с. А.А. Быков

Новосибирск – 2004

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Список сокращений .....	4
Список обозначений.....	5
Введение.....	6
Глава 1. Обзор литературы и постановка задачи.....	12
§ 1.1. Структуры с двумерным электронным газом.....	12
§ 1.2. Транспортные свойства двумерного электронного газа в классических магнитных полях.....	18
§ 1.3. Влияние морфологии гетерограниц на анизотропию транспортных свойств двумерного электронного газа .....	30
Постановка задачи .....	36
Глава 2. Методика эксперимента.....	39
§ 2.1. Ростовая установка и технология изготовления образцов.....	39
§ 2.2. Характеризация поверхности сканирующей зондовой микроскопией .....	46
2.2.1. Полуконтактная топография.....	48
2.2.2. Сканирующая емкостная микроскопия .....	50
2.2.3. Анализ представления поверхности, полученного сканирующей микроскопией.....	52
§ 2.3. Методика магнетотранспортных измерений.....	55
Глава 3. Влияние условий роста на морфологию поверхности исследуемых структур.....	59
§ 3.1. Морфология поверхности образцов .....	59
§ 3.2. Распределение поверхностной локальной ёмкости.....	68

Основные результаты и выводы главы 3.....	73
Глава 4. Магнетотранспортные свойства двумерных электронов в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами.....	74
§ 4.1. Анизотропия транспорта двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами.....	74
§ 4.2. Соизмеримые осцилляции магнетосопротивления двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами.....	84
§ 4.3. Квазиклассическое отрицательное магнетосопротивление двумерного электронного газа.....	94
Основные результаты и выводы главы 4.....	101
Заключение.....	103
Список литературы.....	105

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

АСМ	– атомно-силовая микроскопия
АСУ ТП	– автоматизированная система управления технологическим процессом
ДБЭО	– дифракция быстрых электронов на отражение
ДМЭ	– дифракция медленных электронов
ДЭГ	– двумерный электронный газ
КПСР	– короткопериодная сверхрешетка
МИ	– молекулярный источник
МЛЭ	– молекулярно-лучевая эпитаксия
МС	– магнетосопротивление
НП	– нагреватель подложки
ПС	– поверхностная структура
СЛГС	– селективно–легированная гетероструктура

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$B$	– напряженность магнитного поля
$d$	– корреляционная длина
$e$	– величина электрического заряда электрона
$E_F$	– энергия Ферми
$k_F$	– волновой вектор Ферми
$l$	– длина свободного пробега
$m_e$	– эффективная масса электрона
$n$	– концентрация носителей заряда
$N$	– концентрация примесных центров
$n_e$	– концентрация электронов
$R_c$	– радиус циклотронной орбиты
$\lambda_F$	– фермиевская длина волны
$\mu$	– подвижность
$\rho$	– удельное сопротивление
$\rho_0$	– удельное сопротивление в нулевом магнитном поле
$\sigma$	– проводимость
$\sigma_0$	– проводимость в нулевом магнитном поле
$\tau_{tr}$	– транспортное время рассеяния
$v_F$	– фермиевская скорость
$\omega_c$	– циклотронная частота

## ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. В настоящее время селективно-легированные полупроводниковые структуры с высокоподвижным двумерным электронным газом (ДЭГ), синтезируемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), имеют большое значение для микроэлектроники, а также для экспериментального изучения свойств электронных систем пониженной размерности. Наиболее ярким и значимым фундаментальным явлением, открытым в таких структурах, является дробный квантовый эффект Холла [1]. Основными механизмами, уменьшающими подвижность ДЭГ в селективно-легированных МЛЭ структурах, являются рассеяние на случайном потенциале ионизированных центров легирующей примеси и рассеяние на неровностях гетерограниц. В традиционном GaAs/AlGaAs гетеропереходе высокая подвижность ДЭГ достигается пространственным разделением областей легирования и переноса носителей заряда. Такой способ подавления рассеяния на случайном потенциале легирующей примеси неизбежно ведет к уменьшению концентрации ДЭГ и не является оптимальным для получения максимальной проводимости, увеличение которой важно как для научных исследований, так и для практического использования МЛЭ структур в быстродействующей электронике.

Недавно была предложена новая концепция подавления рассеяния на случайном потенциале легирующей примеси [2-4]. В рамках этой концепции подавление рассеяния ДЭГ в GaAs квантовых ямах достигается не только пространственным разделением областей легирования и переноса носителей заряда, но и экранировкой флуктуационного потенциала положительно заряженных доноров X-электронами, возникающими в слоях AlAs сверхрешеток второго рода AlAs/GaAs, которые было предложено использовать в качестве барьеров к квантовой яме. В такой МЛЭ структуре можно получать более высокую проводимость ДЭГ по сравнению с традиционными GaAs/AlGaAs гетеропереходами, что существенно расширяет эксперимен-

тальные возможности изучения фундаментальных свойств электронных систем пониженной размерности на основе селективно-легированных структур. Кроме того, благодаря высокой проводимости ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, они являются весьма перспективными для практического использования в малощумящей СВЧ электронике. Но, несмотря на фундаментальную и прикладную значимость, транспортные свойства ДЭГ в селективно-легированных GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами и влияние условий роста на эти свойства остаются до сих пор практически неизученным.

Цель данной диссертационной работы состоит в установлении причин анизотропии транспортных свойств и природы отрицательного МС ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентацией (100). Основными задачами являются: исследование морфологии поверхности структуры, исследование анизотропии транспорта ДЭГ в изучаемых МЛЭ структурах; изучение особенностей магнетотранспорта в СЛГС с квазипериодической модуляцией ростовых поверхностей и экспериментальное исследование переноса носителей заряда в условиях рассеяния на короткодействующем и дальнедействующем потенциалах [5, 6].

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. По результатам диссертации опубликовано 11 работ [7-17].

Первая глава является обзорной. В параграфе 1.1 рассмотрены многослойные полупроводниковые структуры, ДЭГ в которых обладает высокой подвижностью. Изложена концепция увеличения проводимости ДЭГ в квантовой яме, барьерами к которой служат короткопериодные GaAs/AlAs сверхрешетки второго рода. Параграф 1.2 посвящен обзору транспортных свойств ДЭГ в классических магнитных полях при рассеянии на различных видах электростатического потенциала. В параграфе 1.3 анализируется влияние морфологии гетерограниц на перенос двумерных носителей

заряда в селективно-легированных МЛЭ структурах. В конце главы сформулированы научные задачи на решение которых направлена диссертационная работа.

Вторая глава посвящена экспериментальным методикам, использовавшимся в данной работе. В параграфе 2.1 описывается установка МЛЭ и основные условия, при которых происходит рост высококачественных слоев GaAs и AlGaAs. Параграф 2.2 посвящен методикам сканирующей зондовой микроскопии: описаны полуконтактная атомно-силовая микроскопия (АСМ) и сканирующая емкостная микроскопия. Излагаются статистические методы анализа морфологии поверхности и распределения локальной поверхностной электрической емкости. В параграфе 2.3 описывается методика измерения транспортных свойств ДЭГ при температуре жидкого гелия в магнитных полях до 2 Тл.

В третьей главе описываются многослойные структуры, исследуемые в данной работе. В параграфе 3.1 представлены результаты изучения морфологии ростовых поверхностей методом АСМ. На всех изучаемых МЛЭ структурах обнаружена анизотропия рельефа, выявлена квазипериодическая составляющая автокорреляционной функции в направлении  $[110]$ . Показана зависимость шероховатости поверхности от давления в потоке мышьяка, заданного при росте слоевой структуры. Параграф 3.2 содержит результаты исследования МЛЭ структуры с наиболее выраженным поверхностным рельефом методом сканирующей емкостной микроскопии. Сопоставление данных о рельефе поверхности и о распределении локальной емкости, а также сопоставление результатов корреляционного анализа позволило сделать вывод о том, что морфология поверхности и двумерное распределение локальной емкости имеют качественное сходство.

Четвертая глава посвящена экспериментальному исследованию магнетотранспортных свойств двумерных электронов в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. В параграфе 4.1 приводятся магнетополевые зависимости сопротивления ДЭГ в направлениях  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  для структур с различной морфоло-



гией поверхности. Показано наличие анизотропии сопротивления ДЭГ, величина которой зависит от рельефа поверхности. Представлены зависимости подвижности ДЭГ от концентрации для направлений [110] и  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Из поведения подвижности от концентрации построены зависимости анизотропной компоненты подвижности ДЭГ от его концентрации. Обнаружено уменьшение анизотропного вклада в подвижность с ростом концентрации. Параграф 4.2 содержит детальное исследование магнетосопротивления в классических магнитных полях для структуры с наибольшим рельефом поверхности. При этом в зависимости  $\rho_{xx}(B)$ , как и для структуры с промежуточной величиной рельефа, проявляется максимум, отсутствующий в  $\rho_{yy}(B)$  и указывающий на одномерную периодическую потенциальную модуляцию ДЭГ в исследуемой структуре. Обнаружены осцилляции, соизмеримые с периодом пространственной модуляции ростовых поверхностей. В параграфе 4.3 подробно изучено отрицательное МС ДЭГ в GaAs квантовой яме с корругированными гетерограницами. Построены зависимости  $\rho_{xx}(B)$  для различных концентраций ДЭГ в «корругированной» МЛЭ структуре. Полученные экспериментальные данные сопоставлены с теорией и результатами численного моделирования. Сделан вывод, что отрицательное МС, наблюдаемое в узких GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами, является квазиклассическим и обусловлено рассеянием на короткодействующем и дальнедействующем электростатическом потенциалах.

Положения, выносимые на защиту:

1. Поверхность селективно-легированных структур, состоящих из GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентацией (100), обладает анизотропным рельефом. При синтезе таких структур увеличение давления в потоке мышьяка выше уровня, минимально необходимого для поддержания As-стабилизированной сверхструктуры, приводит к уменьшению среднеквадратичного отклонения высоты с 2,8 до 0,25 нм, а также к уменьшению корреляционной длины и степени анизотропии рельефа поверхности.

2. Пространственная модуляция ростовых поверхностей, возникающая в процессе синтеза селективно-легированных GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, приводит к возникновению анизотропного крупномасштабного рассеивающего потенциала. В условно «гладких» структурах он не имеет явно выраженного периода и проявляется в анизотропии подвижности ДЭГ. Анизотропия подвижности ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, обусловленная крупномасштабным рассеивающим потенциалом, возрастает с увеличением высоты рельефа ростовых поверхностей и уменьшается с ростом концентрации ДЭГ.

3. В селективно-легированных МЛЭ структурах с развитым рельефом поверхности, выращенных при потоке мышьяка, минимально необходимом для поддержания As-стабилизированной сверхструктуры поверхности, крупномасштабный рассеивающий потенциал является квазипериодическим, с характерным периодом  $\sim 0,8$  мкм и амплитудой 10÷15 мэВ. Такой потенциал приводит не только к анизотропии проводимости, но и к соизмеримым с периодом поверхностного рельефа осцилляциям МС ДЭГ.

4. Отрицательное МС, обнаруженное в узких GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами в диапазоне классических магнитных полей, является квазиклассическим и качественно согласуется с моделью отрицательного МС при рассеянии ДЭГ на суперпозиции двух типов случайного потенциала, короткодействующего и дальнедействующего.

Научная новизна работы. Обнаружены осцилляции МС ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, соизмеримые с периодом пространственной модуляции ростовых поверхностей.

Обнаружено квазиклассическое отрицательное МС ДЭГ в GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами.

Установлена роль морфологии ростовых поверхностей в возникновении дальнедействующего рассеивающего потенциала в селективно-легированных МЛЭ структурах.

Научная и практическая ценность работы. Отработана технология синтеза методом МЛЭ селективно-легированных GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами на подложках GaAs с ориентацией (100) с «гладкими» и «корругированными» гетерограницами. Показано, что такие МЛЭ структуры и субмикронные кольца на их основе расширяют экспериментальные возможности изучения квазиклассических и квантовых явлений переноса в электронных системах пониженной размерности и являются перспективными для практического использования в СВЧ электронике.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались на 14-ой Международной конференции по электронным свойствам двумерных систем (Прага, 2001), 3-й Международной конференции по физике низкоразмерных систем (Черноголовка, 2001), Международной конференции по сверхрешеткам, наноструктурам и наноприборам (Тулуза, 2002), 26-ом Европейском семинаре по приборам на составных полупроводниках и интегральным схемам (Черноголовка, 2002), восьмой Российской конференции «Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III-V» – GaAs-2002 (Томск, 2002), 5-ой Международной конференции по сильным магнитным полям в физике полупроводников (Оксфорд, 2002) и «VI Российской конференции по физике полупроводников» (Санкт-Петербург, 2003).

## Глава 1. Обзор литературы и постановка задачи

### § 1.1. Структуры с двумерным электронным газом

Современную физику полупроводников невозможно представить без целого класса фундаментальных явлений переноса носителей заряда в структурах с двумерным электронным газом и приборов на их основе. Наиболее развитой и изученной двумерной электронной системой является ДЭГ, локализованный на GaAs/AlGaAs гетерогранице. Для получения ДЭГ с высокой подвижностью как правило используются селективно–легированные гетероструктуры (СЛГС), в которых поставщиком носителей заряда служит легированный слой AlGaAs, пространственно отделенный от ДЭГ слоем нелегированного AlGaAs. Этот нелегированный слой AlGaAs обычно называют спейсером. В случае GaAs/AlGaAs СЛГС в качестве легирующей примеси, служащей поставщиком свободных носителей заряда, обычно используется Si. Кроме объемно–легированного слоя AlGaAs, поставщиком носителей может служить  $\delta$ –слой легирующей примеси. Распределение примеси в таком  $\delta$ –слое в направлении, перпендикулярном плоскости слоев, имеет вид  $\delta$ –функции. Этот  $\delta$ –слой также отделяется спейсером от ДЭГ.

В традиционной СЛГС, изображенной на рисунке 1.1, подвижность носителей заряда в значительной степени зависит от рассеяния на потенциале положительно заряженных доноров. Для уменьшения этого рассеяния, и соответственно увеличения подвижности, увеличивают толщину спейсера, который отделяет слой положительно заряженных доноров от области переноса носителей заряда. В этом случае при неизменной концентрации положительно заряженных доноров увеличение толщины спейсера приводит к уменьшению концентрации ДЭГ.

До последнего времени рекордные значения подвижности ДЭГ в гетероструктурах GaAs/AlGaAs достигались на так называемых «прямых» гетерограницах, когда слой AlGaAs выращивался на слое GaAs, что обусловлено более высоким качеством «прямой» гетерограницы по сравнению с «обратной». В структурах с «прямой» гетерограницей увеличение толщины спейсера приводит еще и к дополнительному возрастанию расстояния между слоем с ДЭГ и поверхностью образца.

Эти два эффекта – уменьшение концентрации ДЭГ и увеличение расстояния между слоем с ДЭГ и поверхностью образца при увеличении подвижности, являются существенным препятствием на пути создания приборных и исследовательских структур с высокоподвижным ДЭГ с малыми топологическими размерами и высокой проводимостью. Связано это с наличием областей обеднения, ширина которых возрастает при уменьшении концентрации ДЭГ. Кроме того, толстый слой AlGaAs, расположенный между поверхностью образца и ДЭГ, усложняет изготовление омических контактов к ДЭГ.

Еще одной принципиальной проблемой при создании ДЭГ с высокой проводимостью, т.е. одновременно с высокой концентрацией и с высокой подвижностью, является то, что при концентрации выше величины около  $7 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  в треугольной яме на гетерогранице GaAs/AlGaAs начинает заполняться вторая подзона размерного квантования. Это приводит к межподзонному рассеянию и соответственно к уменьшению подвижности.

Типичные параметры таких высокоподвижных СЛГС – ширина спейсера от 40 до 60 нм, концентрация носителей  $(1 \div 5) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , подвижность  $(1 \div 20) \cdot 10^2 \text{ м}^2/\text{Вс}$ .

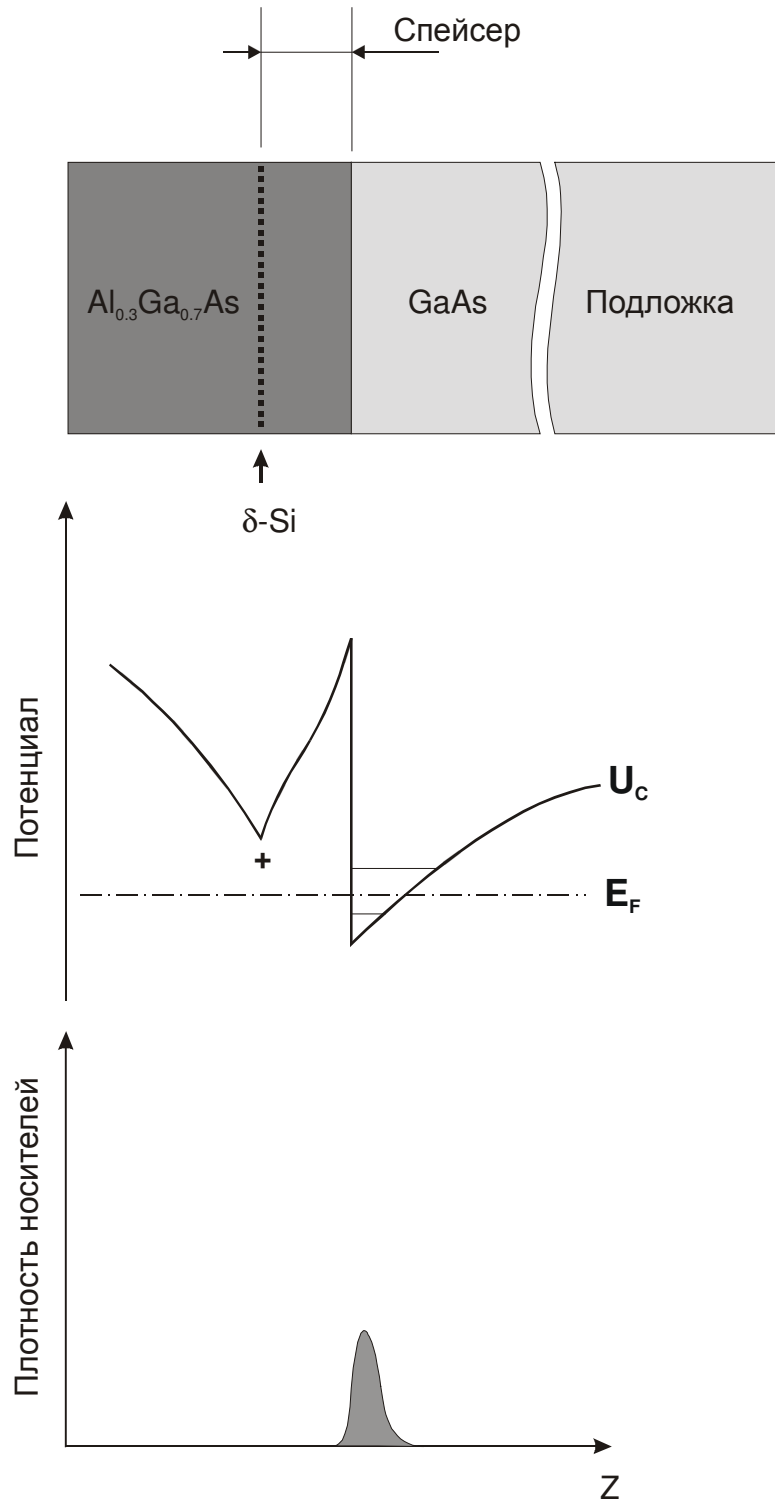


Рисунок 1.1. Схематический вид СЛГС. Показаны энергия Ферми  $E_F$ , вид края зоны проводимости  $U_c$  и распределение плотности носителей заряда вблизи гетерограницы.

Часть этих проблем разрешается в инверсных структурах на основе «обратного» гетероперехода. Решение вопроса худшего качества «обратной» гетерограницы, когда слой GaAs, в котором формируется ДЭГ, выращивается поверх слоя AlGaAs, было предложено в статье T. Sajoto et al [18]. В этой работе вместо сплошного слоя AlGaAs была выращена короткопериодная сверхрешетка (КПСР) AlAs/GaAs с толщинами слоев 0,85 и 2,3 нм соответственно. Средняя мольная доля Al в этой решетке составила 27%. Авторами была получена низкотемпературная ( $T \approx 4$  К) подвижность ДЭГ  $2 \cdot 10^2$  м<sup>2</sup>/Вс при концентрации  $5 \cdot 10^{15}$  м<sup>-2</sup>, что в четыре раза выше, чем подвижность ДЭГ на традиционной обратной гетерогранице, достигнутая ко времени опубликования этой статьи. Полученный в статье результат объясняется двумя факторами, – во-первых, захватом примесей в сверхрешетке с соответствующим их уменьшением на гетерогранице, и во-вторых, увеличением гладкости гетерограницы.

Спустя восемь лет другой группой авторов была предложена и осуществлена «Новая концепция уменьшения рассеяния на удаленной примеси в GaAs квантовой яме» [2-4, 19]. В разработанной структуре, представленной на рисунке 1.2, барьеры по сторонам квантовой ямы были сформированы короткопериодными сверхрешетками AlAs/GaAs, состоящими из 4 молекулярных слоёв AlAs и 8 молекулярных слоёв GaAs. Самосогласованные расчеты показали, что при достаточно высокой концентрации легирующей примеси нижние состояния X-долины в слоях AlAs, примыкающих к легированному слою, будут заполнены X-электронами. Боровский радиус X-электрона составляет  $2 \div 3$  нм, расстояние до слоя положительно заряженных доноров около 1.7 нм, оба этих размера существенно меньше среднего расстояния между атомами примеси в слое  $1/\sqrt{N_D} \approx 8 \div 9$  нм, что позволяет говорить о том, что X-электроны легко локализуются в минимумах флуктационно-распределенного потенциала случайно расположенных примесей и не должны давать вклад в проводимость. При этом, благодаря своей большой эффективной массе, X-электроны экранируют потенциал положительно заряженных доноров более избирательно и эффективно по сравнению с Г-электронами.

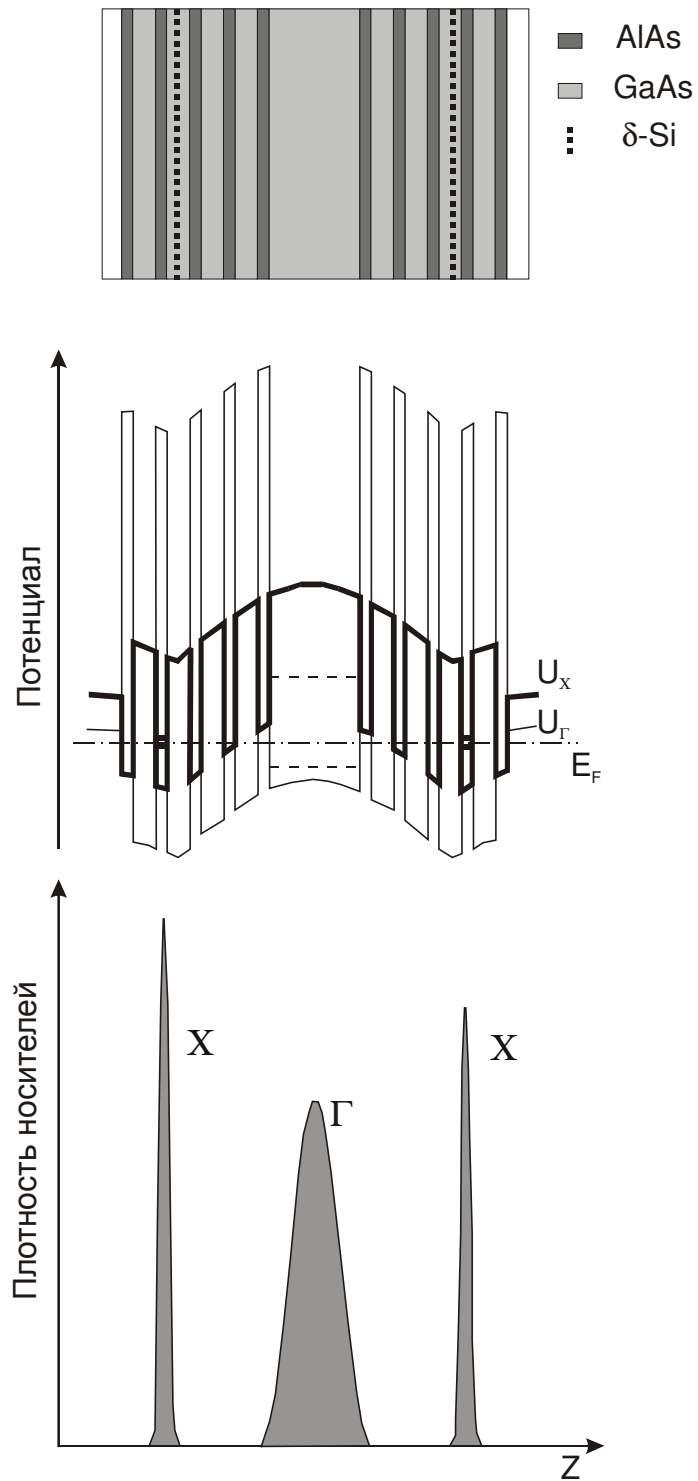


Рисунок 1.2. Схематический вид квантовой ямы с барьерами из короткопериодных сверхрешеток. Показаны энергия Ферми  $E_F$ , вид края зоны проводимости  $U_\Gamma$  и  $U_X$ , распределение плотности  $\Gamma$ -электронов и  $X$ -электронов [2].



По оценке авторов, плотность X-электронов составляет величину порядка  $10^{15} \text{ м}^{-2}$  и сильно зависит от приложенного затворного напряжения. Магнетотранспортные измерения подтвердили предположение о том, что X-электроны не дают вклад в проводимость. Осцилляции Шубникова-де-Гааза выявили только один тип носителей заряда. Зануления магнетосопротивления в квантовом эффекте Холла показали отсутствие проводящего слоя, параллельного ДЭГ. В данных структурах при заполнении только одной подзоны размерного квантования и ширине спейсера от 10 до 14 нм были получены одновременно высокие значения подвижности и концентрации:  $1,2 \cdot 10^2 \text{ м}^2/\text{Вс}$  и  $1,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ .

В зависимости подвижности от концентрации при приложении затворного напряжения была обнаружена особенность – в то время как при низких концентрациях эта зависимость имела обычный степенной характер  $\mu \sim n^k$ , где  $k$  лежит в диапазоне  $1,5 < k < 2$ , при больших концентрациях зависимость становилась экспоненциальной – подвижность вырастала в 2÷3 раза при изменении концентрации на 10%. Этот эффект также согласуется с предложенной моделью экранировки рассеивающего потенциала легирующей примеси X-электронами.

## § 1.2. Транспортные свойства двумерного электронного газа в классических магнитных полях

Магнетосопротивление – одна из наиболее часто исследуемых характеристик ДЭГ. Интерес к его экспериментальному изучению вызван прежде всего тем, что из результатов измерения МС могут быть рассчитаны такие важные транспортные характеристики ДЭГ как концентрация и подвижность. Кроме того, сопоставление экспериментальных зависимостей МС с уже развитыми теоретическими моделями позволяет установить механизмы рассеяния носителей заряда в МЛЭ структурах и определить способы увеличения проводимости ДЭГ. В то же время, несмотря на многолетние исследования, существует и достаточно большой теоретический интерес к проблеме переноса двумерных носителей заряда в классических магнитных полях.

Теоретические модели сопротивления (проводимости) ДЭГ отталкиваются, как правило, от модели Друде. Одно из предположений, на которых основывается модель Друде – то, что движущиеся электроны рассеиваются в результате беспорядочных соударений с рассеивающими центрами. Термин «беспорядочные» указывает на то, что средняя скорость непосредственно после любого акта соударения равна нулю. Это означает, что любая дрейфовая скорость в направлении внешнего поля уничтожается в результате рассеивающего столкновения. При этом часто используется квазиклассический подход, когда считается, что статистика распределения электронов по энергиям соответствует распределению Ферми-Дирака, иными словами, электронный газ является вырожденным фермиевским газом. С другой стороны, в квазиклассическом подходе применяется кинетическое уравнение Больцмана, описывающее поведение классических частиц. Допустимость такого подхода основывается на том, что фермиевская длина электрона в таких системах  $\lambda_F = 2\pi/k_F \leq 40$  нм гораздо меньше типичной длины свободного пробега  $l \geq 1$  мкм.

В присутствии магнитного поля  $B$ , направленного по нормали к плоскости ДЭГ, проводимость является тензором

$$\hat{\sigma} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau_{tr})^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau_{tr} \\ \omega_c \tau_{tr} & 1 \end{pmatrix},$$

где  $\sigma_0 = e^2 n_e \tau_{tr} / m_e$  – проводимость в отсутствии магнитного поля,  $\omega_c = eB/m_e$  – циклотронная частота, и  $\tau_{tr}$  – транспортное время релаксации.

Удельное сопротивление при этом будет обратным тензором  $\hat{\rho} \equiv \hat{\sigma}^{-1}$ . Мы не будем рассматривать недиагональные элементы тензора сопротивления, являющиеся классическим холловским сопротивлением. Диагональные же элементы

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{m_e}{e^2 n_e} \cdot \tau_{tr}^{-1}$$

не зависят от магнитного поля. В данном рассмотрении время релаксации не зависит от магнитного поля, и таким образом в квазиклассическом приближении в модели Друде МС равно нулю,  $\Delta\rho_{xx} = \rho_{xx}(B) - \rho_{xx}(0) = 0$ .

В работе [20] для классических сильных магнитных полей, когда циклотронный радиус  $R_c = v_F / \omega_c \ll l$ , был введен «эффект памяти», когда электрон на финитной траектории неограниченно долго «помнит» о месте «старта», а на инфинитных – длительно помнит о предыдущих столкновениях. Рассматривался невзаимодействующий ДЭГ, рассеивающийся короткодействующими примесными центрами. Было введено несколько типов траекторий (орбит) электронов (рис.1.3), при этом полагалось, что существуют траектории (замкнутые орбиты) при движении по которым электроны не дают вклад в проводимость. Доля электронов на таких орбитах выражается соотношением:  $P = \exp(-2\pi R_c / l) = \exp(-2\pi / \omega_c \tau_{tr})$ .

Количество электронов, участвующих в проводимости  $(1 - P)$  зависит от параметра  $NR_c^2$  – числа примесных центров внутри циклотронной орбиты, где  $N$  – двумерная концентрация примесных центров. Для  $NR_c^2 \gg 1$  получается ситуация, аналогичная модели Друде, сопротивление не зависит от поля, и МС равно нулю.

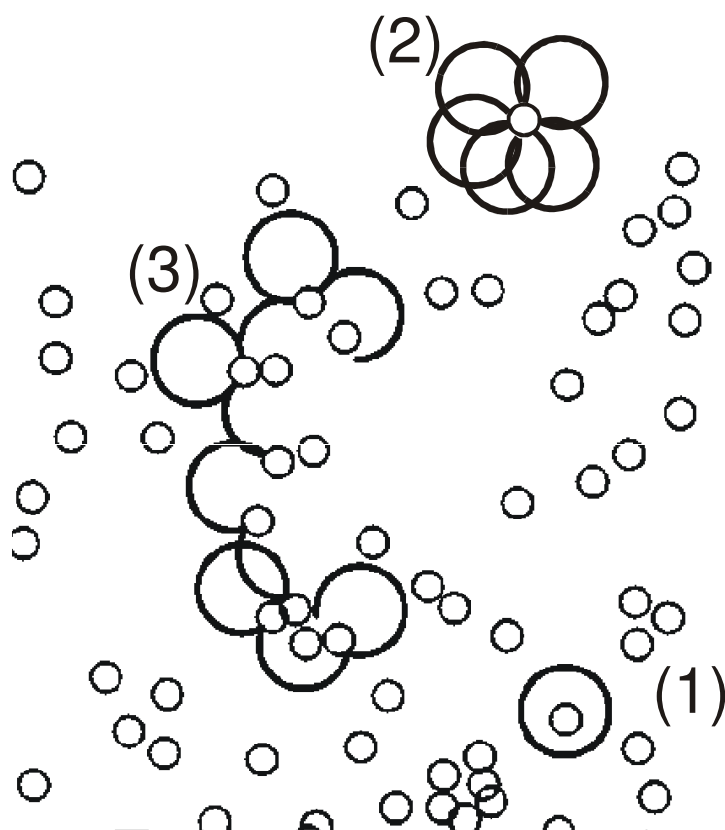


Рисунок 1.3. Типы траекторий двумерных электронов в перпендикулярном плоскости ДЭГ магнитном поле при рассеянии на короткодействующих примесях. Маленькими кружками изображены примеси, жирными линиями – траектории электронов. По материалам работ [20-23].

- (1) – круговая орбита;
- (2) – розеточная орбита;
- (3) – кластер из розеток.

В другом крайнем случае, когда  $NR_c^2 \ll 1$ , в области сильных магнитных полей не остаётся электронов, участвующих в проводимости, и  $\sigma_{xx}$  стремиться к нулю, а следовательно, и  $\rho_{xx}$  становится нулевым. Согласно работам [24, 25], в данной модели существует критическое магнитное поле  $B_c$ , выше которого проводимости нет. При этом порог протекания определяется условием,  $NR_c^2 = 0.36$ , при котором возникает бесконечный кластер из розеток.

В случае промежуточных полей тензор проводимости будет соответствовать модели Друде с дополнительным фактором  $(1 - P)$ . Диагональные элементы тензора сопротивления приводятся к виду:  $\rho_{xx}(B) \approx \rho_0 \cdot (1 - P)$ .

МС в этом случае является отрицательным,

$$\Delta\rho_{xx} = \rho_{xx}(B) - \rho_{xx}(0) \approx -\rho_0 \exp(-2\pi/\omega_c \tau).$$

Другая модельная ситуация – движение ДЭГ в плавно изменяющемся случайном потенциале, характеризующемся корреляционной длиной  $d$ . Потенциал считается достаточно слабым, при этом выполняется условие  $l \gg d$ . В приближении сильных полей, в которых выполняется условие  $\omega_c \tau_r \gg (l/d)^{2/3}$  [26], что эквивалентно  $R_c \ll d^{2/3} l^{1/3}$ , центр орбиты электрона дрейфует вдоль эквипотенциальных линий.

Для случайного потенциала все такие линии являются замкнутыми, аналогично сечению горы или линии берега озера, за исключением одной линии, вклад которой бесконечно мал. Это означает, что в случае сильных полей и в плавном случайном потенциале  $\sigma_{xx}$  равно нулю, а следовательно, и  $\rho_{xx}$  становится нулевым.

В случае слабых полей,  $R_c \geq d$ , траектория частицы – последовательность циклотронных орбит, смещённых относительно друг друга. В работе [27] показано, что центр циклотронной орбиты смещается за один оборот на величину  $\delta \sim R_c (R_c/l)^{1/2}$ .

При этом существуют точки, в которых циклотронные орбиты пересекают друг друга, т.е. частица возвращается в область своего старта. Учёт этих точек даёт поправки в сопротивлении,  $\Delta\rho/\rho_0 \sim (d/\delta)^3$ . Подставив значение для  $\delta$ , получаем

$$\Delta\rho/\rho_0 \sim (d/l)^3 (l/R_c)^{9/2} = (d/l)^3 (\omega_c \tau)^{9/2}$$

– положительное магнетосопротивление для магнитного поля до величины, при которой  $d/\delta \sim 1$ , и  $\Delta\rho/\rho_0$  достигает величины порядка единицы.

Для более сильных полей наступает экспоненциальный спад  $\rho_{xx}$  [6]:

$$\ln\left(\frac{\rho_{xx}}{\rho_0}\right) \sim -\left(\frac{d}{\delta}\right)^{2/3},$$

причем для таких полей  $\delta \sim R_c^2 / (dl)^{1/2}$ ,

и для  $\rho_{xx}$  получаем

$$\ln\left(\frac{\rho_{xx}}{\rho_0}\right) \sim -\frac{d \cdot l^{2/6}}{R_c^{4/3}}.$$

Таким образом, в плавном случайном потенциале для слабых полей, когда  $R_c \geq d$ , МС ДЭГ положительное, для более сильных полей – отрицательное с экспоненциальным спадом.

В работе [5] рассматривается обобщённая ситуация, когда учитывается суперпозиция короткодействующего и крупномасштабного плавного потенциалов. При этом частица ассоциируется с траекторией шириной  $2a$ , где  $a$  – радиус примеси (жесткого рассеивателя). В магнитном поле траектория будет представлять собой суперпозицию движения по окружности, площадью  $4\pi a v_F / \omega_c$  и поступательного движения центра этой окружности. Для  $\delta \gg a$  площадь пересечения последовательных окружностей будет небольшой, т.е. вероятность, что частица вернется в точку старта мала  $P \sim a/\delta \ll 1$ . Рассматривая диффузионное движение центра орбиты, сдвиг

после  $n$ -ого оборота будет равен  $\delta_n = \delta\sqrt{n}$ , и вероятность возвращения уменьшается  $P_n = P_1/\sqrt{n}$ . Это справедливо для  $\delta_n \ll R_c$ , т.е. для  $n \ll \omega_c \tau_L / 2\pi$ , где  $\tau_L$  – время рассеяния на плавном потенциале. Полная вероятность возвращения  $P = \sum_{n=1}^N P_n$  таким образом равна  $P \sim (a/\delta)(N)^{1/2}$ . Число  $N$  определяется числом оборотов до столкновения частицы со следующей примесью. Исходя из того, что эффекты памяти дают лишь малый вклад,  $N = \omega_c \tau_S / 2\pi$ , где  $\tau_S$  – время рассеяния на жестком короткодействующем потенциале примесей. Таким образом,  $P \sim (a/\delta)(\omega_c \tau_S)^{1/2}$ , и отрицательная поправка в сопротивление

$$\Delta\rho_{xx}/\rho_0 \sim -(a/\delta)(\omega_c \tau_S)^{1/2} \sim -(\omega_c/\omega_0)^2,$$

где  $\omega_0 \sim v_F (a^2 l_S L_L)^{-1/4} \sim \omega_{perc} (l_S/l_L)^{1/4}$ , а в свою очередь  $\omega_{perc}$  соответствует критическому магнитному полю для рассеяния только на потенциале примесей. Следует отметить, что если в случае рассеяния только на плавно изменяющемся потенциале эффекты памяти (возвращения) увеличивают темп рассеяния, то для суперпозиции потенциалов эти поправки увеличивают время между столкновениями на примесях, и знак поправки меняется.

Для более сильных магнитных полей, когда нарушается условие  $\omega_c \ll \omega_0$ , величина  $P$  становится большой,  $P \gg 1$ , и приобретает смысл числа возвратов. Поскольку возвращения увеличивают время до столкновения с примесью,  $\tau'_S \sim P\tau_S$ , и величина  $P$  становится самосогласованной  $P \sim (a/\delta)(\omega_c P\tau_S)^{1/2}$ , спад сопротивления пропорционален  $1/B^4$ :  $\rho_{xx}/\rho_0 \sim \tau_S/\tau'_S \sim 1/P \sim (\omega_0/\omega_c)^4$ ,  $\omega_c \gg \omega_0$ .

Обе эти зависимости справедливы для  $NR_c^2 \gg 1$ , или, что эквивалентно, для магнитных полей меньше критического для возникновения протекания  $\omega_c \ll \omega_{perc}$ . В

другом пределе  $NR_c^2 \ll 1$  сопротивление будет определяться рассеянием на плавно изменяющемся потенциале, и рассеяние на примесях будет давать малый вклад  $\sim (\omega_{perc}/\omega_c)^2$ , и  $\rho_{xx}(B)$  будет выходить на полочку  $\rho_{xx}(\omega_c \gg \omega_{perc}) = m_e/e^2 n_e \tau_L$ .

Существует также ещё один механизм возникновения отрицательного магнетосопротивления – подавление магнитным полем рассеяния на геометрическом сужении [28]. Для двухточечного сопротивления без магнитного поля существует выражение  $R_{2t} = (h/2e^2)\pi/k_F W$ , где  $W$  – ширина сужения. Эту формулу можно переписать через число занятых энергетических подзон размерного квантования в области перешейка  $N_{min}$ , причём в таком виде формула описывает двухточечное сопротивление и в магнитном поле, но  $N_{min}$  – число гибридных магнитных подзон (или квантовых каналов) в узкой части:  $R_{2t} = (h/2e^2)N_{min}^{-1}$ .

Рассмотрим схему для четырехточечного магнетосопротивления на рисунке 1.4. Ток через сужение будет равен  $I = \Delta\mu/eR_{2t}$ . Четырехточечное сопротивление  $R_{4t} = (\mu_L - \mu_R)/eI$ . Левый зонд находится в равновесии с втекающими электронами  $\mu_L = E_F + \Delta\mu$ . Мы считаем, что прошедшие электроны на краевых состояниях вблизи правого зонда приходят в локальное равновесие. При этом полный ток  $I$  определяется числом занятых подзон в широкой части  $N_{wide}$ , т.е.  $I = (2e/h)(\mu_R - E_F)N_{wide}$ . Из этих выражений можно получить:  $R_{4t} = (h/2e^2)(N_{min}^{-1} - N_{wide}^{-1})$ . Для магнитных полей таких, что  $R_c > W/2$ ,  $N_{min}$  слабо зависит от магнитного поля, а  $N_{wide} = k_F R_c/2$ , что приводит к отрицательному магнетосопротивлению, при возрастании магнитного поля  $R_{4t}$  меняется от  $R_{2t}$  до нуля.



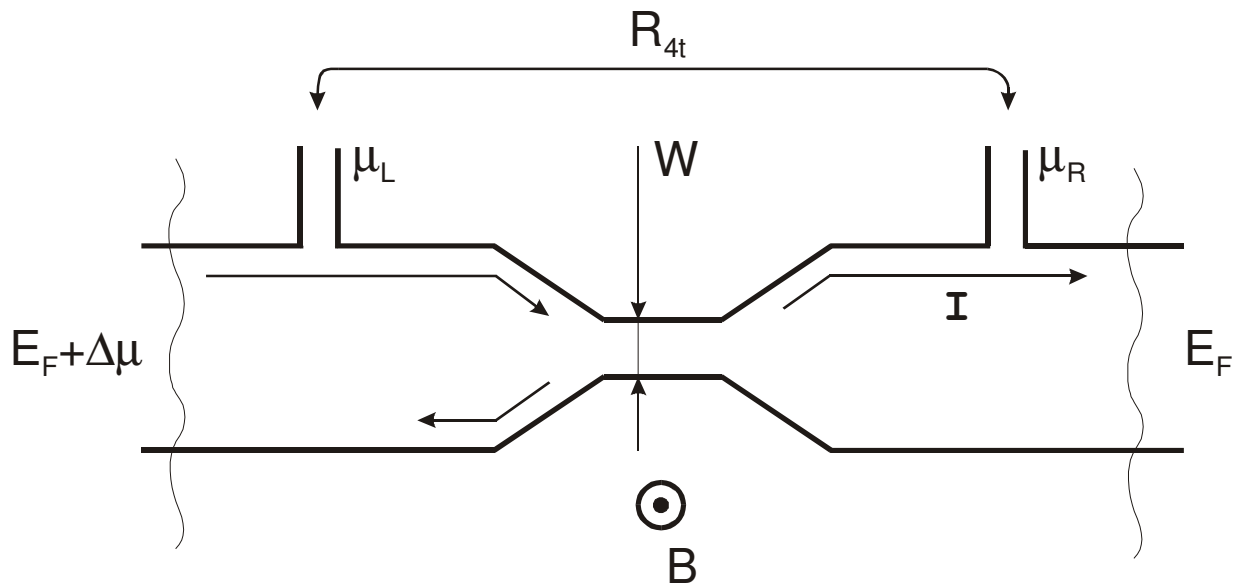


Рисунок 1.4. Схематический вид измерения четырехточечного магнетосопротивления в ДЭГ с геометрическим сужением из работы [28].

В ряде работ [29-32] теоретически и экспериментально исследовались магнетотранспортные свойства ДЭГ в латеральном периодическом потенциале. Влияние одномерной потенциальной модуляции на магнетотранспортные свойства ДЭГ было рассмотрено теоретически в работе [29] на основе анализа дрейфа циклотронной орбиты электрона в однородном магнитном поле  $\mathbf{B}$  и потенциальной решетке  $V(x)$ , формирующей электрическое поле  $E \equiv -dV/dx$  в направлении  $x$ . В сильном магнитном поле и слабо изменяющемся электрическом, когда радиус циклотронной орбиты  $R_C$  много меньше периода потенциальной модуляции  $a$ , электрическое поле можно считать постоянным для всех точек орбиты, при этом реализуется условие однородных скрещенных полей, возникает  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  дрейф, при этом центр циклотронной орбиты дрейфует вдоль оси  $y$ . Это адиабатическое приближение нельзя использовать в ситуации  $R_C \geq a$ . В приближении слабого потенциала  $eV_{rms}/E_F \equiv \varepsilon \ll 1$ , где  $V_{rms}$  – среднеквадратичная амплитуда периодического потенциала  $V(y)$ , дрейф центра орбиты просто накладывается на невозмущенное циклотронное движение. Усредненная скорость дрейфа  $v_{drift}$  в этом случае есть интеграл от электрического поля вдоль орбиты

$$v_{drift}(X) = (2\pi B)^{-1} \int_0^{2\pi} d\phi E(X + R_C \sin \phi).$$

Для случая  $R_C \gg a$  электрическое поле много раз изменяется на длине окружности и вклад в дрейф не зануляется только при усреднении вблизи двух крайних точек  $X \pm R_C$ . Из этого следует, что  $v_{drift}$  максимальна, когда  $E(X + R_C)$  и  $E(X - R_C)$  имеют один знак, как это показано на рисунке 1.5., и минимальна для различных знаков.

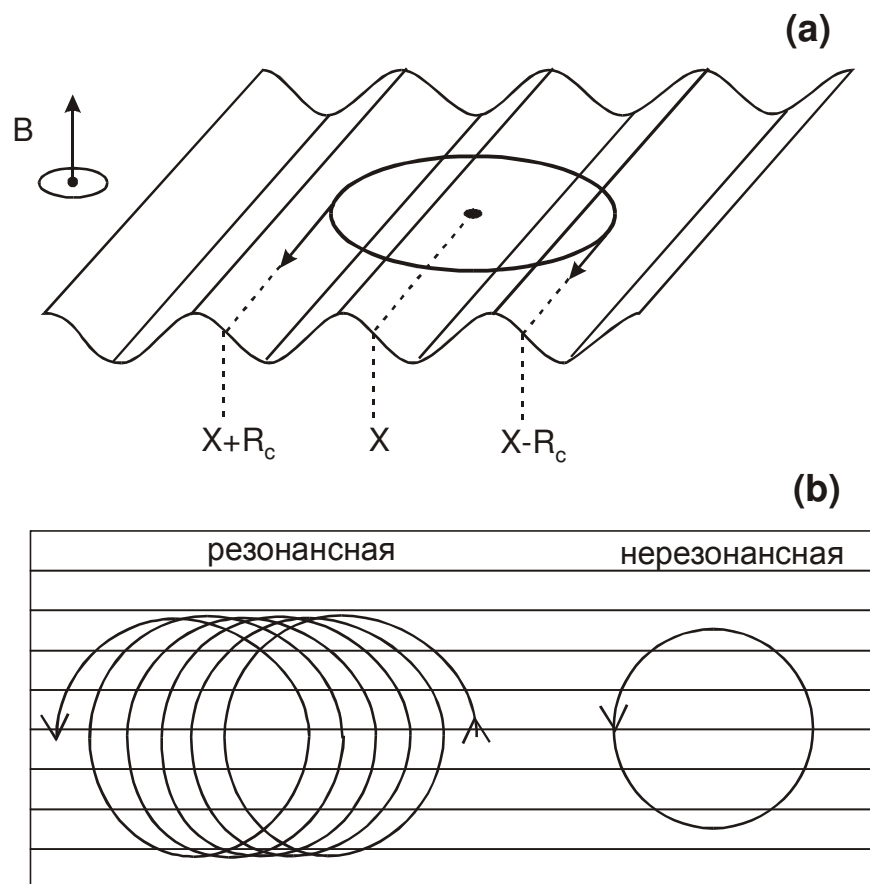


Рисунок 1.5. (а) Циклотронная орбита в одномерном периодическом потенциале из работы [29]. Показана резонансная орбита, когда дрейф для противоположных участков орбиты суммируется.

(б) Рассчитанные траектории для синусоидального потенциала [29]. Горизонтальными прямыми показаны эквипотенциальные линии в максимуме. Показаны резонансная и нерезонансная траектории.

Для одномерного периодического потенциала  $V(x) = V_{rms} 2^{1/2} \sin(2\pi x/a)$  можно показать, что  $\langle v_{drift}^2 \rangle = (v_F \varepsilon)^2 (R_C/a) \cos^2(2\pi R_C/a - \pi/4)$ .

Дрейф центра орбиты в случае, когда  $R_C$  меньше длины свободного пробега по импульсу  $l_p$ , ведет к одномерной диффузии с коэффициентом  $\delta D = \tau_p \langle v_{drift}^2 \rangle$ , где  $\tau_p$  – время релаксации по импульсу. Этот дополнительный вклад в  $yy$  компоненту тензора диффузии  $\mathbf{D}$  приводит к возникновению осцилляций магнетосопротивления, соизмеримых с периодом  $a$ :

$$\rho_{xx}/\rho_0 = 1 + 2\varepsilon^2 (l_p/aR_C) \cos^2(2\pi R_C/a - \pi/4).$$

Показано неплохое совпадение теоретическое кривой с экспериментальными данными.

В работе [30] было проведено численное моделирование движения классической частицы в суперпозиции магнитного поля и периодического электрического потенциала, при этом соотношение  $eV_0/E_F$  изменялось от 0,01 до 0,15. Было показано, что при росте соотношения  $eV_0/E_F$  выше 0,05 траектории, являющиеся нерезонансными для случая слабого потенциала, начинают также дрейфовать вдоль линий эквипотенциала. Этот эффект наблюдался и при уменьшении  $B$  при постоянном  $V_0$ . Дрейфующие орбиты авторы назвали открытыми, стационарные – закрытыми. Для МС было получено следующее выражение,

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} \approx 2\omega_c^2 \tau^2 \frac{N_o}{N_T},$$

где  $N_o$  – число открытых орбит,  $N_T$  – полное число орбит.

Авторы рассчитали число открытых орбит, и получили функцию с параметром  $V = 2V_0/av_F B$ . Быстрый рост числа открытых орбит происходит при росте параметра выше пороговой величины  $V = 1/\pi$ . Таким образом, МС – функция с максимумом

при  $B_{crit} = 2\pi V / a v_F$ , что, как позднее показано этими же авторами [31], хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Поведение ДЭГ в двумерном периодическом потенциале было промоделировано в работе [32]. Были проведены расчеты для постоянной величины модуляции  $V_x = 1$  мэВ и величины модуляции  $V_y$  меняющейся от 0 до 1 мэВ. Для нулевой амплитуды модуляции по оси  $y$  были получены уже известные соизмеримые с периодом модуляции осцилляции в  $\rho_{xx}$  и постоянная величина для  $\rho_{yy}$ . При росте  $V_y$  наблюдалось подавление амплитуды осцилляций  $\rho_{xx}$ , при  $V_y = 1$  мэВ осцилляции практически полностью исчезали, но и для этого  $V_y$  значения в  $\rho_{yy}$  значительных особенностей обнаружено не было. Авторами был сделан вывод, что для наблюдения соизмеримых осцилляций в латеральном поверхностном потенциале с модуляцией в двух направлениях потенциал должен оставаться квазиодномерным.

### § 1.3. Влияние морфологии гетерограниц на анизотропию транспортных свойств двумерного электронного газа

В полупроводниковых гетероструктурах с невысокой подвижностью ДЭГ основными механизмами, ограничивающими транспортное время релаксации носителей заряда при гелиевых температурах, являются рассеяние на потенциале удалённых ионизированных доноров и рассеяние на потенциале фоновых примесей. Как правило, распределение доноров и фоновых примесей является изотропным, и вероятность рассеяния на таких центрах не зависит от направления, следовательно подвижность такого ДЭГ также будет изотропной величиной. Всесторонние исследования транспортных свойств высокоподвижного ДЭГ в селективно-легированных AlGaAs/GaAs гетеропереходах показали, что кроме рассеяния на случайном потенциале легирующей примеси дополнительным фактором, ограничивающим подвижность двумерных носителей заряда, является неровность гетерограниц. Рассеяние ДЭГ на шероховатостях гетерограниц оказалось наиболее существенным в СЛГС, выращенных на GaAs поверхностях с кристаллографической ориентацией отличной от плоскости (100). Исследование транспортных свойств таких МЛЭ структур показало наличие анизотропии сопротивления ДЭГ, т.е. зависимость транспортных свойств от направления вдоль поверхности гетерограницы. Поскольку эффективная масса  $\Gamma$ -электронов в гетеропереходах AlGaAs/GaAs изотропна, то источником происхождения анизотропии транспорта в этом случае является анизотропия рассеивающего потенциала.

В работе [33] были исследованы гетероструктуры AlGaAs/GaAs с модулированным легированием с достаточно широким спейсером 75 нм, подвижность ДЭГ в этих гетероструктурах находилась в диапазоне от 500 до 1100 м<sup>2</sup>/Вс. Измерения были проведены при температуре 1,5 К в геометрии холловских мостиков, ориенти-

рованных вдоль кристаллографических направлений  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ . Исследовались два образца из одной подложки, на каждом из которых задавались два значения концентрации – без подсветки и с подсветкой. Было установлено, что более высокая величина подвижности наблюдается в направлении  $[1\bar{1}0]$ . Относительная величина анизотропии для каждого из образцов менялась при изменении концентрации, – большая величина анизотропии соответствовала большему значению концентрации. Для образца «В» при изменении концентрации от  $1,3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  до  $2,6 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  отношение подвижностей  $\mu_{[1\bar{1}0]}/\mu_{[110]}$  менялось от 1,05 до 1,11, для образца «А» при изменении концентрации от  $1,3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  до  $2,4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  отношение подвижностей  $\mu_{[1\bar{1}0]}/\mu_{[110]}$  менялось от 1,34 до 1,60. Был сделан вывод, что анизотропия подвижности связана с анизотропией шероховатости гетероинтерфейса. Авторами была построена модель взаимодействия ДЭГ, находящегося в треугольном потенциале, с рассеивателями в виде равномерно распределенных эллиптических двумерных островков высотой один монослой (0,283 нм для поверхности GaAs (100)). Считалось, что эти островки обладают эксцентриситетом, причем его величина однородна, т.е. не зависит от размера островка. При учёте рассеяния на фоновых примесях с концентрацией  $10^{19} \text{ м}^{-3}$  расчетные кривые хорошо совпали с экспериментальными точками для корреляционного размера островков около 20 нм, эксцентриситета 0,5 и корреляционного размера островков около 30 нм, эксцентриситета 4 для разных образцов.

Другим коллективом авторов в работе [34] был исследован ДЭГ, сформированный на поверхности (311)В GaAs, в гетеропереходе GaAs/AlGaAs. В ходе изучения транспортных свойств ДЭГ в двух ортогональных направлениях была обнаружена анизотропия подвижности, при этом величина подвижности в направлении  $[3\bar{3}\bar{2}]$  была в несколько раз больше подвижности в направлении  $[1\bar{1}0]$ . Кроме этого в сла-

бых магнитных полях наблюдалось отрицательное МС, сравнительно небольшое, порядка десятка процентов, для направления  $[3\bar{3}\bar{2}]$  и значительное, названное авторами аномально большим, для направления  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Анизотропию подвижности авторы объясняют рассеянием на микро-шероховатостях интерфейса, что подтверждается увеличением анизотропии с ростом концентрации. Была построена модель рассеяния на анизотропных шероховатостях гетероинтерфеса с Гауссовой формой распределения длины рассеивателей, полуколичественно объясняющая зависимость подвижности в разных направлениях от концентрации. В качестве параметров использовались корреляционная длина 1,3 нм в направлении  $[\bar{1}\bar{1}0]$  и 6,1 нм в направлении  $[3\bar{3}\bar{2}]$ , и высота шероховатости 0,26 нм. По поводу наблюдаемого аномально большого отрицательного магнетосопротивления было высказано предположение, что причиной его может быть локализация, вызванная Брэгговским отражением электронных волн на сверхрешетке рассеивателей, когда полудлина волны совпадает с периодом решетки.

В работе [35] был исследован ДЭГ, сформированный в канале InGaAs шириной 4 нм на вицинальной поверхности – подложка GaAs (100) была разориентирована на  $4^\circ$  в направлении  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . В используемых авторами условиях роста на этой поверхности формировалась латеральная поверхностная сверхрешетка, образованная эшелонами атомных ступеней. Были проведены исследования морфологии поверхности слоев GaAs и InGaAs с помощью АСМ. На обеих поверхностях наблюдалась сверхрешетка с периодом 63 нм в направлении  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . При проведении транспортных исследований было обнаружено, что сопротивление в направлении, перпендикулярном ступеням, больше сопротивления в направлении, параллельном ступеням. В направлении, перпендикулярном ступеням, было также обнаружено большое положительное МС. Кроме этого, в МС наблюдался максимум при значе-



нии магнитного поля 1,81 Тл. Положительное МС и максимум авторы объясняют латеральной периодической потенциальной модуляцией ДЭГ в таких МЛЭ структурах. Используя модель квазиклассического транспорта ДЭГ в одномерном периодическом потенциале [30], из величины магнитного поля в максимуме, периода сверхрешетки и энергии Ферми авторы вычислили величину модуляции потенциальной энергии в сверхрешетке, которая менялась при изменении энергии Ферми от 20 до 30 мэВ в диапазоне от 5,8 до 7,4 мэВ. Была также построена зависимость подвижности в двух направлениях от концентрации носителей. Величина анизотропии подвижности падала с ростом концентрации.

Серия работ [36-38] была направлена на создание ДЭГ на vicинальной поверхности GaAs – (111)В, разориентированной на  $2^\circ \div 8,5^\circ$  в направлении ближайшей плоскости  $(\bar{1}0\bar{1})$ . При этом, по данным АСМ, на поверхности формируется латеральная сверхрешетка, состоящая из эшелонов ступеней, с периодом примерно равным 15 нм и высотой около 1,8 нм. На такой поверхности был создан гетеропереход GaAs/AlGaAs с ДЭГ. На образце были сформированы холловские мостики вдоль и поперёк ступеней. Была измерена подвижность в двух перпендикулярных направлениях как функция концентрации. Концентрация менялась с помощью затворного напряжения от  $1.1 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  до  $5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Измерения проводились при температуре жидкого гелия. Подвижность вдоль ступеней монотонно росла с ростом концентрации в широких пределах – от  $2 \text{ м}^2/\text{Вс}$  до  $28 \text{ м}^2/\text{Вс}$ , при этом подвижность поперек ступеней росла в области небольших концентраций, при концентрации  $3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  достигала максимума  $6,3 \text{ м}^2/\text{Вс}$ , а затем падала до  $3,2 \text{ м}^2/\text{Вс}$ . Такое поведение авторы объясняют рассеянием на шероховатостях поверхности при учете как периодической, так и случайной компоненты. Было показано удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с теоретической кривой для корреляционной длины шероховатости  $15 \div 20 \text{ нм}$ .

Анизотропия транспорта высокоподвижного ДЭГ была обнаружена недавно и в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, выращенных на GaAs (100) подложках [8, 39]. Было показано, что MC ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами является анизотропным, как в перпендикулярном, так и параллельном магнитных полях. На основании сопоставления морфологии поверхности изучаемых МЛЭ структур с результатами магнетополевых экспериментов было высказано предположение, что обнаруженная анизотропия транспорта ДЭГ в этом случае, также как и в традиционных AlGaAs/GaAs гетеропереходах, связана с рельефом гетерограниц.

На основании анализа литературных данных можно заключить, что гетерограницы в СЛГС, выращенных при помощи МЛЭ не являются идеально плоскими, в том числе и в структурах, выращенных на GaAs (100) подложках. В той или иной степени неровность гетерограниц присутствует в любой реальной МЛЭ структуре. Из ряда возможных причин, приводящих к неровности гетерограниц, следует выделить две наиболее важные: шероховатость исходных поверхностей подложек [40] и самоорганизация холмистой поверхности в процессе роста [41]. Принципиальной особенностью морфологии поверхностей СЛГС, выращенных на GaAs (100) подложках является то, что рельеф ростовых поверхностей является анизотропным с преимущественной ориентацией гребней «волн» вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ . При этом в общем случае поверхность гетерограниц в МЛЭ структурах представляет собой суперпозицию микро и макрорельефа.

Высота микро-шероховатостей гетерограниц в МЛЭ структурах сравнима с высотой монослоя в СЛГС. Интенсивность рассеяния на микрорельефе возрастает при увеличении концентрации ДЭГ, что связано с уменьшением длины волны электронов проводимости и приближении ее к размерам микро-шероховатостей. Высота и латеральные размеры макро-шероховатостей существенно зависят от условий син-

теза МЛЭ структур [42] и значительно превышают межатомные расстояния в выращиваемых полупроводниковых структурах. Макрорельеф ростовых поверхностей в МЛЭ структурах приводит не только к крупномасштабным отклонениям гетерограниц от идеальной плоскости, но к изменению толщины слоев вдоль гетерограниц, в частности к латеральной модуляции толщины GaAs квантовой ямы [43], и соответственно к возникновению крупномасштабного рассеивающего потенциала в СЛГС.

Из анализа литературы следует, что влияние микро-шероховатостей гетерограниц на транспортные свойства ДЭГ в СЛГС к настоящему времени изучено достаточно подробно и теоретически и экспериментально. Однако влияние макро-шероховатостей, возникающих в СЛГС в процессе самоорганизации ростовых поверхностей, на перенос двумерных носителей заряда остается практически неисследованным. Косвенные экспериментальные данные указывают на то, что макрорельеф гетерограниц в СЛГС должен приводить к латеральной потенциальной модуляции ДЭГ и, как следует из теоретических работ последних лет, проявляться в его магнетотранспортных свойствах в области классических магнитных полей.

## Постановка задачи

К настоящему времени транспортные свойства ДЭГ в селективно-легированных полупроводниковых структурах достаточно подробно изучены в слабых и квантующих магнитных полях. Теоретический анализ МС в области классических магнитных полей, т.е. в интервале между слабыми и квантующими полями, в рамках кинетического уравнения Больцмана приводит к независимому от магнитного поля выражению Друде. Однако, как это впервые было показано в работе [20], учет эффектов «памяти» в магнетотранспорте «двумерных» носителей заряда, сделанный вне рамок кинетического уравнения, приводит к чисто классическим причинам отклонения МС от константы. Причем, в зависимости от характера случайного рассеивающего потенциала, квазиклассическое МС ДЭГ может быть, как отрицательным, так и положительным. Теоретически предсказанное квазиклассическое отрицательное МС, обусловленное рассеянием ДЭГ на случайном неоднородном магнитном поле, недавно было обнаружено экспериментально [44]. Но квазиклассические магнетотранспортные свойства ДЭГ, обусловленные рассеянием носителей заряда на случайном крупномасштабном электростатическом потенциале [5], до сих пор остаются экспериментально слабоизученными.

В работах [8, 39] было установлено, что МС ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами является анизотропным, при этом анизотропия проявляется и при направлении магнитного поля, перпендикулярном плоскости ДЭГ, так и при направлении магнитного поля, параллельном этой плоскости. Было высказано предположение, что обнаруженная анизотропия транспорта ДЭГ связана с непланарностью гетерограниц. Как уже отмечалось ранее, имеются две наиболее существенные причины, приводящие к неровности ростовых поверхностей и соответственно к непланарности гетерограниц в селективно-легированных МЛЭ

структурах. Одна из них связана с рельефом исходных GaAs подложек [40, 45], а другая обусловлена самоорганизацией непланарных ростовых поверхностей [41]. По этим причинам все реальные селективно-легированные структуры, в той или иной степени, имеют корругированные гетерограницы и изучение транспортных свойств непланарного ДЭГ, является актуальным не только с научной точки зрения, но и для практического использования МЛЭ структур микроэлектронике.

Научный интерес к изучению магнетотранспортных свойств непланарного ДЭГ обусловлен в первую очередь тем, что эти исследования лежат в русле фундаментальной проблемы локализации - делокализации электронных волн в магнитном поле [46-48]. Кроме пространственной модуляции, непланарные гетерограницы, возникающие в процессе самоорганизации ростовых поверхностей, должны приводить еще и к потенциальной модуляции ДЭГ. Одной из причин такой модуляции является изменение ширины квантовой ямы вдоль корругированных гетерограниц [43].

Из общих соображений ясно, что чем уже квантовая яма, тем существеннее будет влияние непланарности ростовых поверхностей на относительное изменение ее ширины и тем больше будет потенциальная модуляция ДЭГ в МЛЭ структуре. Такой вид потенциальной модуляции ДЭГ в узких селективно легированных GaAs квантовых ямах должен быть дальнедействующим и анизотропным. Ее величина в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами будет зависеть от условий роста и ширины ямы, и может изменяться в широких пределах. Эта возможность делает такие МЛЭ структуры уникальным модельным объектом для детальной экспериментальной проверки теоретических предсказаний, сделанных в работах [5, 20, 48, 49].

Анализ состояния исследований в области электронных свойств полупроводников пониженной размерности позволяет заключить, что изучение переноса носителей заряда в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами и микро-

структурах на их основе дает возможность получать значимую научную информацию о электронных свойствах систем пониженной размерности.

Исходя из сказанного, в работе исследовался транспорт ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами в области классических магнитных полей. Конкретные задачи, поставленные в диссертации, состояли в следующем:

1. Изучить влияние величины потока  $As_4$  на морфологию ростовых поверхностей при синтезе структур, состоящих из GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, методом МЛЭ.
2. Изучить зависимости анизотропии подвижности от концентрации ДЭГ в МЛЭ структурах, синтезированных при различных потоках  $As_4$ .
3. Экспериментально обнаружить осцилляции МС ДЭГ, соизмеримые с периодом пространственной модуляции ростовых поверхностей в полупроводниковых селективно-легированных структурах.
4. Исследовать магнетотранспорт носителей заряда в условиях рассеяния на короткодействующем и дальнодействующем потенциалах с целью обнаружения квазиклассического отрицательного МС ДЭГ, предсказанного в работах [5, 6].

## Глава 2. Методика эксперимента

### § 2.1. Ростовая установка и технология изготовления образцов

Выращивание многослойных структур производилось в автоматизированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии «МЛЭ–32Р» фирмы Riber.

Установка представляет собой вакуумную систему, состоящую из:

- ростовой камеры;
- камеры передачи образца;
- камеры предварительного отжига;
- камеры загрузки образцов;
- специального бокса для загрузки образцов, продуваемого инертным газом.

Установка снабжена автоматизированной системой управления технологическим процессом (АСУ ТП), системой регистрации интенсивности зеркального луча при дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и управляющего компьютера.

Ростовая камера, специально разработанная для эпитаксии соединений AIII-BV, представляет собой Г-образный объем диаметром 450 мм, изготовленный из нержавеющей стали вакуумной плавки, в котором по функциональному назначению можно выделить зону откачки и зону роста. Зона откачки включает в себя магниторазрядный насос ( $0,45 \text{ м}^3/\text{с}$ ), титановый сублимационный насос и крионасос СТ-8, что обеспечивает предельный вакуум не хуже  $6,7 \cdot 10^{-9}$  Па.

Эскиз ростовой зоны представлен на рисунке 2.1.

В зоне роста находятся:

- горизонтально-расположенный блок молекулярных источников (МИ) с восемью МИ;

- манипулятор с нагревателем подложки (НП); диаметр используемых подложек до 75 мм;

- двойная система криопанелей вокруг МИ и НП, экранирующая зону роста от теплых стенок камеры.

Восемь молекулярных источников расположены в два ряда по четыре штуки в каждом ряду под углами к горизонту в 5 и 32 градуса, соответственно. Каждый источник имеет индивидуальную заслонку с временем срабатывания менее 150 мс, управляемую с помощью шагового двигателя. Расстояние от апертуры источников до подложки составляет 120 мм. Это позволяет работать при меньшей температуре источников по сравнению с системами, имеющими большее расстояние (при одинаковой скорости роста). В результате этого снижается плотность овальных дефектов.

Манипулятор, на котором крепится держатель образца, имеет две оси вращения. Одна из осей позволяет непрерывное азимутальное вращение образца во время роста со скоростью до 60 об/мин при нагреве до 700 °С. Другая ось даёт возможность поворота манипулятора с нагревателем подложки в положения «стандартного» роста, «оптимального» роста, положения для передачи образца из загрузочной камеры. Кроме того, имеется возможность перемещения образца по X, Y и Z для проведения экспериментов по ДБЭ. Возможность вращения образца во время роста, а также выбор оптимального положения образца относительно источников позволяет воспроизводимо получать однородность по толщине и легированию лучше, чем 1.5 % на шайбе диаметром 50 мм.

На стороне манипулятора противоположной нагревателю подложки находится датчик – ионизационная лампа «Bayard-Alpert JBA». Манипулятор можно повернуть таким образом, что в месте, где располагается образец во время роста, будет находиться ионизационная лампа вакуумметра «Granville-Phillips series 307». Это позволяет измерять эффективное давление в потоке испаряемых элементов.



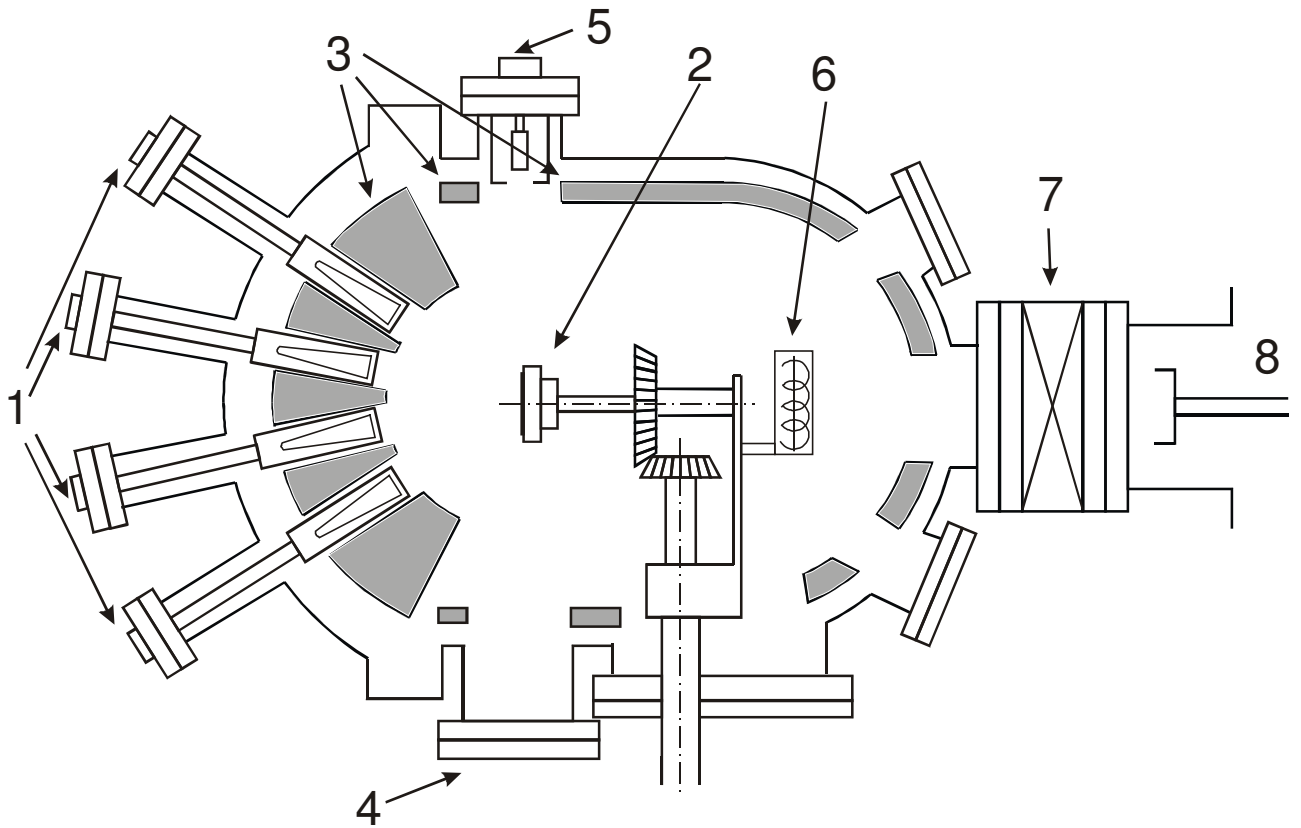


Рисунок 2.1. Схема установки «МЛЭ-32Р» фирмы Riber:

- 1 – молекулярные источники;
- 2 – манипулятор с нагревателем подложки;
- 3 – двойная система криопанелей вокруг МИ и НП;
- 4 – флуоресцентный экран;
- 5 – электронная пушка дифрактометра;
- 6 – ионизационный манометр;
- 7 – шибер;
- 8 – загрузочно-шлюзовая камера.

Для комплексного исследования ростовых процессов ростовая камера снабжена квадрупольным масс-спектрометром «Quadrex-200» и дифрактометром быстрых электронов на отражение «RHEED EK-12-R» (ускоряющее напряжение до 12 кВ).

Температура подложки задается с помощью термопары и дополнительно контролируется с помощью инфракрасного пирометра частичного излучения «Ircan Modline Plus».

#### Синтез эпитаксиальных слоев

Наиболее существенными требованиями при синтезе многослойных структур, содержащих тройные соединения является обеспечение:

- надежности работы всех механических узлов установки;
- стабильности поддержания рабочих температур МИ и НП во времени;
- однородности потоков по площади образца;
- подбора оптимальных условий роста многослойной композиции;
- точной калибровки потоков.

Первые три пункта определяются в основном конструктивными особенностями данной установки и параметрами электронной аппаратуры, входящей в комплект АСУ ТП. Поэтому остановимся более подробно на двух последних условиях.

Условия роста соединений AIII-BV определяются температурой подложки  $T_s$ , величиной потока соединений III группы, определяющей, как правило, скоростью роста и отношением потоков  $P_{As4}/P_{III}$ . Эти параметры обычно контролируются в установках МЛЭ с помощью термопарных и манометрических измерений и анализа картины ДБЭО.

Исследования поверхности Ga (100) методами ДБЭО, дифракции медленных электронов (ДМЭ) и оже-спектроскопии [50, 51] показали существование ряда упорядоченных поверхностных структур (ПС), имеющих разное заполнение верхнего мо-

нослю атомами Ga и As. Количество наблюдаемых ПС на Ga(100) достаточно велико и зависит от способа получения поверхности перед измерениями. Наиболее важные из них на практике - это ПС: C(4x4)As; (2x4)As; (3x6); (4x2)Ga. Методом спектроскопии была определена корреляция между ПС и степенью заполнения поверхности мышьяком ( $Q(\text{As})$ ). Согласно этим данным ПС C(4x4) имеет сверхмонослойное покрытие As; ПС (2x4)As –  $Q(\text{As}) = 0,6 \div 0,8$ ; ПС (3x6) –  $Q(\text{As}) = 0,5$  и ПС (4x2)Ga –  $Q(\text{As}) = 0,2$ . Наблюдение других ПС обычно связывают с существованием промежуточных метастабильных состояний и одновременным наблюдением нескольких ПС из-за неоднородности нагрева подложки и высокой скорости изменения  $T_s$ .

В ходе работы было установлено, что высшее структурное совершенство эпитаксиальных слоев GaAs и наибольшее значение подвижности носителей заряда удастся получить при росте в условиях поддержания на ростовой поверхности ПС (3x6), имеющей стехиометрический состав и являющейся промежуточной между «As-стабилизированной» ПС (2x4)As и «Ga-стабилизированной» ПС (4x2)Ga. При росте в условиях стехиометрического состава фронта кристаллизации, концентрации вакансий галлия и мышьяка на поверхности минимальны и равны, что обеспечивает минимальную концентрацию собственных точечных дефектов в кристалле. Отклонение условий роста в сторону галлиевой или мышьяковой стабилизации приводит к обогащению эпитаксиальных слоев дефектами анионной или катионной подрешеток соответственно. Поскольку область существования ПС (3x6) узка по  $T_s$  и  $P_{\text{As}_4}/P_{\text{Ga}}$  для получения хорошей воспроизводимости процесса, может быть рекомендован режим роста в области перехода ПС (3x6)  $\rightarrow$  (2x4)As со стороны ПС (2x4)As.

Очевидно, что точное измерение и воспроизведение  $T_s$ ,  $P(\text{As}_4)$  и  $P(\text{Ga})$  являются необходимыми условиями воспроизводимости процесса МЛЭ. Измерение  $T_s$  с тре-

буемой точностью в данной установке производилось с помощью инфракрасного пирометра «ModlinePlus IT Series V».

Значительный прогресс в возможностях управления процессом эпитаксии на атомном уровне связан с обнаружением эффекта осцилляций интенсивности зеркального рефлекса картины ДБЭ во время роста. Модель Жоусе [52], объясняющая данный эффект, состоит в том, что при иницировании процесса эпитаксии на атомно-гладкой поверхности, когда длина поверхностной диффузии адатомов меньше полуширины террас, возникают двумерные зародыши. При периодическом зарождении, разрастании и слиянии двумерных зародышей периодическим образом меняется степень заполнения верхнего атомного слоя, а также суммарная длина границ островков. Периодическое изменение рельефа поверхности вследствие интерференции электронных волн, зеркально отразившихся от участков поверхности, расположенных на двух уровнях, либо за счет рассеяния электронов на ступенях, ограничивающих двумерные зародыши, приводит к изменению интенсивности зеркального рефлекса с той же периодичностью. Период одной осцилляции соответствует в этом случае наращиванию одного монослоя. Данный эффект позволяет непосредственно в процессе эпитаксии с высокой точностью определять скорость роста и тем самым контролировать  $P_{Ga}$ ,  $P_{Al}$ , а также состав тройного соединения, исследовать процессы поверхностной диффузии, накопления металлической составляющей при росте соединений AIII-BV и другие процессы, проявляющиеся в изменении кинетики встраивания атомов компонентов. Нами использовалась эта методика для калибровки потоков молекулярных источников галлия и алюминия в зависимости от показаний их регулирующих термопар. Измерения производились на тестовом образце размером 2x2мм приклеенном точно в центре молибденового держателя.

Поток мышьяка определялся непосредственно перед ростом структуры по ионизационному датчику, помещенному на место образца.

Наиболее качественные слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с  $0 < x < 0,3$  при  $T_s = 580 \div 700^\circ\text{C}$  удается выращивать при скорости роста около 1 мкм/час и потоке  $\text{As}_4$  достаточном для того, чтобы поддерживать на ростовой поверхности сверхструктуру (3x1).

Таким образом, для получения высококачественных многослойных структур с квантовыми ямами, необходимо выбирать отношение потоков так, чтобы рост GaAs происходил в условиях существования на ростовой поверхности ПС (2x4)As, стабилизированной мышьяком, а слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  – при ПС (3x6). Кроме того, нами также использовался описанный в литературе прием прерывания роста на стадии завершения выращивания слоев GaAs для выглаживания поверхности. Время выглаживания варьируется в интервале 10÷30 с. Контроль за процессом выглаживания осуществляется путем наблюдения за интенсивностью зеркального рефлекса ДБЭ.

## § 2.2. Характеризация поверхности сканирующей зондовой микроскопией

Принцип работы атомно-силового микроскопа [53] основан на зондировании поверхности образца острой иглой, которая сканирует вдоль плоскости образца. В атомно-силовом микроскопе используются зонды кантилеверного типа. Такой зонд состоит из гибкого кантилевера, острой иглы и подложки. Кантилевер является балкой, один конец которой закреплен, а второй свободен. Острая игла находится на свободном конце кантилевера. Кантилевер закреплен на твердой подложке, которая вставляется в держатель зонда, расположенный на сканере. Острие имеет радиус кривизны менее 10 нм и длину от 3 до 15 мкм.

Важными параметрами кантилевера являются коэффициент упругости (жесткость) и резонансная частота. Величина коэффициента упругости определяется геометрическими размерами и материалом кантилевера и для различных кантилеверов лежит в интервале от 0,01 до 100 Н/м. При этом резонансная частота составляет от 40 до 400 кГц.

Пьезосканер обеспечивает два независимых движения кантилевера: сканирование вдоль поверхности образца (в плоскости X,Y) и перемещение в направлении перпендикулярном к поверхности (по оси Z).

Схема АСМ изображена на рисунке 2.2.

В приборе использована оптическая схема регистрации отклонений кантилевера, имеющая оптическую следящую систему. Регистрирующая система позволяет определять угловое отклонение кантилевера с разрешением менее 0,1", что обеспечивает разрешение по вертикали 0,05 нм. Регистрирующая система состоит из источника излучения, позиционно-чувствительного фотоприемника и оптической системы. Источником излучения является полупроводниковый лазер,  $\lambda=670$  нм,  $P = 0,9$  мВт. Позиционно-чувствительным фотоприемником является четырех секционный фото

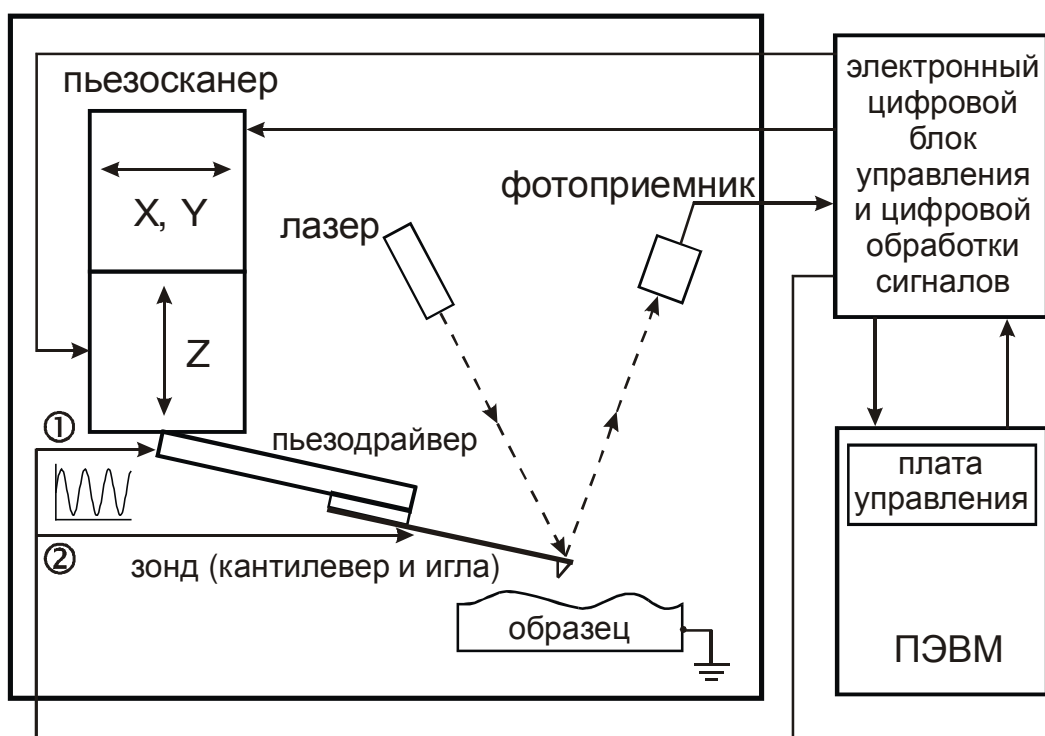


Рисунок 2.2. Схема атомно-силового микроскопа [54].

1. Подача возбуждающего напряжения на пьезодрайвер в режиме полуконтактной микроскопии.
2. Подача возбуждающего напряжения на проводящий кантилевер в режиме емкостной микроскопии.

диод. Оптическая система состоит из фокусирующего объектива, двух зеркал, зеркальной поверхности кантилевера, линзы. Отклонение кантилевера вызывает перемещение лазерного пятна относительно сегментов фотодиода, что вызывает изменение электрических сигналов, поступающих с этих сегментов.

### 2.2.1. Полуконтактная топография

Полуконтактная топография, называемая также прерывисто-контактной атомно-силовой микроскопией, – измерение топографии поверхности в полуконтактном режиме на основе вибрационной методики [55, 56].

В режиме полуконтактной микроскопии сканирование производится кантилевером, колеблющимся около поверхности образца. Особенность состоит в том, что колеблющееся острие находится настолько близко к поверхности, что оно слегка «стучит» по поверхности образца при сканировании, контактируя с поверхностью в нижней части своего размаха. При этом большую часть периода колебаний кантилевер не касается поверхности и вообще относительно слабо взаимодействует с образцом. И только при сближении иглы с поверхностью вплоть до попадания в область отталкивающего потенциала взаимодействие резко усиливается, и при этом соударении кантилевер теряет избыток энергии, накопленный за остальную часть периода.

Кантилевер колеблется в вертикальном направлении на своей резонансной частоте или вблизи ее. Кантилевер является резонансной системой с большой добротностью и достаточно высокой резонансной частотой, обычно более 100 кГц. Амплитуда колебаний кантилевера имеет обычно величину в интервале примерно от 1 нм до 100 нм. В полуконтактном режиме амплитуда колебаний острия кантилевера используется в качестве параметра, характеризующего взаимодействия острия с поверхностью. Работа микроскопа в режиме поддержания постоянной амплитуды ко-



лебаний острия кантилевера является основой для измерения топографии поверхности.

На пьезодрайвер подается переменное напряжение для возбуждения колебаний кантилевера, при этом сначала острие на всем периоде колебаний находится вне контакта с поверхностью, при этом амплитуда колебаний  $A_0$ . Затем зонд плавно опускают, стремясь незначительно уменьшить амплитуду колебаний  $A_{SP} < A_0$ . После этого происходит сканирование, при этом изменением высоты зонда  $Z$  при неизменном уровне возбуждения поддерживается постоянная величина амплитуды колебаний кантилевера  $A_{SP}$ , которая в этом случае является параметром взаимодействия острия и поверхности. Это обеспечивается посредством поддержания системы обратной связи заданного уровня сигнала.

В числе общих преимуществ отдельных вибрационных методов по сравнению с контактной микроскопией можно назвать:

уменьшение сил взаимодействия, в частности, боковых, между зондом и поверхностью;

использование резонансных свойств системы, что позволяет существенно повысить чувствительность по сравнению со статическим измерением;

уменьшение величины шумов с частотной зависимостью  $1/f$  (где  $f$  - частота) за счет переноса спектра сигнала в область высоких частот.

### 2.2.2. Сканирующая емкостная микроскопия

Сканирующая емкостная микроскопия – получение распределения локальной поверхностной электрической емкости в системе проводящий образец - проводящее острие [57, 58].

Если кантилевер и образец изготовлены из проводящего электричество материала, то прикладывая между ними постоянное  $U_0$  и переменное  $U_1 \cdot \sin(\omega t)$  напряжение можно инициировать силу взаимодействия, которую в свою очередь можно регистрировать. Пусть электрическая емкость системы кантилевер – образец равна  $C$ , тогда электрическая энергия, запасенная в конденсаторе, будет равна  $E = \frac{C \cdot U^2}{2}$ . При

этом сила, которая будет действовать на кантилевер, равна:  $F_z = \frac{\partial E}{\partial Z} = -\frac{1}{2} \cdot U^2 \cdot \frac{\partial C}{\partial Z}$ .

Полное напряжение между образцом и кантилевером равно  $U = (U_0 - \varphi(x, y)) + U_1 \cdot \sin(\omega t)$ , где  $\varphi(x, y)$  – величина поверхностного потенциала. Распишем электродинамическую силу, действующую между образцом и кантилевером:

$$F_z = -\left[ \frac{1}{2} \cdot \left( (U_0 - \varphi(x, y))^2 + \frac{1}{2} \cdot U_1^2 \right) + (U_0 - \varphi(x, y)) \cdot U_1 \cdot \sin(\omega t) - \frac{1}{4} \cdot U_1^2 \cdot \cos(2\omega t) \right] \cdot \frac{\partial C}{\partial Z}.$$

Видно, что сила на удвоенной частоте возбуждающего сигнала равна

$$F_z = \frac{1}{4} \cdot U_1^2 \cdot \cos(2\omega t) \cdot \frac{\partial C}{\partial Z},$$

т.е. сила изменяется только из-за изменения производной  $\frac{\partial C}{\partial Z}$ .

Емкость системы кантилевер – образец  $C$  складывается из двух емкостей, включенных последовательно – емкости зазора кантилевер – поверхность  $C_z$  и собственно локальной поверхностной емкости образца  $C_{x,y}$  и равна соответственно

$$C = \frac{C_z \cdot C_{x,y}}{C_z + C_{x,y}}.$$

В приближении плоского конденсатора  $C_z \sim \frac{1}{Z}$  и выражение для силы можно пе-

реписать так  $F_z(x, y) = \frac{1}{4} \cdot U_1^2 \cdot \cos(2\omega t) \cdot \frac{C_{x,y}^2}{Z \cdot C_z \cdot \left(1 + \frac{C_{x,y}}{C_z}\right)^2}$ , причем  $C_z \cdot Z \sim const$ , и если

$C_z$  порядка или больше  $C_{x,y}$ , изменение силы при сканировании будет определяться в основном изменением локальной поверхностной емкости образца.

Локальная емкость измеряется с использованием двухпроходной методики. При этом во время первого прохода зонда осуществляется измерение топографии поверхности, а во время второго прохода, когда измеряется емкостной сигнал, зонд движется над поверхностью по уже измеренной траектории на постоянной высоте  $Z$ . При этом колебания зонда возникают только от переменного напряжения  $U_1 \cdot \sin(\omega t)$ , прикладываемого между кантилевером и образцом, механического источника колебаний от пьезодрайвера нет. Сила регистрируется с максимальной чувствительностью, если удвоенная частота возбуждаемого сигнала равна резонансной частоте кантилевера  $2\omega = \omega_R$ .

### 2.2.3. Анализ представления поверхности, полученного сканирующей микроскопией

Существует ряд параметров, характеризующих рельеф шероховатой поверхности. Рассмотрим наиболее часто используемые параметры [59].

АСМ-изображение рельефа (топологии) поверхности, т.е. распределения высот, можно описать математически  $h = h(\mathbf{r})$ , где  $h$  – высота в общем случае шероховатой поверхности относительно некой (reference) идеально плоской базовой поверхности, и  $\mathbf{r}$  – вектор, определяющий положение точки на базовой плоскости, над которой измеряется высота. Мы предполагаем, что  $h$  – однозначная функция от  $\mathbf{r}$ , другими словами, на поверхности нет «свесов». Базовая поверхность обычно выбирается таким образом, что средняя высота шероховатой поверхности равна нулю:

$$\langle h(\mathbf{r}) \rangle = 0,$$

где  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по поверхности.

Исходя из этих предположений для шероховатой поверхности можно рассчитать следующие статистические характеристики:

Перепад высот – определяет величину разницы между максимальным и минимальным значением координаты  $h$  на поверхности в пределах анализируемой области:  $R_{max} = h_{max} - h_{min}$ .

Среднее значение шероховатости поверхности образца в пределах анализируемой области  $s = \langle |h(\mathbf{r})| \rangle$ .

Среднеквадратичное отклонение координаты на поверхности образца

$$w = \sqrt{\langle (h(\mathbf{r}))^2 \rangle}.$$

Приведенные величины – интегральные, и не дают представления о распределении рельефа поверхности вдоль базовой плоскости, в частности о размере шероховатости. Так же ничего нельзя сказать о закономерностях в распределении рельефа поверхности вдоль базовой плоскости, о наличии или отсутствии анизотропии, упорядоченной или периодической структуры.

Одним из методов, направленных на поиск закономерностей в распределении рельефа поверхности вдоль базовой плоскости, является корреляционный анализ. В рамках этого метода для характеристики шероховатой поверхности обычно применяется автокорреляционная функция, в приближении статистически однородной поверхности записываемая как  $G(\rho) = \langle h(r) * h(r + \rho) \rangle$ , причем  $w^2 = G(0)$ .

В нашем случае, когда поверхность задается матрицей чисел  $z_{ij}$ , ( $i = 1 \dots N$ ,  $j = 1 \dots N$ ) процедуру вычисления автокорреляционной функции можно описать так: на первом этапе мы находим среднее значение координаты  $z$  по поверхности образца:

$$\bar{z} = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1, j=1}^N z_{ij},$$

и приводим массив величин к виду с нулевым средним  $h_{ij} = z_{ij} - \bar{z}$ , и

затем вычисляем двумерную автокорреляционную функцию, которая также будет представлять собой матрицу величин, для  $k > 0$ ,  $l > 0$  которую можно записать следующим образом:

$$G_{kl} = \frac{1}{(N-k) \cdot (N-l)} \sum_{i=1}^{N-k} \sum_{j=1}^{N-l} (h_{ij} \cdot h_{i+k, j+l}),$$

$$(k = -N/2 \dots N/2, l = -N/2 \dots N/2).$$

Величина среднеквадратичного отклонения высоты будет равна  $w = \sqrt{G_{0,0}}$ ,

и нормированная (безразмерная) автокорреляционная функция  $R_{kl} = G_{kl} / w^2$

Часто  $R_{kl}$  и называют автокорреляционной функцией (или автокорреляционным коэффициентом), а  $G_{kl}$  – автоковариационной функцией.

Кроме этого, для выявления закономерностей в распределении рельефа может применяться структурная функция, а также функция спектральной плотности.

Для истинно случайных шероховатых поверхностей  $G(\rho)$  – изотропная функция, т.е. ее можно записать как  $G(\rho)$ , и монотонно стремится к нулю при росте  $\rho$ . Корреляционной длиной  $\xi$  обычно называют расстояние, на котором автокорреляционная функция уменьшается в  $e$  раз. Форма этого спада зависит от типа случайной поверхности. Типичные автокорреляционные функции, описывающие наиболее распространенные шероховатые поверхности, это функция Гаусса  $R(\rho) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{\xi^2}\right)$

и экспоненциальная функция  $R(\rho) = \exp\left(-\frac{|\rho|}{\xi}\right)$ .

### § 2.3. Методика магнетотранспортных измерений

Магнетотранспортные измерения проводились при температуре жидкого гелия в полях до 2 Тл (рис.2.3). Исследуемый образец опускался на специальном держателе в дьюар с жидким гелием. На этом же держателе располагается сверхпроводящая катушка электромагнита. Для питания обмотки электромагнита использовался источник тока, управляемый напряжением. Магнитное поле было прокалибровано по управляющему напряжению. Развертка по магнитному полю осуществлялась генератором пилообразного напряжения.

Эксперименты проводились на L-образных холловских мостиках (рис.2.4), изготовленных методом оптической фотолитографии и жидкостного травления. Ширина мостиков  $W$  составляла 50 мкм, длина  $L = 100$  мкм. Мостики были ориентированы вдоль направлений  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Структура была снабжена планарным барьером Шотки, позволяющим менять концентрацию ДЭГ в широких пределах.

Измерения велись на частоте переменного тока 777 Гц. Генератор переменного напряжения и токозадающий резистор  $R = 1$  МОм, сопротивление которого было много больше сопротивления образца, выступали в качестве источника тока. Напряжение на генераторе  $V_0$  составляло 1 В, а измерительный ток в образце  $I_0 = V_0/R$  равнялся  $10^{-6}$  А. При температуре 4.2 К для такой величины измерительного тока разогрев ДЭГ в исследуемых образцах не проявлялся. Для регистрации напряжений использовался синхронный нановольтметр.

Сигнал с генератора пилообразного напряжения, определяющий магнитное поле, и сигнал с выхода синхронного нановольтметра подавались на плату АЦП, получаемые массивы данных сохранялись и обрабатывались на ПЭВМ.

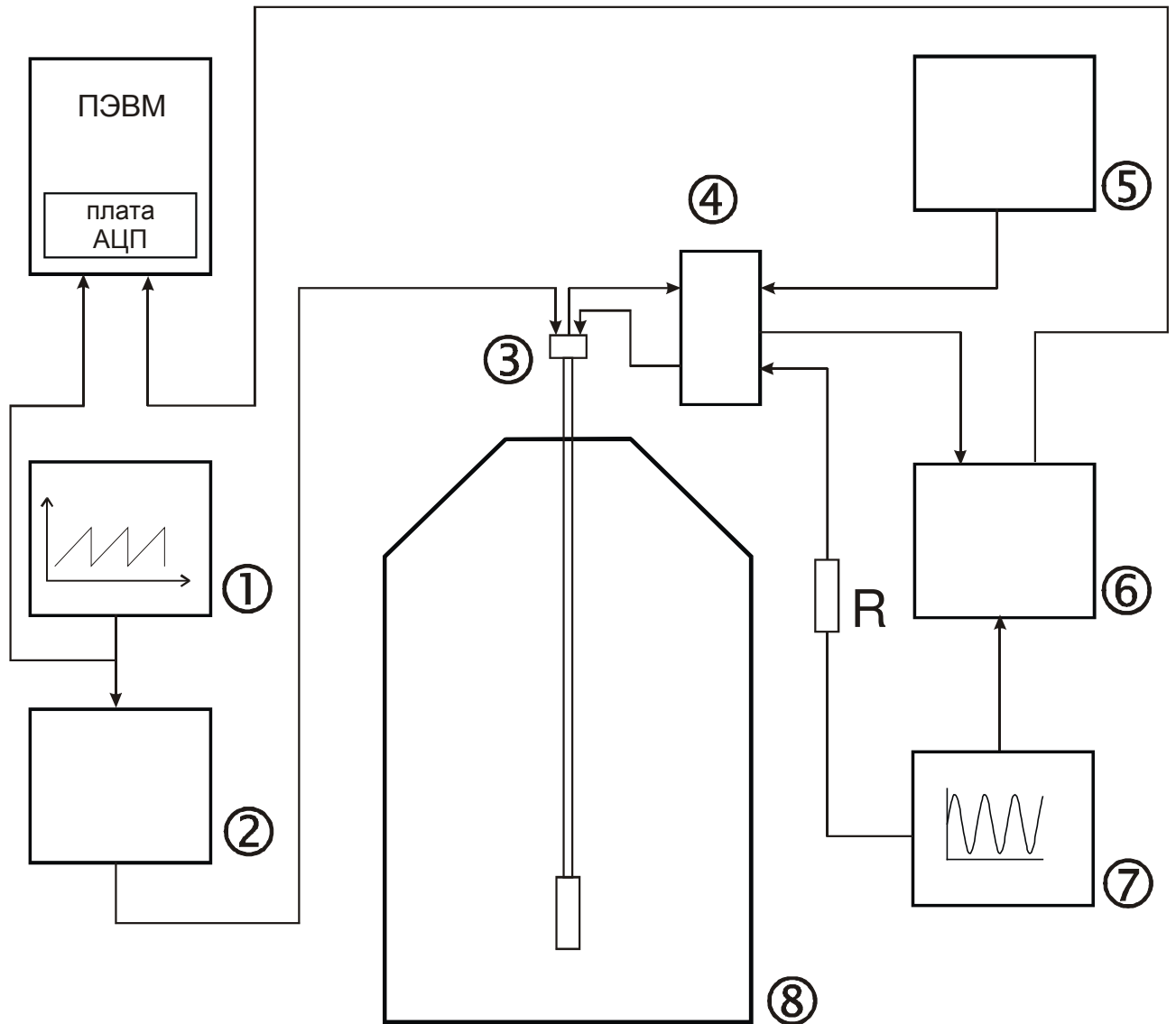


Рисунок 2.3. Блок-схема магнетотранспортных измерений.

1. Генератор пилообразного напряжения.
2. Источник тока для питания обмотки сверхпроводящего магнита.
3. Держатель образца.
4. Коммутатор.
5. Источник напряжения для управления затвором.
6. Синхронный нановольтметр.
7. Задающий генератор переменного напряжения.
8. Гелиевый дьюар.



Величины продольного и поперечного сопротивлений определялись по формулам:  $R_{yy} = V_{12}/I_0$ ;  $R_{xx} = V_{34}/I_0$ ;  $R_{yx} = V_{18}/I_0$ ;  $R_{xy} = V_{45}/I_0$ , где  $V_{ij}$  – напряжение, снимаемое с соответствующей пары омических контактов. Величина концентрации ДЭГ изменялась подсветкой образца красным светодиодом или подачей постоянного напряжения на затвор в диапазоне от 0.5 В до –2 В. Концентрация  $n_s$  и подвижности  $\mu_{xx}$  и  $\mu_{yy}$  определялись из измеренных удельных сопротивлений в нулевом магнитном поле  $\rho_{xx} = R_{xx}/2$ ,  $\rho_{yy} = R_{yy}/2$  и холловских сопротивлений  $\rho_{yx} = \rho_{xy} = R_{yx} = R_{xy}$  в поле  $B = 1$  Тл, используя соотношения:  $n_s = [ |e| (d\rho_{yx}/dB) ]^{-1} = (I_0/|e|) / (dV_{xy}/dB)$ ,  $\mu_{xx} = 1/|e|n_s\rho_{xx} = (I_0/|e|) / (n_s V_{xx} W/L)$  и  $\mu_{yy} = 1/|e|n_s\rho_{yy} = (I_0/|e|) / (n_s V_{yy} W/L)$ .

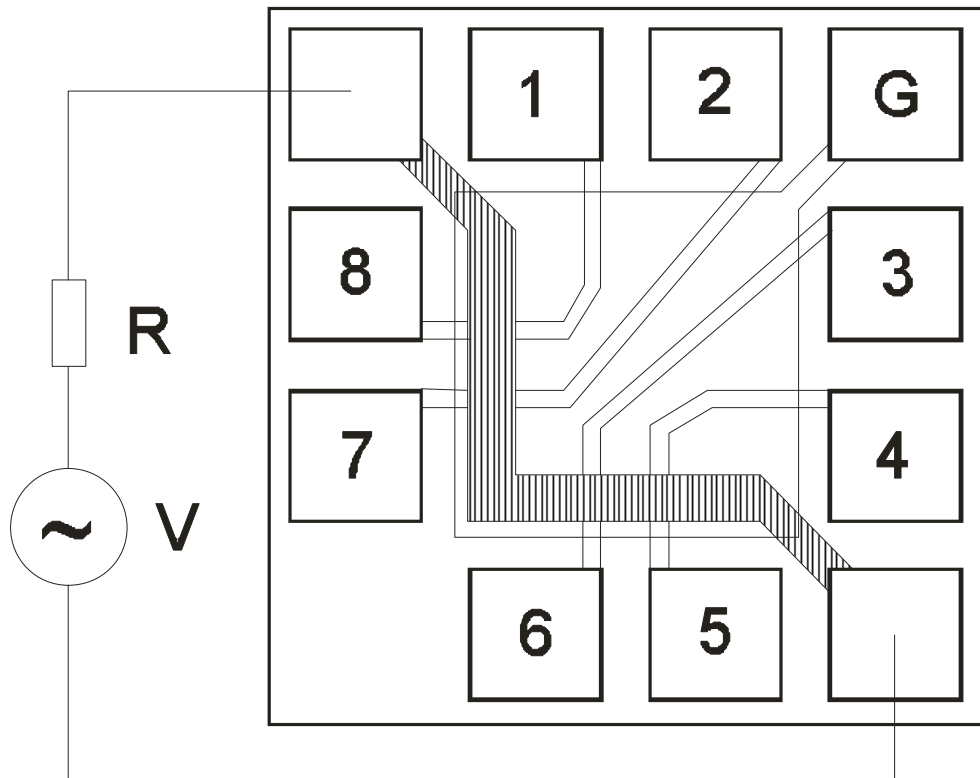


Рисунок 2.4. Схема топологии измерительных мостиков.

G – Планарный затвор.

1÷8 – Контактные площадки.

R – Токозадающий резистор.

V – Генератор переменного напряжения.

### Глава 3. Влияние условий роста на морфологию поверхности исследуемых структур

#### § 3.1. Морфология поверхности образцов

Многослойные структуры, исследуемые в данной работе, выращивались методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентацией (100).

Подложками для этих слоевых структур служили монокристаллические пластины GaAs со следующими характеристиками:

Метод получения: Чохральского с жидкостной герметизацией расплава.

Легирующая примесь: нелегированный.

Удельное сопротивление, Ом•м:  $(0,7 \div 1,3) \cdot 10^6$ .

Подвижность носителей заряда,  $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ :  $0,642 \div 0,590$ .

Плотность дислокаций,  $\text{м}^{-2}$ :  $(6,7-7,4) \cdot 10^8$ .

Кристаллографическая ориентация:  $(100) \pm 0,5^\circ$ .

Диаметр, мм:  $50,8 \pm 0,3$ .

Толщина, мкм:  $400 \pm 15$ .

Обработка поверхности: двухсторонняя химико-механическая полировка с финишным травлением.

Использовались подложки, полностью подготовленные в промышленных условиях для эпитаксии и упакованные в специальную упаковку (epi-ready). Эта тара включает в себя специальный контейнер для подложки, исключающий контакт поверхности, подготовленной для роста, с любыми другими частями упаковки, затем вакуумную оболочку и, наконец, оболочку, заполненную инертным газом. Такая конструкция позволяет избежать контакта подложки с атмосферой воздуха, что предотвращает неконтролируемое окисление подложки и, соответственно, ее деградацию.

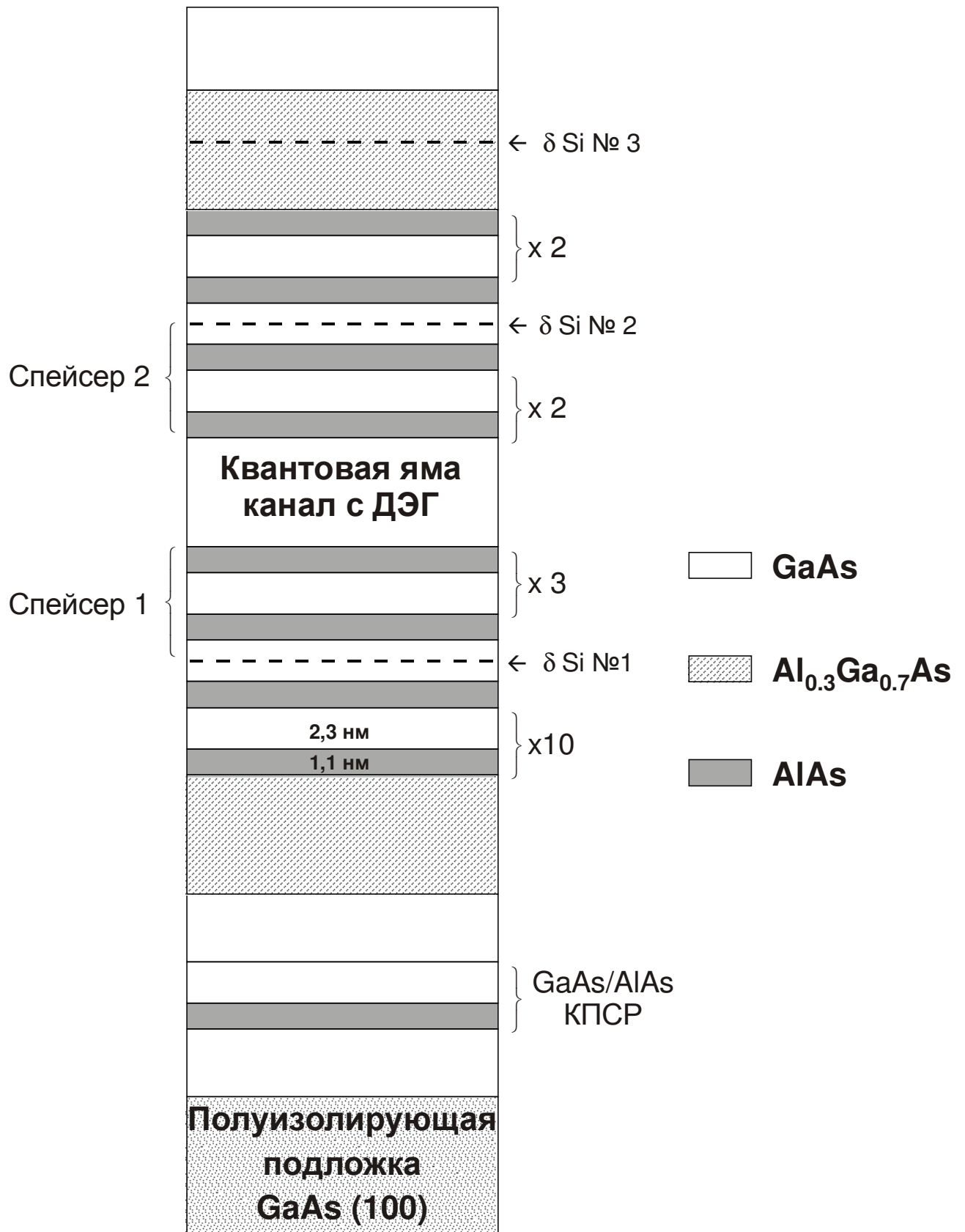


Рисунок 3.1. Схематический разрез многослойной структуры.

Разрез многослойной структуры приведен на рисунке 3.1. После слёта окисла на подложке выращивается выглаживающий слой GaAs. Затем КПСР AlAs/GaAs, выращивание которой преследует несколько целей: дальнейшее выглаживание ростовой поверхности, создание высокоомного буфера, отсекающего последующие слои от подложки, а также захват примесей, сегрегирующих из подложки. Далее выращивался буфер GaAs и слой  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  толщиной 0,2 мкм. После этого выращивалась КПСР AlAs/GaAs, выступающая в качестве «нижней» обкладки квантовой ямы. В слой GaAs этой сверхрешетки за три периода до квантовой ямы вставлялся первый дельта-слой Si, служащий одним из поставщиков электронов в квантовую яму. Последующие за дельта-слоем слои сверхрешетки выступают в роли спейсера, отделяющего слой легирующей примеси от квантовой ямы. Затем выращивалась собственно квантовая яма – слой GaAs толщиной 10 нм, и короткопериодная сверхрешетка, служащая «верхней» обкладкой квантовой ямы, также с внедренным вторым дельта-слоем Si, служащим другим поставщиком электронов в квантовую яму. Наличие двух дельта-слоев легирующей примеси с обеих сторон квантовой ямы позволяет получить структуру с симметричным видом потенциала, без значительных перекосов, что способствует достижению максимальной концентрацией носителей в квантовой яме. Далее выращивается слой  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  с внедренным третьим дельта-слоем Si, предназначение которого – компенсация поверхностного заряда, неизбежно возникающего на поверхности структуры. И в заключении выращивается слой GaAs, служащий для защиты слоев, содержащих AlAs, от прокисления парами воды и кислородом воздуха, и облегчающий создание омических контактов к структуре.

Выращиваемые структуры состоят из множества слоёв, несущих различные функции, и требующих разных условий роста для достижения требуемых параметров. Из двух основных параметров роста при МЛЭ, – соотношения потоков  $As_4/Ga$  и

температуры подложки, оперативно в процессе роста можно изменять только температуру подложки. Исходя из этого, программа, управляющая процессом роста, была составлена таким образом, чтобы обеспечивать: при росте  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  высокую температуру подложки  $\sim 620^\circ\text{C}$ , что даёт высокое качество тройного раствора, при росте сверхрешетки температуру подложки  $\sim 580^\circ\text{C}$ , что позволяет достичь резких границ раздела  $\text{AlAs}/\text{GaAs}$ , и при росте  $\delta$ -слоёв  $\text{Si}$  и периода сверхрешетки, непосредственно закрывающего этот  $\delta$ -слой, – температуру подложки  $\sim 510^\circ\text{C}$ , что позволяет минимизировать сегрегацию кремния на фронте роста и соответственно, формировать  $\delta$ -слой с максимально резким распределением примеси по направлению роста.

У нас остался один независимый параметр роста – соотношение потоков  $\text{As}_4/\text{Ga}$ , либо, учитывая постоянство скорости роста, а соответственно, и потока галлия, то этим параметром, который мы могли менять от структуры к структуре, являлось давление в потоке мышьяка. Исходя из этого, нами была выращена серия структур, отличающихся друг от друга давлением в потоке мышьяка.

С выращенных структур была определена двумерная картина рельефа поверхности при помощи АСМ. Выяснилось, что структуры, в зависимости от рельефа поверхности, можно разбить на три типа: «условно гладкая» – №721, «умеренно шероховатая» – №722, «сильно корругированная» – №764.

«Условно гладкая» структура была выращена при давлении в потоке мышьяка равном  $1,1 \cdot 10^{-3}$  Па. На этой, максимально гладкой структуре, полученной в ходе наших экспериментов, были получены следующие интегральные характеристики рельефа поверхности: максимальный разброс высот по участку поверхности 2,3 нм, среднеквадратичное отклонение высоты 0,25 нм. Характерный вид поверхности приведён на рисунке 3.2.

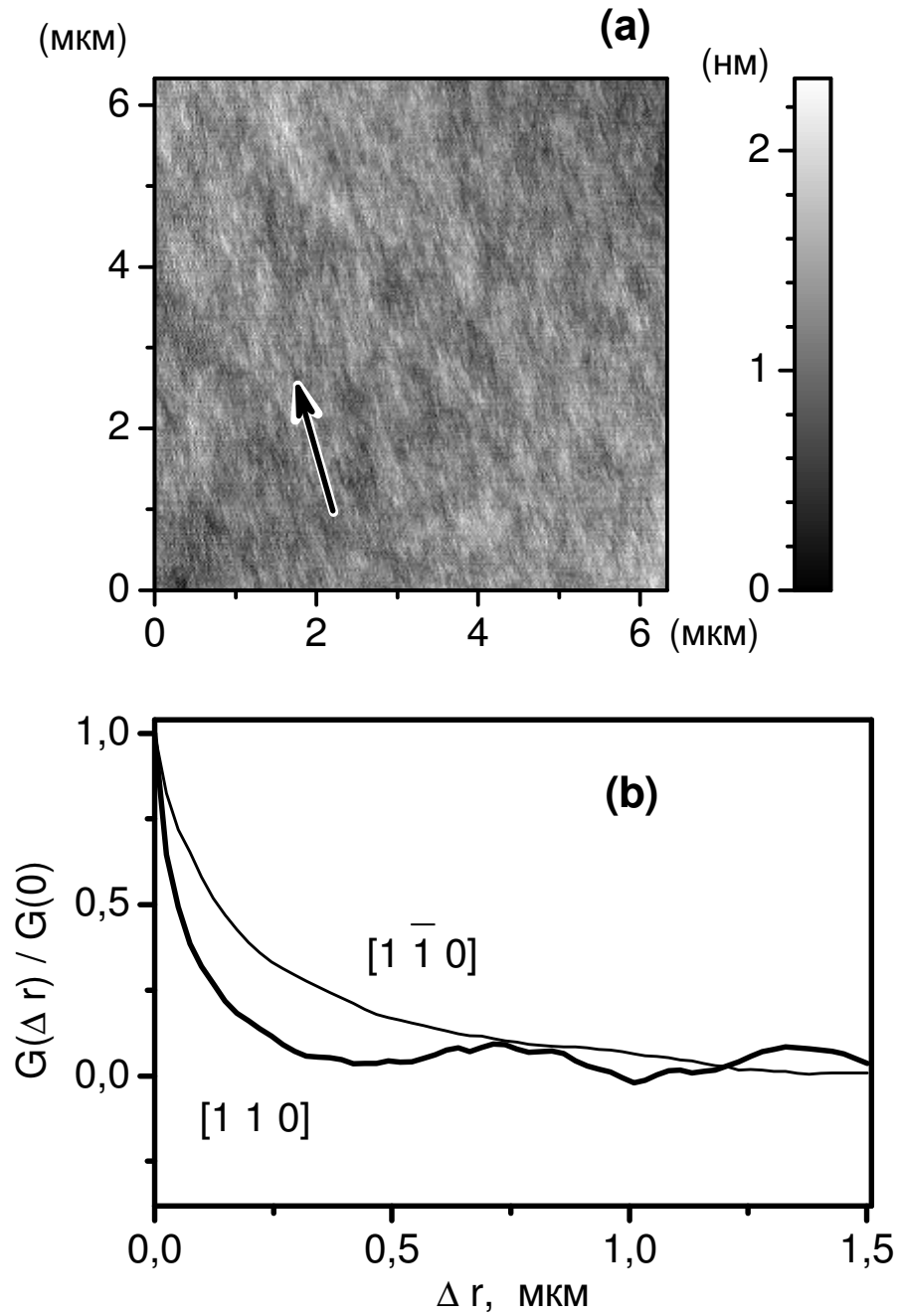


Рисунок. 3.2. (а) – АСМ вид поверхности «условно гладкой» структуры.

Стрелкой показано направление  $[110]$ .

(б) – нормированные автокорреляционные функции в направлении  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ .

На первый взгляд поверхность выглядит достаточно хаотичной. Вычисление автокорреляционной функции позволяет обнаружить заметную анизотропию в морфологии поверхности структуры. Корреляционная длина в направлении  $[1\bar{1}0]$  составляет 0,21 мкм, в направлении  $[110]$  – 0,08 мкм, и соотношение корреляционных длин равно 2,63. Кроме этого, в направлении  $[110]$  заметна периодическая составляющая автокорреляционной функции.

Рассмотрим теперь другую, «умеренно шероховатую» структуру, выращенную при давлении в потоке мышьяка равном  $9,3 \cdot 10^{-4}$  Па. При проведении АСМ исследований были получены следующие интегральные характеристики рельефа поверхности: максимальный разброс высот по участку поверхности 9,75 нм, среднеквадратичное отклонение высоты 0,94 нм. Характерный вид поверхности приведён на рисунке 3.3.

Данная поверхность имеет хорошо выраженную «волнистую» структуру. Корреляционная длина в направлении  $[1\bar{1}0]$  составляет 0,44 мкм, в направлении  $[110]$  – 0,1 мкм, что свидетельствует о сильно выраженной анизотропии рельефа поверхности с соотношением корреляционных длин равным 4,4. Также в направлении  $[110]$  достаточно хорошо выражена осциллирующая составляющая автокорреляционной функции.



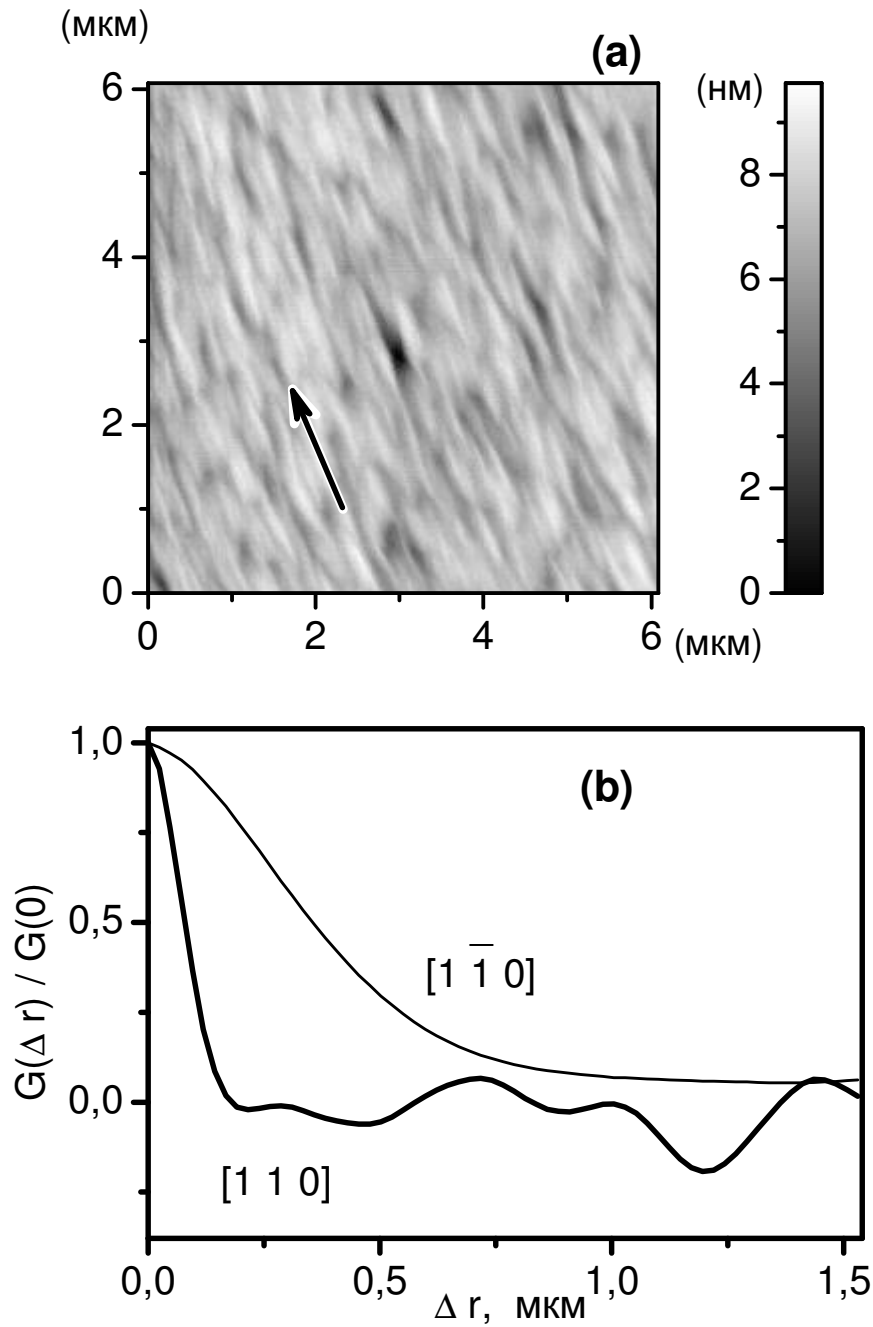


Рисунок. 3.3. (а) – АСМ вид поверхности «умеренно шероховатой» структуры.

Стрелкой показано направление  $[110]$ .

(b) – нормированные автокорреляционные функции в направлении  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ .

Наконец рассмотрим третью, «сильно корругированную» структуру, выращенную при давлении в потоке мышьяка равном  $4,0 \cdot 10^{-4}$  Па. При проведении АСМ исследований были получены распределения рельефа поверхности со следующими интегральными статистическими характеристиками: максимальный разброс высот по участку поверхности 25,7 нм, среднеквадратичное отклонение высоты 2,8 нм. Характерный вид поверхности приведён на рисунке 3.4.

Рельеф данной поверхности представляет собой систему «холмов» и «впадин». Корреляционная длина в направлении  $[1\bar{1}0]$  составляет 0,57 мкм, в направлении  $[110]$  – 0,14 мкм, что также свидетельствует о сильно выраженной анизотропии рельефа поверхности с соотношением корреляционных длин равным 4,1. В направлении  $[110]$  после экспоненциального спада отчетливо видна периодическая компонента автокорреляционной функции с периодом  $\sim 0,8$  мкм. В поведении автокорреляционной функции в направлении  $[1\bar{1}0]$  тоже можно выделить периодическую составляющую, но значительно более слабо выраженную.

Таким образом, наблюдается зависимость величины среднеквадратичного отклонения высоты поверхности, корреляционной длины и величины анизотропии рельефа от давления в потоке мышьяка при росте структуры. При уменьшении давления мышьяка наблюдается как увеличение амплитуды и корреляционной длины, так и степени анизотропии рельефа поверхности структуры. Подобная зависимость шероховатости и анизотропии рельефа поверхности (100) арсенида галлия от потока мышьяка отмечалась в работах [40, 42, 60].

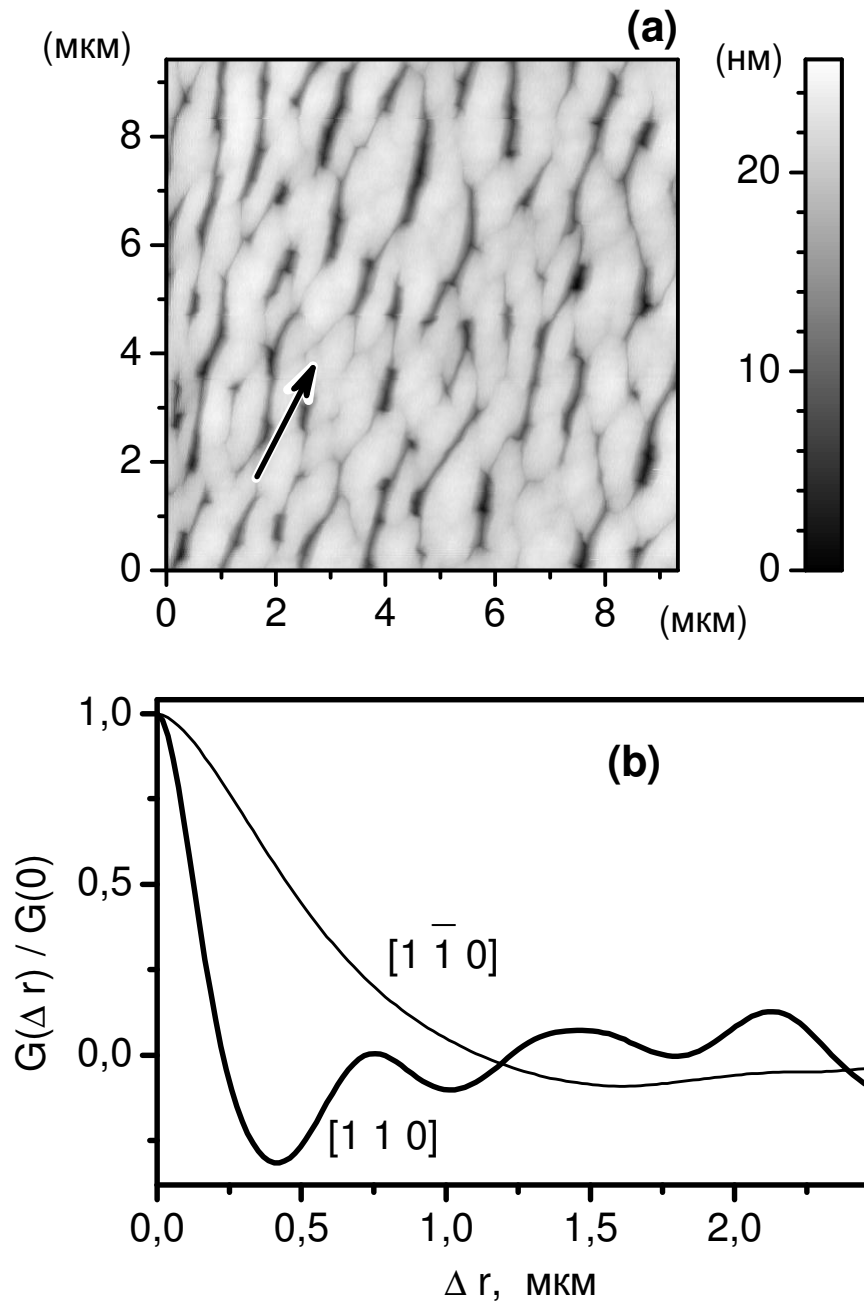


Рисунок. 3.4. (а) – АСМ вид поверхности «сильно корругированной» структуры.

Стрелкой показано направление  $[1\bar{1}0]$ .

(б) – нормированные автокорреляционные функции в направлении  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ .

### § 3.2. Распределение поверхностной локальной ёмкости

Основным предметом исследования в данных структурах является слой с ДЭГ – квантовая яма арсенида галлия, расположенная достаточно глубоко под поверхностью, – на расстоянии равном 110 нм. Участок образца между поверхностью и квантовой ямой с указанной толщиной имеет достаточно сложную структуру, в него входят сверхрешетка AlAs/GaAs, слои AlGaAs и GaAs, и важно было установить, насколько корректно сопоставлять вид рельефа поверхности и электрофизические свойства самой ямы.

Благоприятным фактором в проведении такого сопоставления оказалось то, что атомно-силовой микроскоп имеет также и моду, позволяющая снимать изображение распределения локальной емкости по поверхности образца. При этом используется двухпроходная методика, которая учитывает влияние рельефа поверхности на величину измеряемой локальной емкости. Во время первого прохода зонда осуществляется измерение топографии поверхности, а во время второго прохода, когда измеряется емкостной сигнал, зонд движется над поверхностью по уже измеренной траектории. Использование этой методики позволяет считать, что одной из основных причин изменения локальной емкости является неоднородность концентрации ДЭГ.

Такие исследования были проведены для «сильно корругированной» структуры. Как видно из рисунка 3.5., морфология поверхности и двумерное распределение локальной емкости имеет схожие черты.

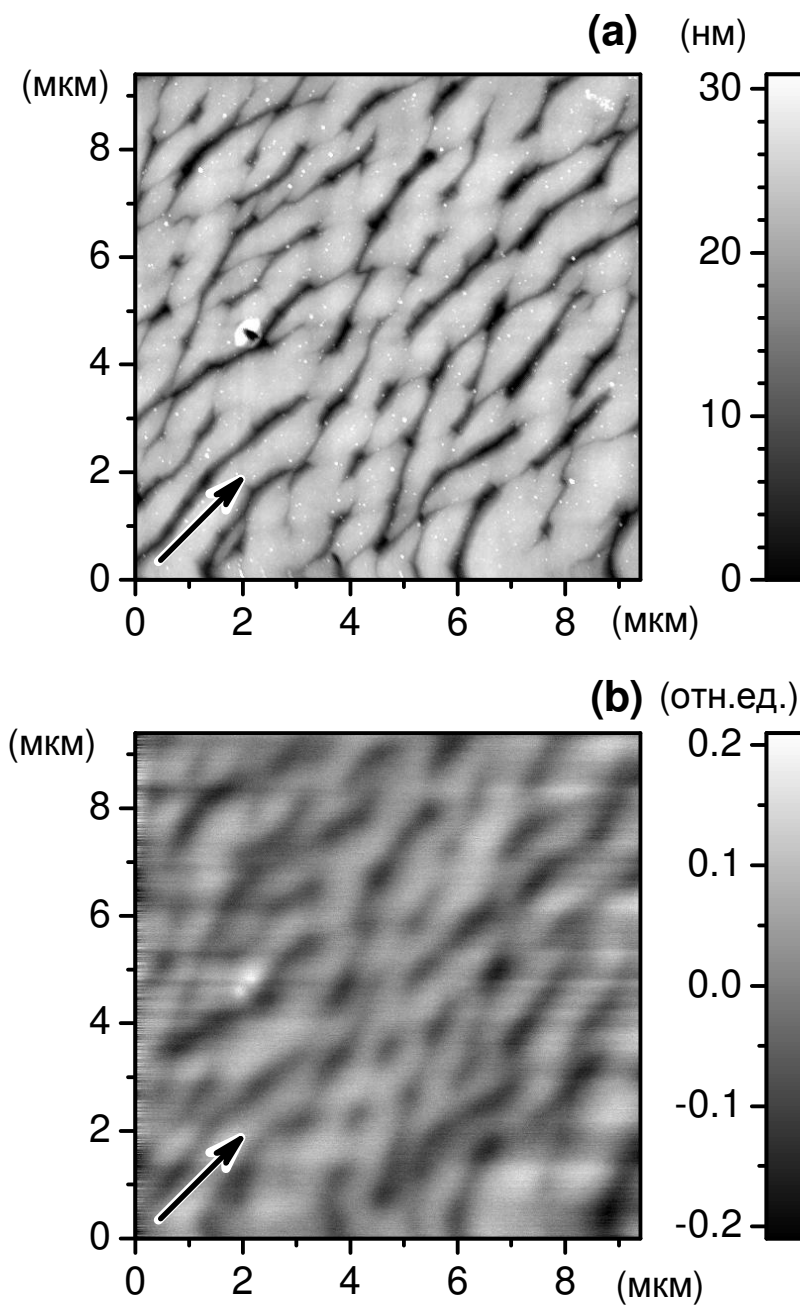


Рисунок. 3.5. (а) – двумерное АСМ-изображение рельефа поверхности «сильно корругированной» МЛЭ структуры.

(б) – двумерное распределение поверхностной локальной емкости «сильно корругированной» МЛЭ структуры.

Стрелкой указано направление [110].

Для более детального рассмотрения степени сходства между рельефом поверхности и распределением поверхностной локальной емкости были сделаны пары таких изображений для малого участка образца размером  $1.5 \times 1.5$  мкм.

Из изометрических (аксонометрических) видов этих изображений, представленных на рисунке 3.6. хорошо видно, что несмотря на общие черты, данные изображения имеют и некоторые различия.

С целью сопоставления рельефа поверхности и распределения поверхностной локальной емкости были рассчитаны автокорреляционные функции для изображений, представленных на рисунке 3.5. Из графиков этих функций, отраженных на рисунке 3.7., видно, что, различаясь в некоторых деталях, данные функции имеют значимые общие черты: выраженную анизотропию в направлениях  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ , и наличие в кристаллографическом направлении  $[110]$  кроме экспоненциального спада ярко выраженной квазипериодической составляющей.

Из изложенного можно предположить, что двумерное распределение поверхностной концентрации ДЭГ в квантовой яме неоднородно и имеет сложную структуру, основные черты которой – анизотропия и присутствие в этом распределении как хаотической, так и для кристаллографического направления  $[110]$  – периодической составляющей.

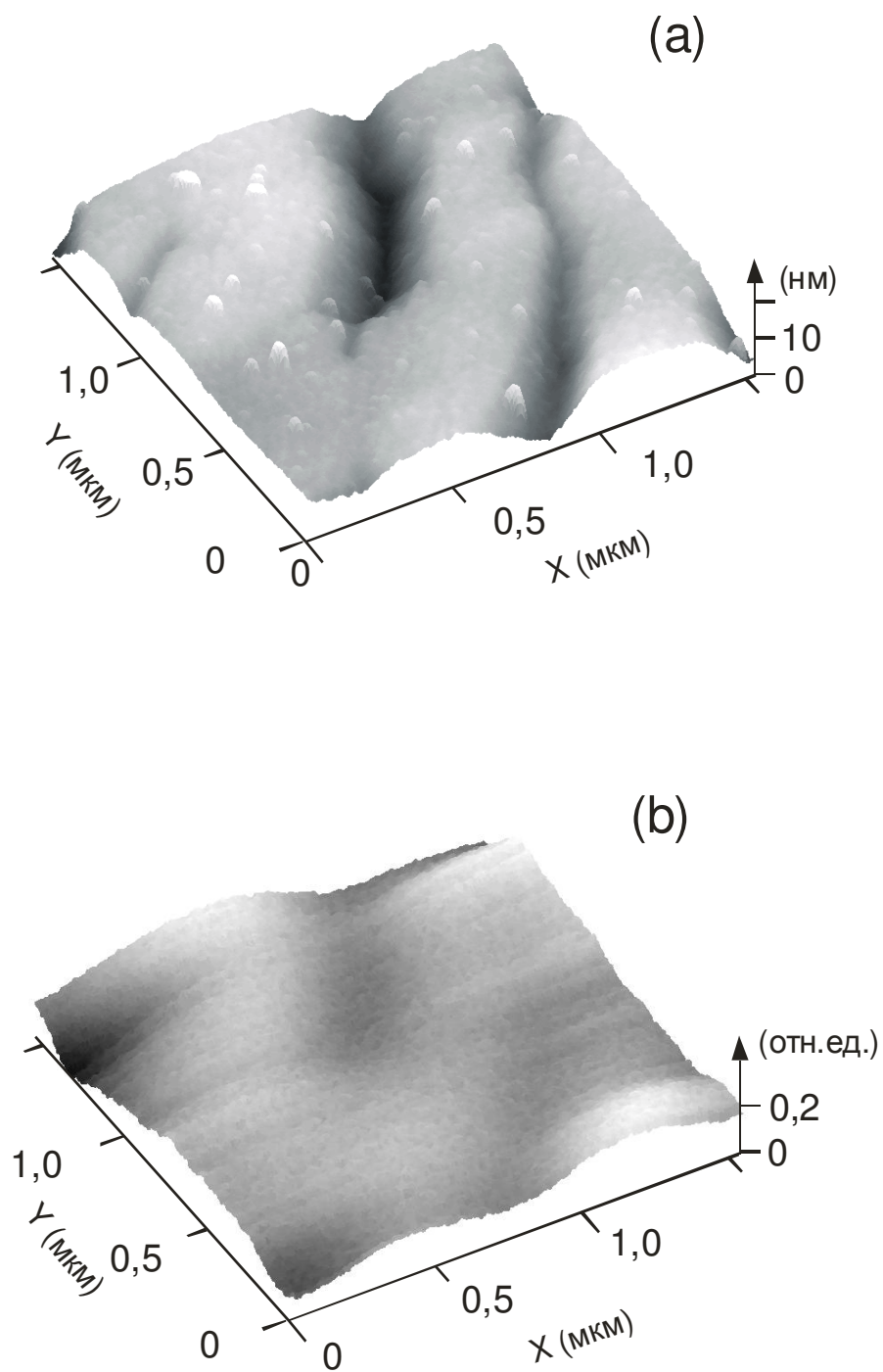


Рисунок 3.6. Изометрические (аксонометрические) виды изображения:

(a) – рельефа поверхности;

(b) – распределения поверхностной локальной емкости.

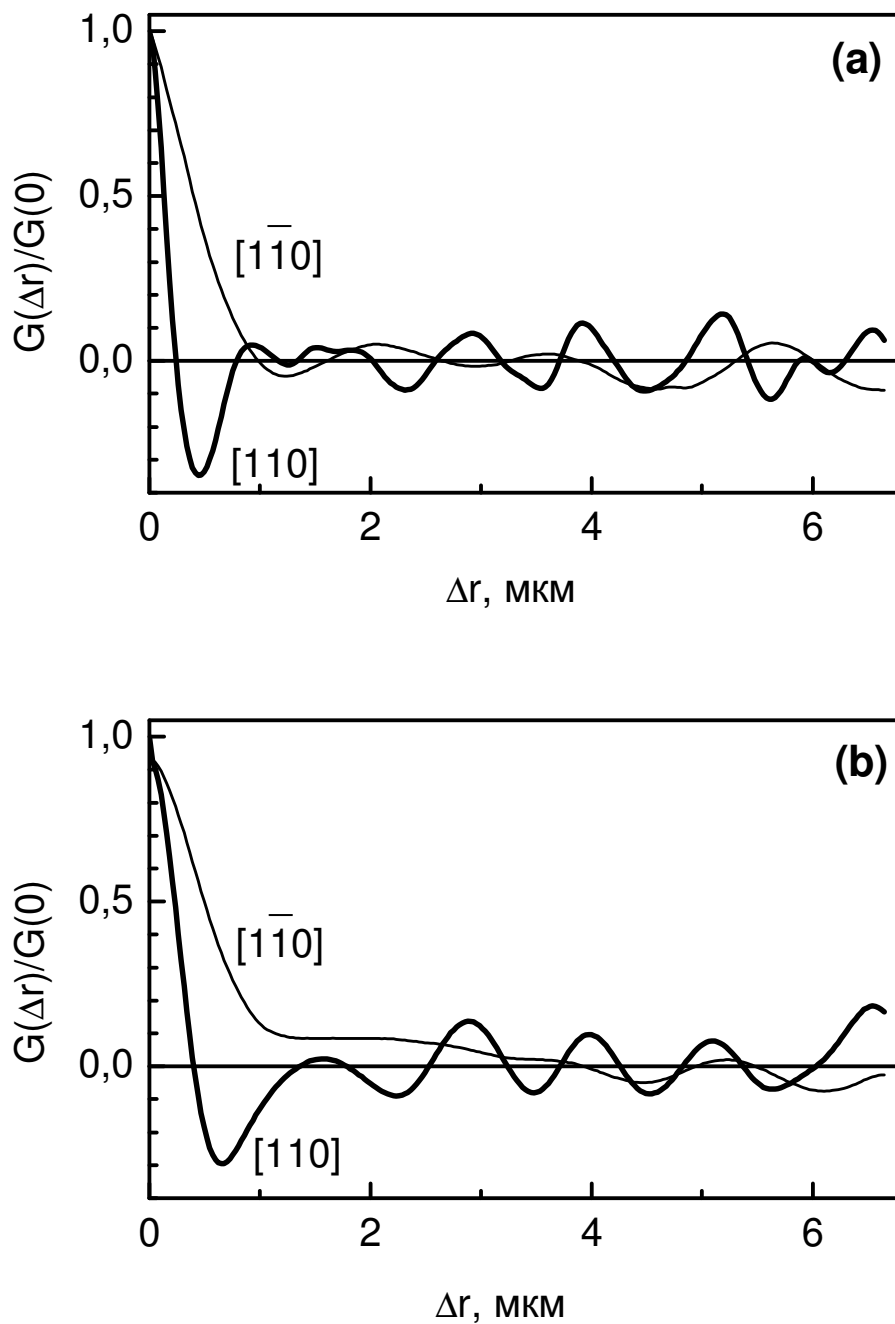


Рисунок 3.7. (a) – автокорреляционные функции рельефа поверхности в двух направлениях.

(b) – автокорреляционные функции двумерного распределения поверхностной локальной емкости в двух направлениях.



## Основные результаты и выводы главы 3.

Для сложных многослойных структур с квантовой ямой, сформированной в барьерах из КПСР, исследована зависимость рельефа поверхности от условий роста. В результате двумерного корреляционного анализа данных рельефа поверхности показано, что уменьшение потока мышьяка приводит к увеличению среднеквадратичной шероховатости поверхности, увеличению корреляционной длины этой шероховатости, увеличению анизотропии рельефа поверхности, а так же к возникновению квазипериодической компоненты шероховатости поверхности в направлении  $[110]$ .

С помощью метода сканирующей емкостной микроскопии было получено двумерное распределение локальной емкости для структуры с наиболее выраженным рельефом. Сопоставление данных о рельефе поверхности и о распределении локальной емкости, а так же сопоставление результатов корреляционного анализа позволило сделать вывод о том, что морфология поверхности и двумерное распределение локальной емкости имеют качественное сходство. Следует отметить сильную анизотропию, проявляющуюся в значительном (в несколько раз) отличии корреляционных длин для направлений  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ , и наличие в кристаллографическом направлении  $[110]$ , кроме обычного экспоненциального спада, ярко выраженной квазипериодической составляющей.

## Глава 4. Магнетотранспортные свойства двумерных электронов в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами

### § 4.1. Анизотропия транспорта двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами.

Одной из основных причин анизотропии транспорта высокоподвижного ДЭГ в селективно-легированных МЛЭ структурах является рассеяние на шероховатостях гетерограниц [61]. Этот механизм наиболее ярко проявляется в GaAs/AlGaAs гетеропереходах, выращенных на высокоиндексных поверхностях GaAs подложек, в которых при увеличении концентрации анизотропное рассеяние носителей заряда, обусловленное рельефом гетерограниц, становится доминирующим [34, 38].

В изучаемых МЛЭ структурах ДЭГ находится в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. X-электроны, возникающие в слоях AlAs короткопериодных AlAs/GaAs сверхрешеточных барьеров, сглаживают рассеивающий потенциал легирующей примеси, что дает возможность без уменьшения подвижности существенно увеличивать степень легирования и соответственно концентрацию ДЭГ в таких МЛЭ структурах по сравнению с GaAs/AlGaAs гетеропереходами [2-4, 19]. Одной из особенностей селективно-легированных GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами оказалась то, что анизотропия транспорта ДЭГ в них проявляется не только при высокой, но и при относительно низкой концентрации ДЭГ [10].

Изучение влияния морфологии на перенос носителей заряда в исследуемых МЛЭ структурах проводилось на L-образных холловских мостиках. Мостики были ориентированы таким образом, чтобы измерительный ток в них протекал вдоль и поперек направления [110], т.е. вдоль и поперек волнообразного рельефа ростовых

поверхностей. На рисунке 4.1а представлены зависимости  $R_{xx}$  и  $R_{yy}$  от величины магнитного поля  $B$  для структуры №721, где  $R_{xx}$  – сопротивление ДЭГ вдоль направления  $[110]$ , а  $R_{yy}$  – сопротивление вдоль направления  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Хорошо видно, что даже на «гладкой» МЛЭ структуре имеется различие в величинах сопротивлений  $R_{xx}$  и  $R_{yy}$ . Как следует из рисунка, магнетополевые зависимости вдоль направлений  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  на этой структуре качественно похожи. При  $T=4,2$  К в полях более 0,7 Тл начинают проявляться осцилляции Шубникова- де Гааза, а вблизи нуля магнитного поля имеется слабое отрицательное МС. Причиной этого отрицательного МС могут быть, как квантовые поправки к проводимости [62, 63], так и квазиклассический транспорт ДЭГ [64].

Зависимости подвижности ДЭГ от концентрации, рассчитанные из величин  $R_{xx}$  и  $R_{yy}$  в нулевом магнитном поле и  $R_{xy}$  при  $B=0,5$  Тл, приведены на рисунке 4.2а. Сверхлинейное увеличение подвижности в области концентраций более  $1,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$  указывает на экранирующее действие  $X$  – электронов, возникающих в сверхрешеточных барьерах. Кроме того, во всем исследуемом диапазоне концентраций наблюдается небольшая анизотропия подвижности.

Подвижности  $\mu_{xx}$  и  $\mu_{yy}$  можно разложить на компоненты, определяемые изотропным и анизотропным рассеянием ДЭГ [38]. В этом случае:  $1/\mu_{xx} = 1/\mu^{is} + 1/\mu_{xx}^{an}$ , и  $1/\mu_{yy} = 1/\mu^{is} + 1/\mu_{yy}^{an}$ , где  $\mu^{is}$  – изотропная компонента подвижности, а  $\mu_{xx}^{an}$  и  $\mu_{yy}^{an}$  – анизотропные компоненты подвижности в разных направлениях. В рамках такого рассмотрения разность  $1/\mu_{xx} - 1/\mu_{yy} = 1/\mu_{xx}^{an} - 1/\mu_{yy}^{an} = 1/\mu_a$  будет определяться только лишь анизотропными механизмами рассеяния ДЭГ. Зависимость  $\mu_a = \mu_{xx} \cdot \mu_{yy} / (\mu_{yy} - \mu_{xx})$  от концентрации приведена на рис.4.2б. Видно, что  $\mu_a$  растет с увеличением концентрации. Это означает, что вклад механизма рассеяния, приводящего к анизотропии подвижности, с ростом концентрации уменьшается.

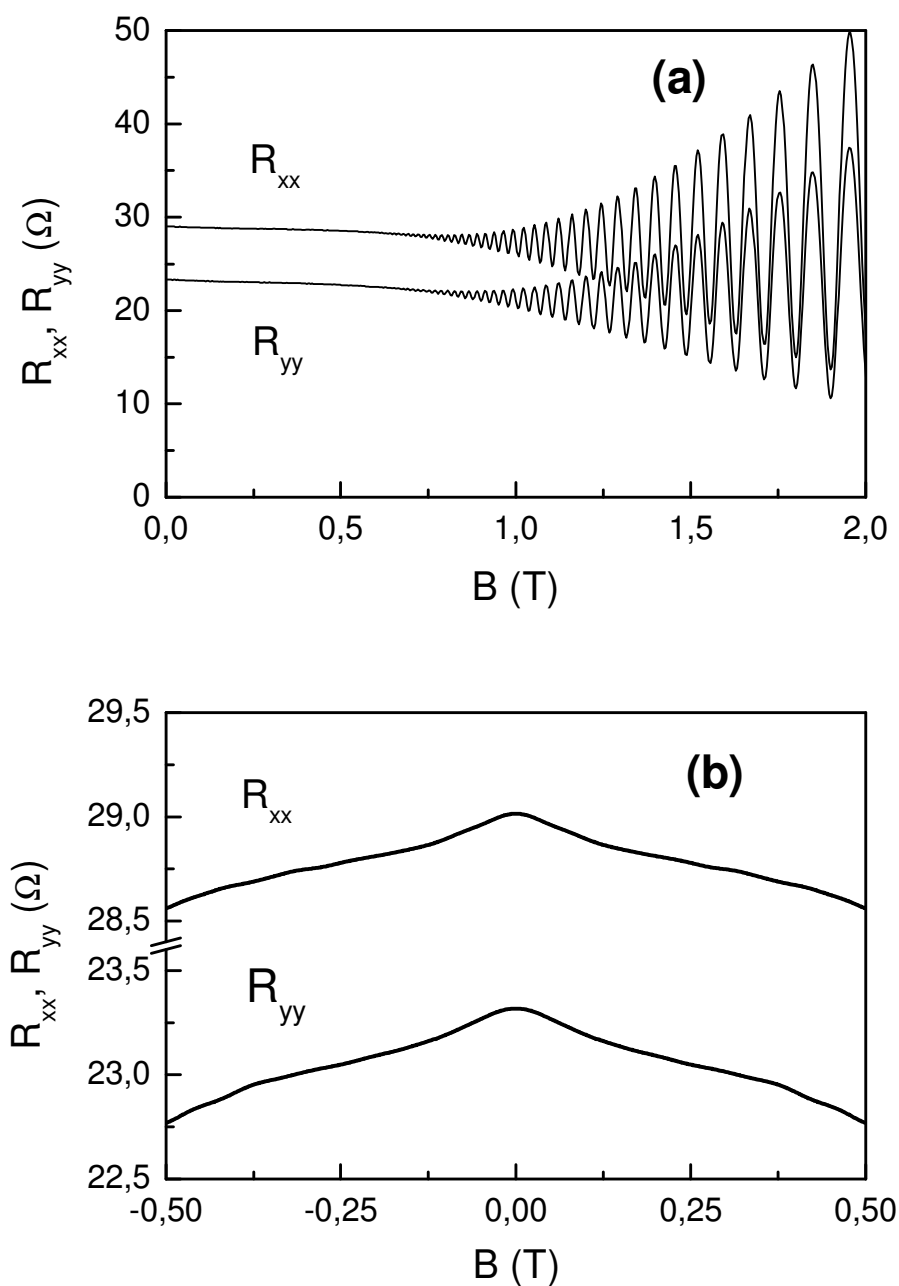


Рисунок 4.1. (а) МС ДЭГ для «гладкой» МЛЭ структуры при  $T=4,2$  К в перпендикулярном магнитном поле до 2 Тл. (б) МС ДЭГ вблизи нуля магнитного поля.

$R_{xx}$  – МС ДЭГ в направлении  $[110]$  и  $R_{yy}$  – в направлении  $[1\bar{1}0]$ .

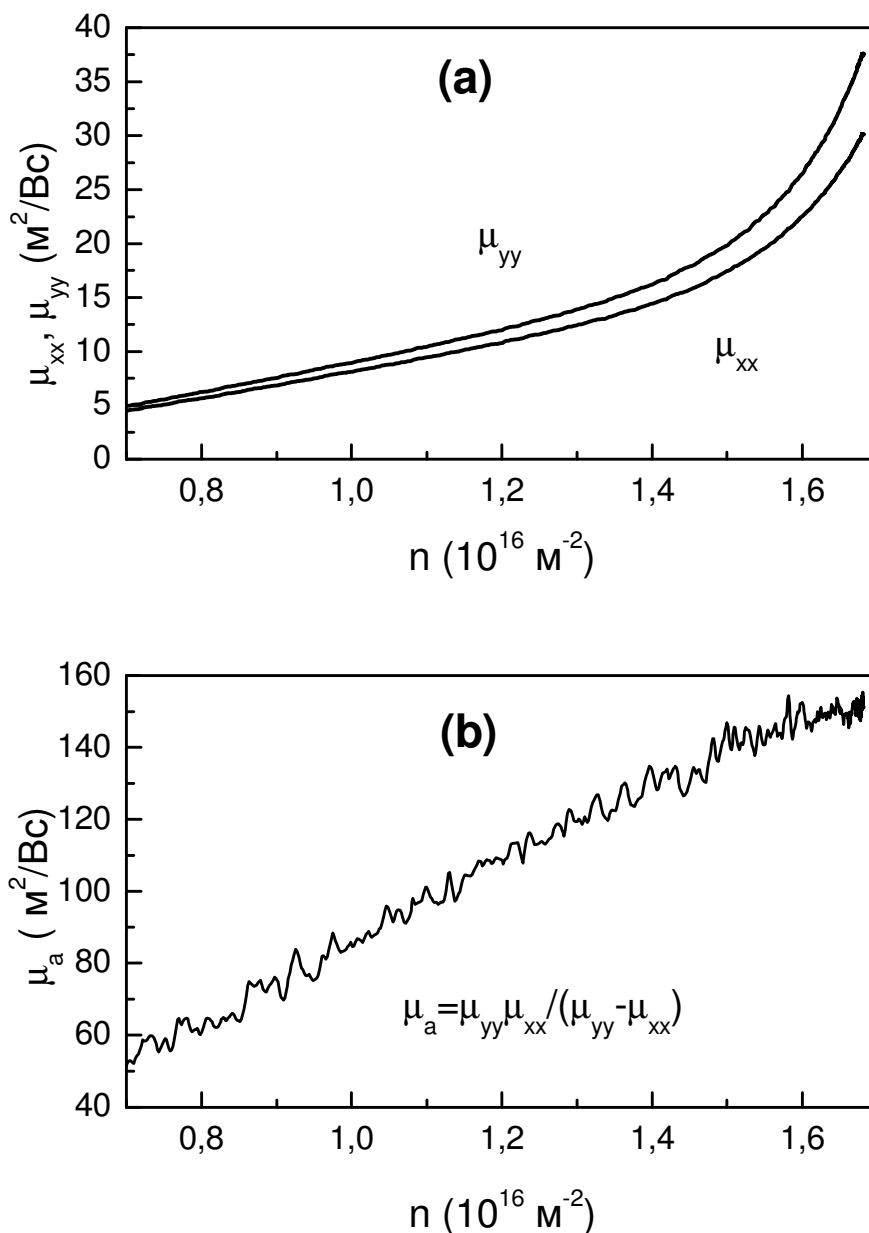


Рисунок 4.2. (а) Зависимости  $\mu_{xx}(n)$  и  $\mu_{yy}(n)$  для «гладкой» МЛЭ структуры. (б) Зависимость анизотропной компоненты подвижности ДЭГ от концентрации.

$\mu_{xx}$  – подвижность ДЭГ в направлении  $[110]$ ,  $\mu_{yy}$  – в направлении  $[1\bar{1}0]$  и

$\mu_a = \mu_{xx} \cdot \mu_{yy} / (\mu_{yy} - \mu_{xx})$  - анизотропная компонента подвижности.

Такое поведение указывает на то, что причиной анизотропного рассеяния в изучаемых структурах является не рассеяние на ступенях высотой несколько межатомных расстояний, которое должно возрастать с увеличением концентрации, а механизмы рассеяния, приводящие к уменьшению анизотропии подвижности с ростом концентрации ДЭГ. Уменьшение анизотропии подвижности с ростом концентрации ДЭГ наблюдалось на всех исследованных в работе МЛЭ структурах (рис.4.3 - рис.4.5).

Аналогичная зависимость анизотропии подвижности от концентрации наблюдалась ранее для ДЭГ в InGaAs квантовых ямах, выращенных на самоорганизованных ступенях вицинальных GaAs подложек [35]. Авторами этой работы было установлено, что причиной возрастания анизотропии при уменьшении концентрации является анизотропная латеральная потенциальная модуляция ДЭГ в квантовой яме с непланарными гетерограницами. В этом случае большей анизотропии соответствует большая величина латеральной потенциальной модуляции ДЭГ в направлении перпендикулярном ступеням на вицинальной поверхности. Качественно похожая зависимость подвижности ДЭГ от концентрации в изучаемых МЛЭ структурах позволяет считать, что причиной анизотропии в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами также является латеральная потенциальная модуляция, обусловленная непланарностью гетерограниц.

Сделанный нами вывод согласуется с тем, что в МС ДЭГ в структуре с большей пространственной модуляцией ростовых поверхностей наблюдается максимум вблизи нулевого магнитного поля (рис.4.3б). Наличие этого максимума указывает на латеральную периодическую потенциальную модуляцию ДЭГ в этой структуре. Так как максимум проявляется в зависимости  $R_{xx}(B)$  и отсутствует в  $R_{yy}(B)$ , то это означает, что латеральная потенциальная модуляция, как и морфология поверхно-

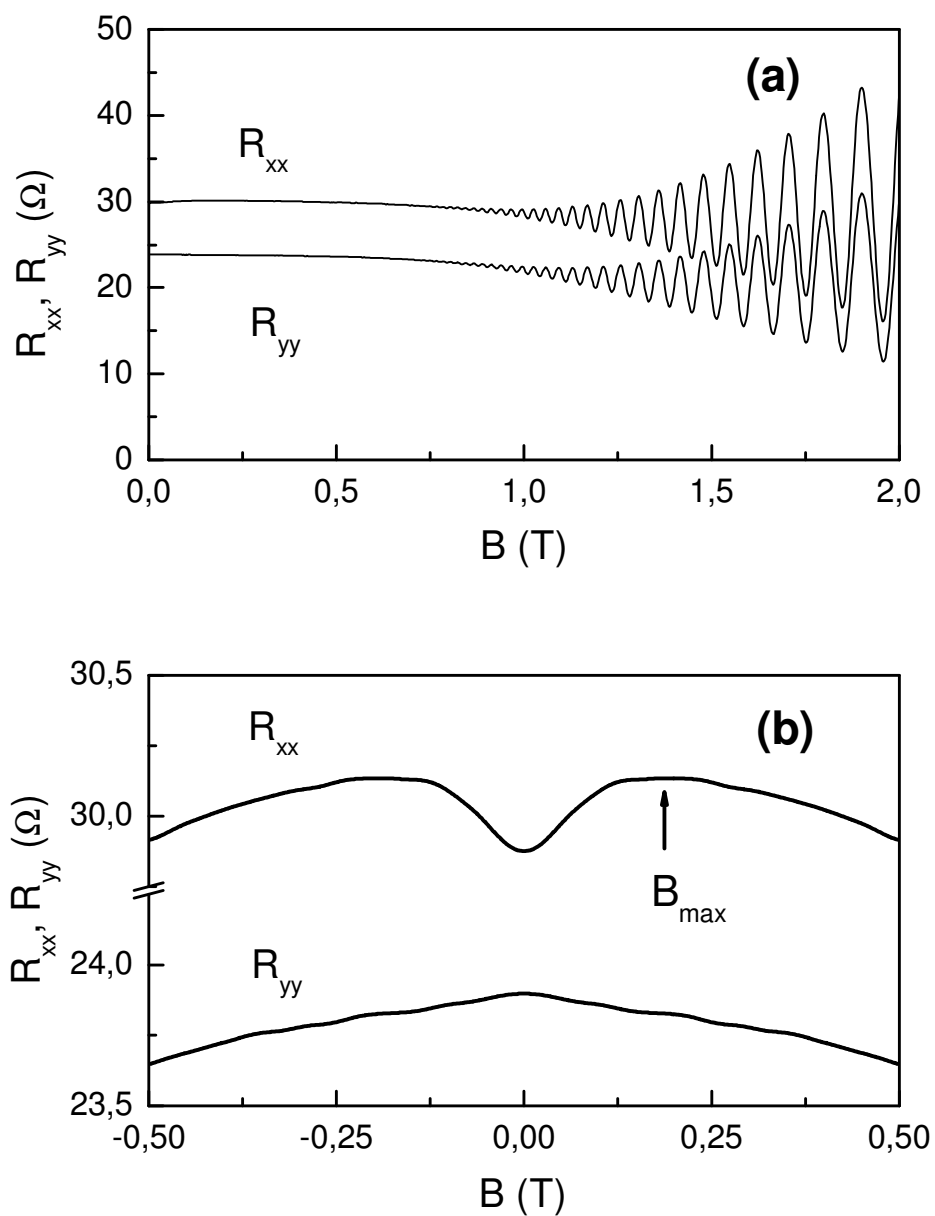


Рисунок 4.3. Результаты измерений для «умеренно шероховатой»

МЛЭ структуры:

(a) – магнетосопротивление ДЭГ в направлениях

$[110]$  –  $R_{xx}$  и  $[1\bar{1}0]$  –  $R_{yy}$  при  $T=4,2$  К в перпендикулярном магнитном поле;

(b) – поведение магнетосопротивления ДЭГ вблизи нуля магнитного поля.

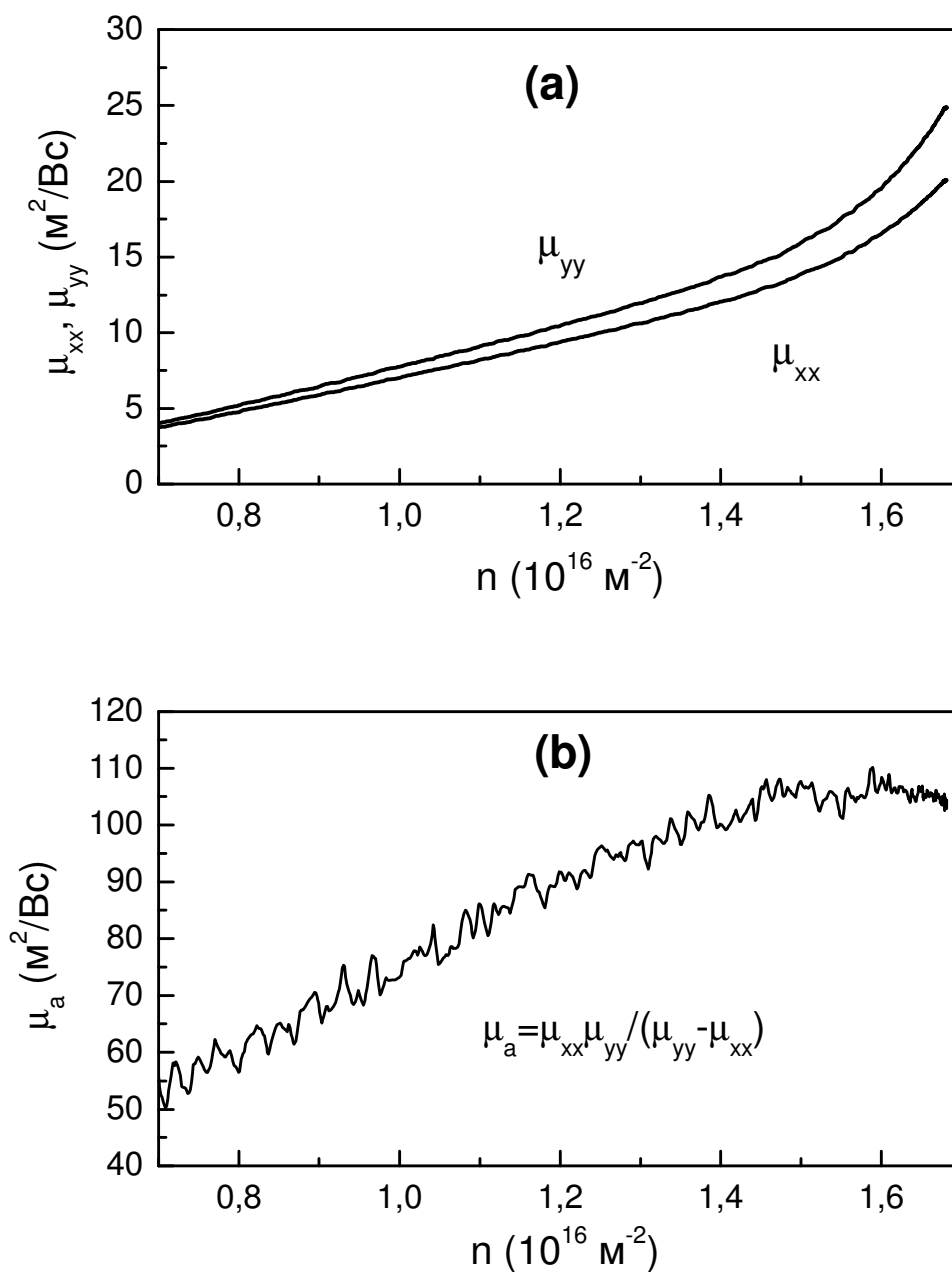


Рисунок 4.4. Поведение подвижности для «умеренно шероховатой»

МЛЭ структуры:

(a) – зависимость подвижности ДЭГ от концентрации для направлений

$[110]$  –  $\mu_{xx}$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  –  $\mu_{yy}$ ;

(b) – зависимость анизотропной компоненты подвижности ДЭГ от концентрации.



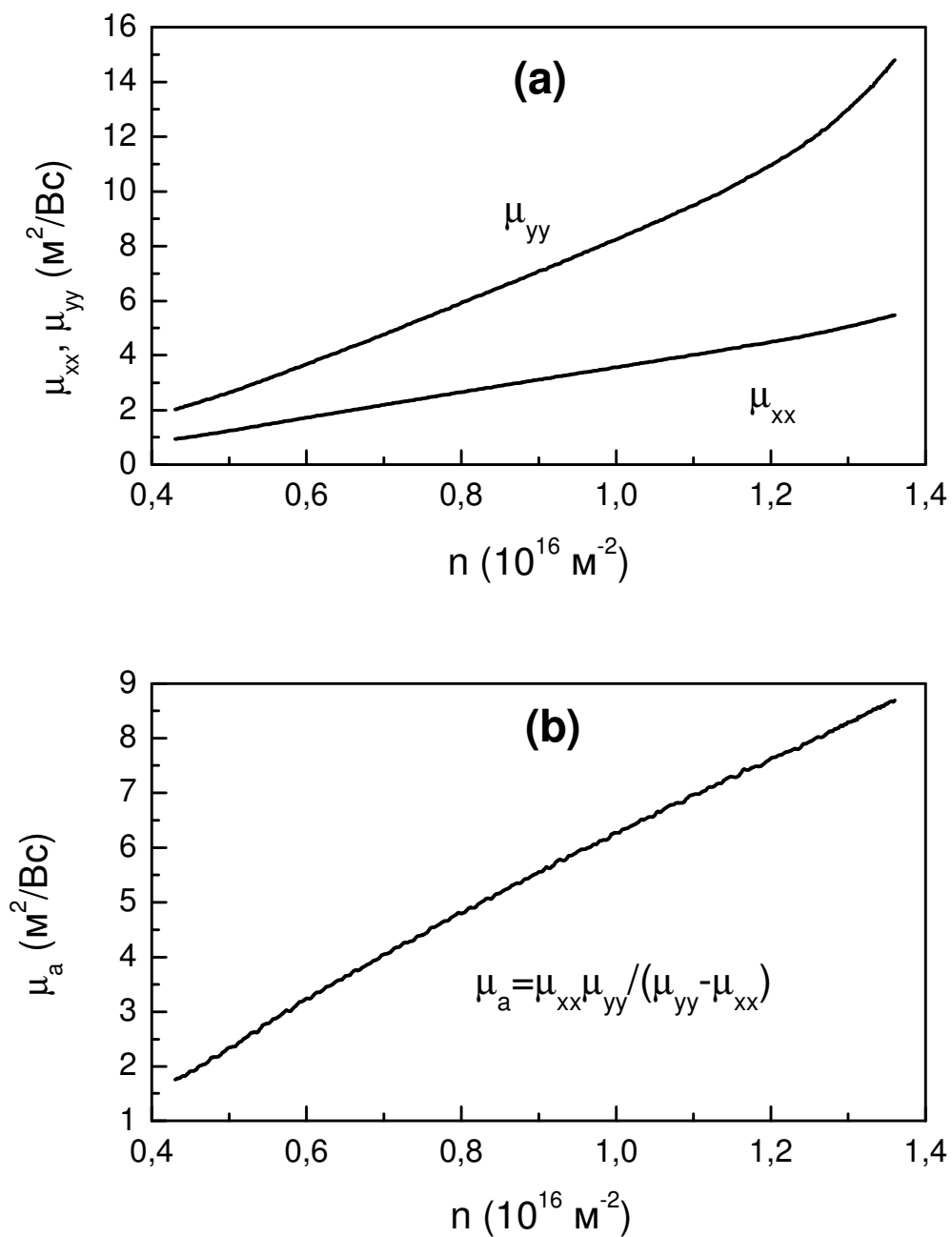


Рисунок 4.5. Поведение подвижности для «корругированной» МЛЭ структуры:

(а) – зависимость подвижности ДЭГ от концентрации для направлений

[110] –  $\mu_{xx}$  и [110] –  $\mu_{yy}$ ;

(б) – зависимость анизотропной компоненты подвижности ДЭГ от концентрации.

Таблица 1. Параметры рельефа поверхности и подвижности для исследуемых структур.

$P_{As_4}$  – давление в потоке  $As_4$  при росте гетероструктуры;

$w$  – среднеквадратичное отклонение высоты рельефа поверхности;

$\xi_{[110]}$ ,  $\xi_{[1\bar{1}0]}$  – корреляционная длина рельефа поверхности в направлениях [110] и [1 $\bar{1}$ 0];

$\xi_{[1\bar{1}0]}/\xi_{[110]}$  – отношение корреляционных длин в двух направлениях;

$\mu_{xx}$ ,  $\mu_{yy}$  – подвижность в направлениях [110] и [1 $\bar{1}$ 0] при концентрации ДЭГ  $1,35 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ ;

$\mu_a = \mu_{xx} \cdot \mu_{yy} / (\mu_{yy} - \mu_{xx})$  – анизотропная составляющая подвижности при концентрации ДЭГ  $1,35 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ .

№ структуры	$P_{As_4}$ , $10^{-4}$ Па	$w$ , нм	$\xi_{[110]}$ , мкм	$\xi_{[1\bar{1}0]}$ , мкм	$\xi_{[1\bar{1}0]}/\xi_{[110]}$	$\mu_{xx}$ , $\text{м}^2/\text{Вс}$	$\mu_{yy}$ , $\text{м}^2/\text{Вс}$	$\mu_a$ , $\text{м}^2/\text{Вс}$
721	11	0,25	0,08	0,21	2,63	13,3	15,4	126
722	9,3	0,94	0,1	0,44	4,4	11,3	12,9	99
764	4,0	2,8	0,14	0,57	4,1	5,52	14,6	8,7

сти, является анизотропной. Кроме того, изучение магнетотранспорта ДЭГ в МЛЭ структурах с различной морфологией поверхности показало, что анизотропия сопротивления и соответственно подвижности ДЭГ возрастает с увеличением пространственной модуляции ростовых поверхностей (таблица 1). Т.е. с увеличением пространственной модуляции ростовых поверхностей возрастает и латеральная потенциальная модуляция ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами.

Т.о., наблюдаемую анизотропию подвижности ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами мы объясняем анизотропной латеральной потенциальной модуляцией, возникающей в МЛЭ структурах с самоорганизованными корругированными гетерограницами. Установлено, что анизотропия в исследуемых МЛЭ структурах возрастает с увеличением высоты пространственной модуляции ростовых поверхностей, но она регистрируется на всех выращенных образцах, в том числе и на структурах с условно «гладкой» поверхностью. Уменьшение анизотропии подвижности ДЭГ с ростом концентрации в исследуемых структурах обусловлено уменьшением относительной величины латеральной потенциальной модуляции ДЭГ по отношению к энергии Ферми.

§ 4.2. Соизмеримые осцилляции магнетосопротивления  
двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах  
с корругированными гетерограницами

Качественный анализ экспериментальных данных, проделанный в предыдущем параграфе, позволяет считать, что наблюдаемая в исследуемых структурах анизотропия транспорта обусловлена латеральной потенциальной модуляцией ДЭГ, т.е. рассеянием носителей заряда на анизотропном крупномасштабном потенциале. Корреляция поверхностного рельефа и распределения плотности ДЭГ указывает на то, что причиной латеральной потенциальной модуляцией является морфология поверхности. Это означает, что в МЛЭ структурах с периодическим поверхностным рельефом должны проявляться соизмеримые с периодом рельефа осцилляции МС [29].

На рис.4.6 представлены зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{yy}(B)$  для МЛЭ структуры с максимальной высотой рельефа поверхности для измерительного тока, протекающего вдоль направлений  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$ , соответственно. Для этой структуры наблюдается максимальное различие в величинах  $\rho_{xx}(0)$  и  $\rho_{yy}(0)$ , обусловленное анизотропией морфологии гетерограниц [8, 9]. При этом в зависимости  $\rho_{xx}(B)$ , как и для структуры с промежуточной величиной рельефа, при  $B=B_{max}$  проявляется максимум, отсутствующий в  $\rho_{yy}(B)$  и указывающий на одномерную периодическую потенциальную модуляцию ДЭГ в исследуемой структуре [30]. Такое предположение полностью подтверждается тем, что в МС вблизи  $B=B_{max}$  (рис.4.6(b), 4.7(a)) были обнаружены соизмеримые осцилляции.

В одномерном периодическом потенциале соизмеримые осцилляции возникают при выполнении условий  $2R_c=(n+1/4)a_{xx}$ , где  $R_c=(2mE_F)^{1/2}(eV)^{-1}$  – классический радиус циклотронной орбиты,  $E_F$  – энергия Ферми ДЭГ,  $a_{xx}$  – период потенциальной модуляции, и  $n$  – целое положительное число [29]. Анализ положения максимумов в магнитном поле показал, что они обусловлены модуляцией потенциала ДЭГ с периодом  $a_{xx}\sim 0.7$  мкм, что с неплохой точностью совпадает с периодом пространственной модуляции ростовых поверхностей в направлении [110], определенным при помощи АСМ (рис.4.8). Этот экспериментальный факт однозначно доказывает, что непланарность ростовых поверхностей является причиной латеральной потенциальной модуляции ДЭГ в исследуемых МЛЭ структурах. Величина потенциальной модуляции ДЭГ, вычисленная по формуле  $V_0=B_{max}a_{xx}(E_F/2\pi^2m)^{1/2}$  из работы [31] для  $E_F\sim 60$  мэВ, составила  $10\div 15$  мэВ.

Теоретическая зависимость МС ДЭГ в одномерном периодическом потенциале, описываемая формулой [29]

$$\rho_{xx}/\rho_0 = 1 + 2 \cdot (\pi V_0 l / E_F a_{xx})^2 J_0^2(2\pi R_c / a_{xx}) \cdot [1 - J_0^2(2\pi R_c / a_{xx})]^{-1},$$

где  $J_0$  – функция Бесселя, с амплитудой модуляции потенциала  $V_0=10$  мэВ и периодом  $a_{xx}=0.7$  мкм представлена на рис.4.7б. Амплитуда обнаруженных соизмеримых осцилляций, как это видно из рисунка, оказалась существенно меньше теоретической. Мы связываем это расхождение с тем, что потенциальная модуляция ДЭГ в изучаемых GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами не является строго периодичной и одномерной и это приводит к существенному подавлению амплитуды наблюдаемых соизмеримых осцилляций [32].

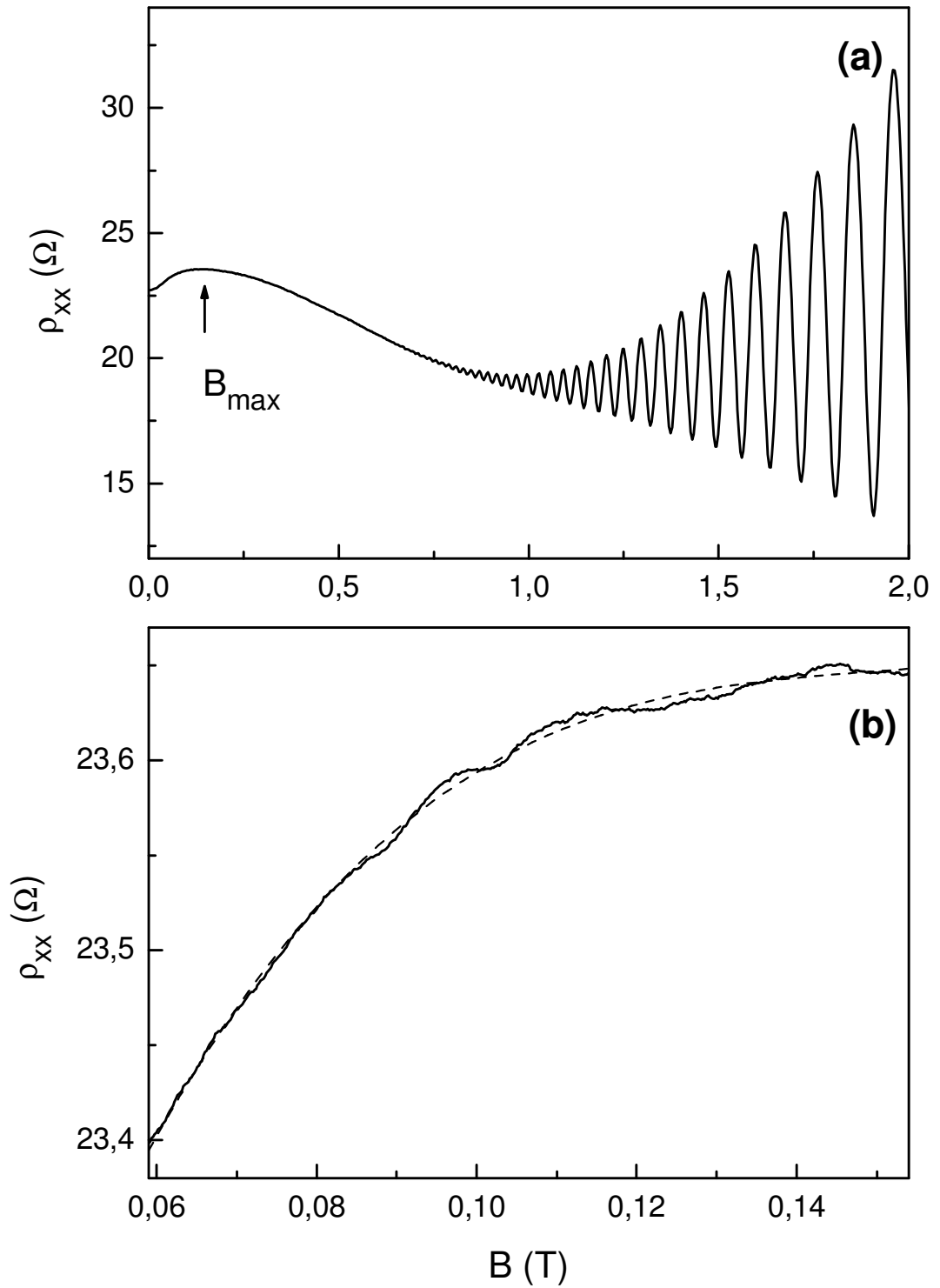


Рисунок 4.6. (а) МС ДЭГ в направлении [110] для структуры с максимальной высотой рельефа поверхности при  $T=4,2$  К в перпендикулярном магнитном поле. (б) МС в направлении [110] вблизи  $B_{\max}$  в увеличенном масштабе, штриховой линией показана монотонная составляющая.

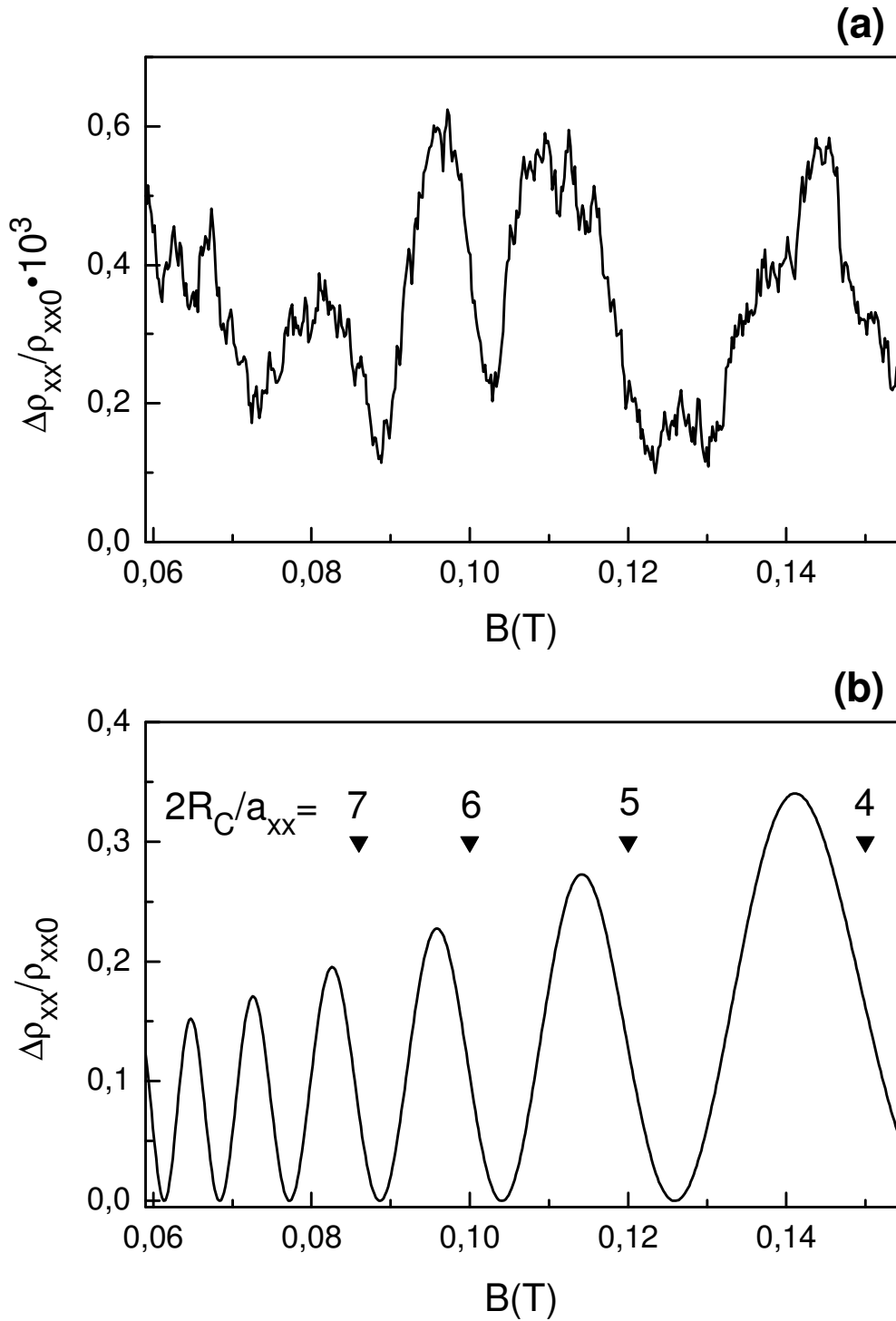


Рисунок 4.7. (а) МС в направлении [110] с вычитенной монотонной составляющей.  
 (б) Теоретическая зависимость МС ДЭГ для концентрации  $n_s=1,7 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$  и подвижности  $\mu_{xx}=17 \text{ м}^2/\text{Вс}$  в одномерном потенциале с периодом  $a_{xx}=0,7 \text{ мкм}$  и амплитудой  $V_0=10 \text{ мэВ}$ .

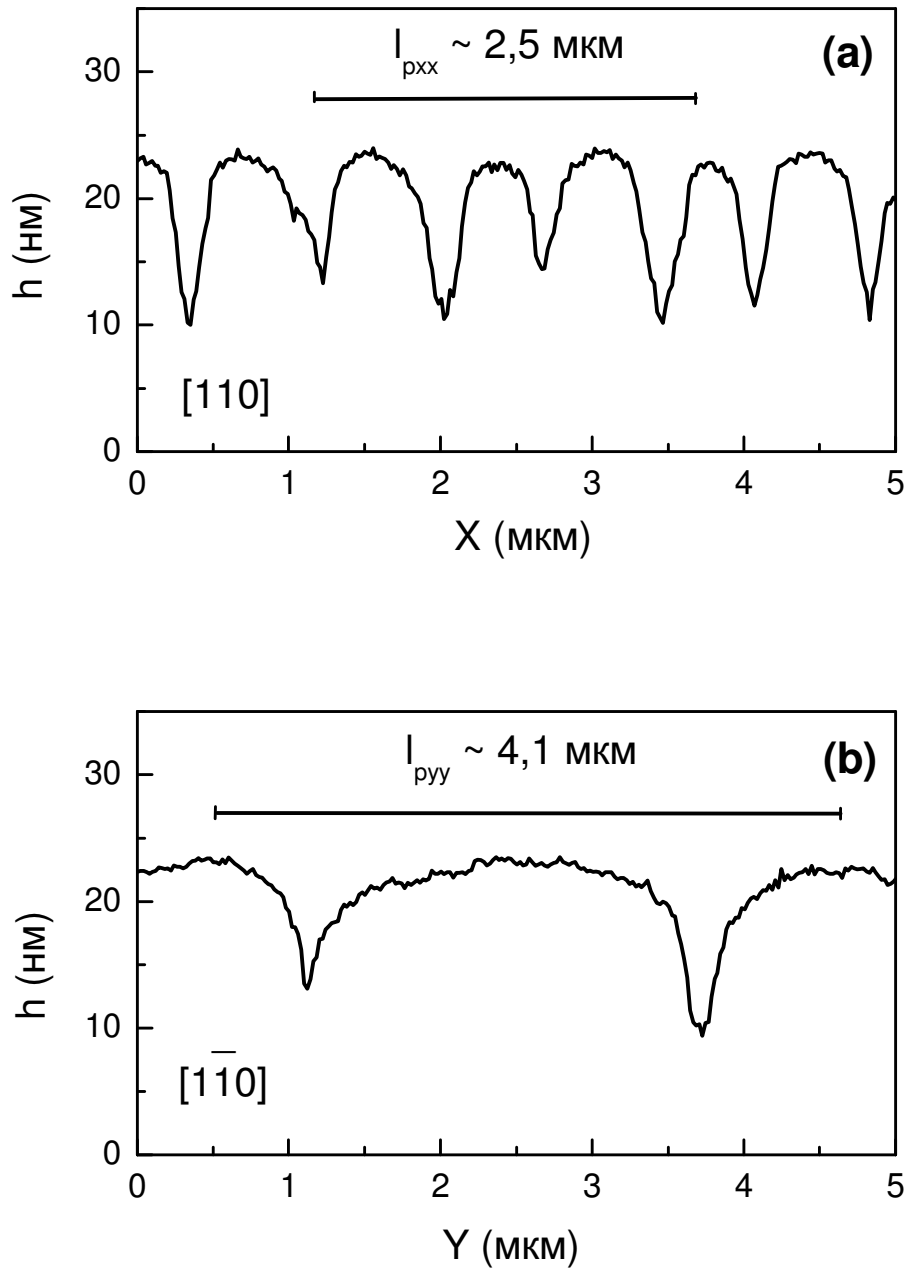


Рисунок 4.8. (а, б) Профили рельефа поверхности структуры с максимальной высотой рельефа поверхности для ортогональных направлений. На графиках указаны длины свободного пробега по импульсу для соответствующих направлений.



Приведенная выше интерпретация экспериментальных данных качественно согласуется и с двумерным распределением локальной емкости в исследуемых структурах. Локальная емкость измерялась в бесконтактной моде с использованием двухпроходной методики, которая учитывает влияние рельефа поверхности на величину измеряемой локальной емкости. Результаты корреляционного анализа двумерного изображения локальной емкости приведены на рис.3.7b. Идентичность автокорреляционных функций распределения высоты и емкости (рис.3.5 и рис.3.7) является дополнительным аргументом, подтверждающим вывод о том, что латеральная потенциальная модуляция ДЭГ в узких GaAs квантовых ямах обусловлена морфологией ростовых поверхностей.

Одной из наиболее вероятных причин, приводящих к латеральной модуляции потенциала ДЭГ в изучаемых МЛЭ структурах, мы считаем изменение ширины GaAs квантовой ямы вдоль непланарных гетерограниц. Предполагаемые профили квантовой ямы построены на рисунке 4.9. на основании реальных профилей поверхности структуры, представленных на рисунке 4.8. Эта причина нам представляется наиболее существенной для GaAs квантовых ям [35, 43]. Однако следует отметить, что непланарность ростовых поверхностей в селективно легированных МЛЭ структурах будет приводить не только к изменению расстояния между гетерограницами квантовой ямы, но также к изменению толщины спейсера и к неоднородному встраиванию легирующей примеси.

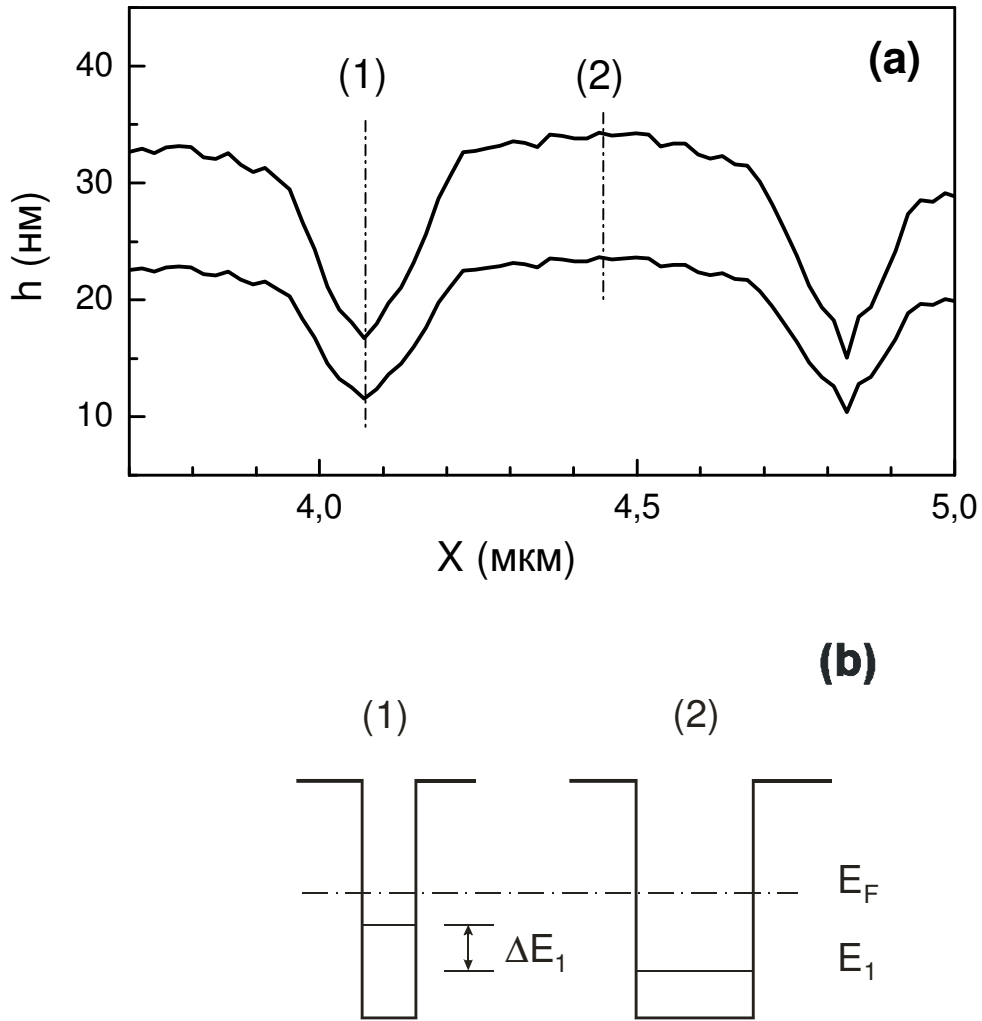


Рисунок 4.9. (а) Модельное сечение квантовой ямы, построенное на основе рельефа поверхности структуры для направления [110]. (б) Схематический вид уровней размерного квантования в узком и широком местах GaAs квантовой ямы.

Как отмечалось выше, в общем случае имеется несколько механизмов возникновения дальнедействующего рассеивающего потенциала в МЛЭ структурах с самоорганизованными корругированными гетерограницами. Однако, не вдаваясь в анализ конкретных механизмов, приводящих к латеральной потенциальной модуляции ДЭГ в исследуемых GaAs квантовых ямах, на основе сопоставления рельефа ростовых поверхностей, распределения локальной емкости и магнетотранспортных измерений можно сделать следующие выводы относительно характера дальнедействующего рассеивающего потенциала в таких структурах.

Дальнедействующий рассеивающий потенциал, обусловленный непланарностью ростовых поверхностей в МЛЭ структурах, выращенных на (100) GaAs подложках, является анизотропным.

Амплитуда и двумерный вид дальнедействующего рассеивающего потенциала в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами зависят от условий роста.

В условно «гладких» структурах дальнедействующий рассеивающий потенциал не имеет явно выраженного периода и проявляется лишь в анизотропии проводимости ДЭГ. Анизотропия МС наблюдалась во всех исследованных нами образцах и при прочих равных условиях была меньше в структурах с меньшей высотой рельефа ростовых поверхностей.

В хорошо выраженных «корругированных» МЛЭ структурах (рис.4.10а) дальнедействующий рассеивающий потенциал является квазипериодическим и приводит не только к анизотропии проводимости, но и к соизмеримым осцилляциям МС. Модельный вид такого дальнедействующего рассеивающего потенциала, построенный на основе морфологии рельефа, изображен на рис.4.10б.

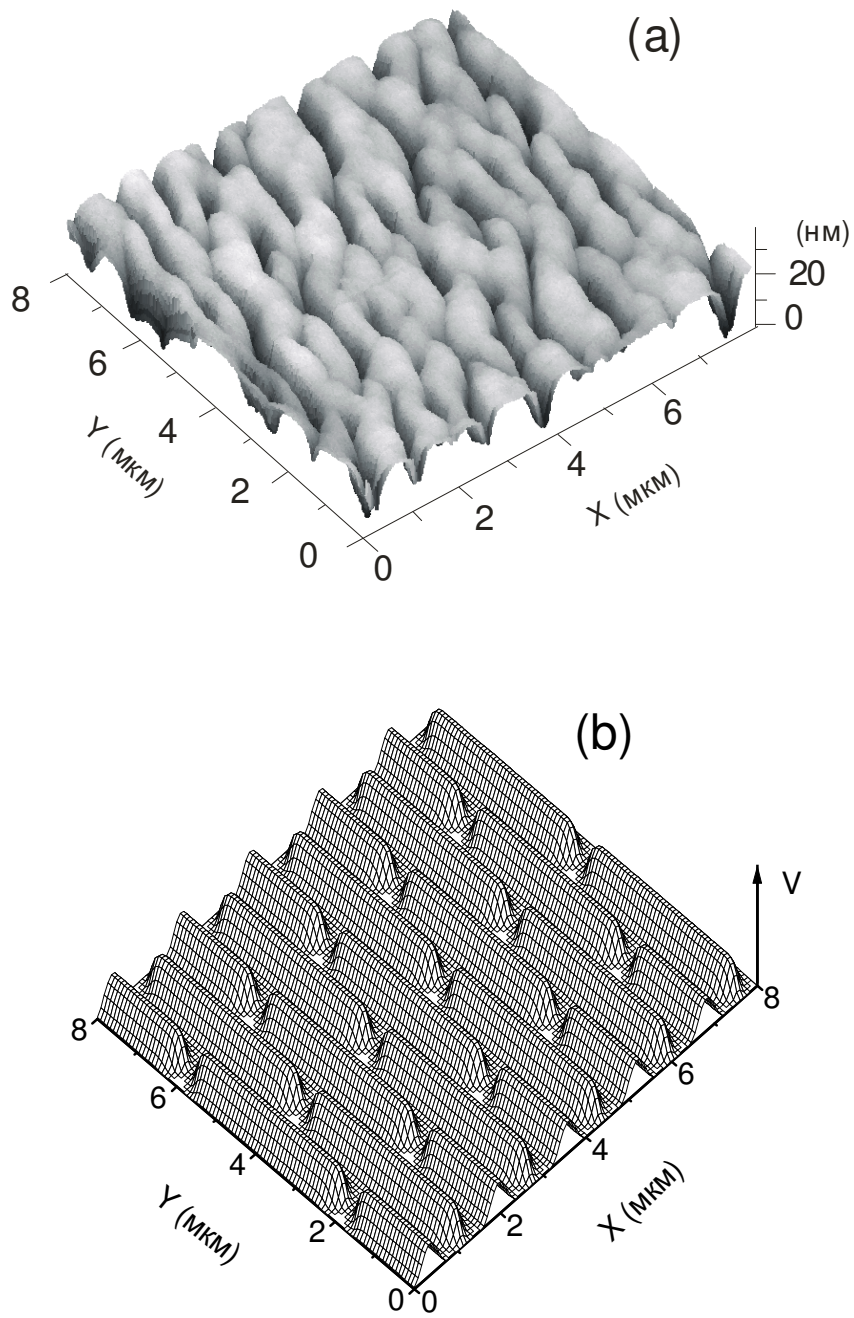


Рисунок 4.10. (a) АСМ изображение рельефа поверхности «корругированной» МЛЭ структуры. (b) Вид модельного крупномасштабного рассеивающего потенциала.

Т.о. в МС ДЭГ в узких GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами обнаружены осцилляции, соизмеримые с периодом пространственной модуляции ростовых поверхностей. Полученные экспериментальные данные объясняются латеральной потенциальной модуляцией ДЭГ в узких GaAs квантовых ямах с самоорганизованными непланарными гетерограницами и устанавливают роль пространственной модуляции ростовых поверхностей в возникновении дальнодействующего рассеивающего потенциала в селективно легированных МЛЭ структурах.

### § 4.3. Квазиклассическое отрицательное магнетосопротивление двумерного электронного газа

Непланарность гетерограниц в структурах с узкими GaAs квантовыми ямами приводит не только к пространственной модуляции ДЭГ [8], но и, как было показано в главе 4.2., к возникновению крупномасштабного рассеивающего потенциала, коррелированного с рельефом ростовых поверхностей [15]. Характер такого плавного потенциала определяется морфологией ростовых поверхностей и им можно управлять, изменяя условия роста МЛЭ структур. Это обстоятельство делает узкие GaAs квантовые ямы с самоорганизованными корругированными гетерограницами удобным модельным объектом для экспериментального изучения влияния дальнедействующего рассеивающего потенциала на транспортные свойства ДЭГ.

На рисунке 4.11. показаны зависимости  $\rho_{xx}(B)$  для различных концентраций ДЭГ в «корругированной» МЛЭ структуре. Отрицательное МС в этой структуре хорошо проявляется во всем исследуемом диапазоне концентраций. Для концентрации ДЭГ  $n_e=1,45 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$  вблизи нулевого поля в  $\rho_{xx}(B)$  появляется максимум, имеющий ту же природу, что и в зависимостях для структур со «средней» высотой рельефа ростовых поверхностей. Для  $n_e=1,21 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$  на кривой  $\rho_{xx}(B)$  при  $B=B_{min}$  наблюдается минимум. Магнитное поле  $B_{min}$  определяется условием  $R_c^2 \sim N_s$  [24, 25], где  $N_s$  – концентрация короткодействующих рассеивателей, а  $R_c$  – ларморовский радиус носителей заряда. Оно соответствует началу классической локализации носителей заряда на короткодействующем рассеивающем потенциале при увеличении магнитного поля, а сопротивление при этом значении магнитного поля определяется рассеянием на дальнедействующем потенциале.

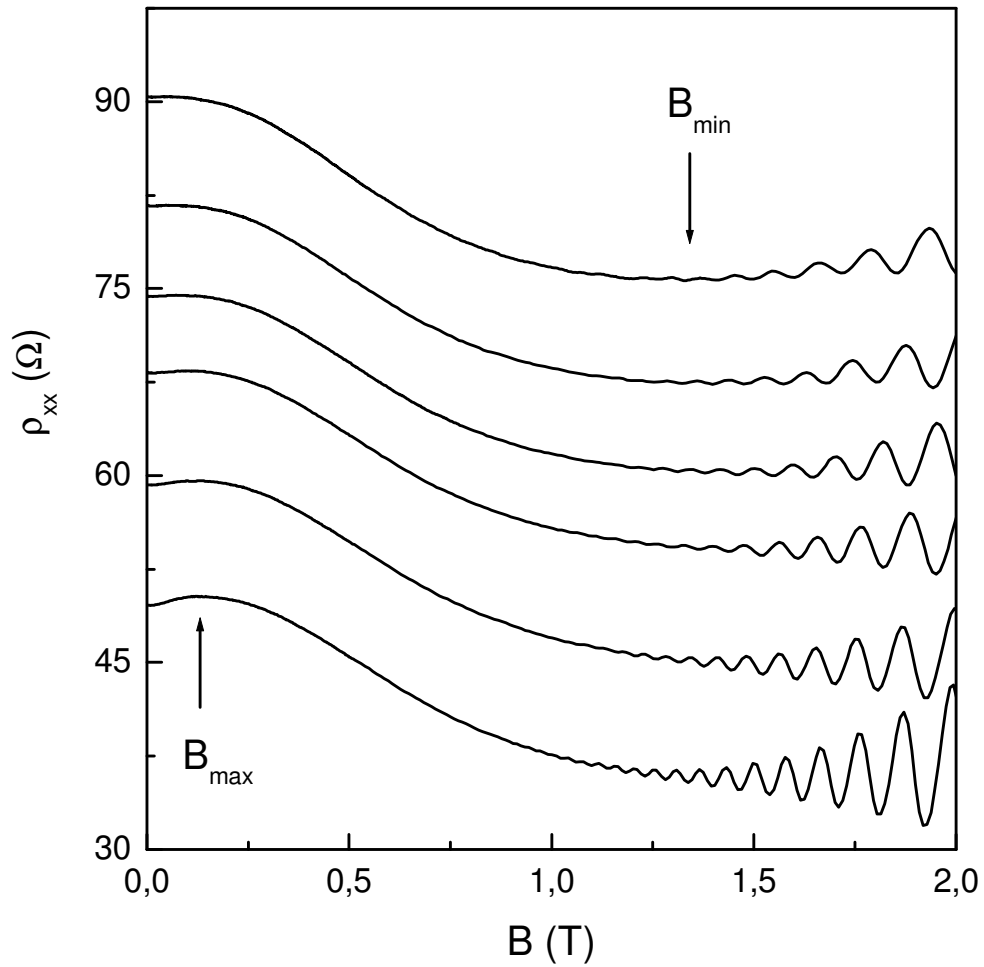


Рисунок 4.11. МС ДЭГ в «корругированной» МЛЭ структуре при  $T=4,2$  К в диапазоне концентраций  $n_e=(1,21 \div 1,45) \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$  и подвижностей  $\mu_{xx}=(5,7 \div 8,7) \text{ м}^2/\text{Вс}$ . Нижняя кривая соответствует максимальной концентрации, верхняя – минимальной.

На рисунке 4.12. представлены экспериментальная и теоретические зависимости  $\Delta\rho_{xx}(B)/\rho_0$  для концентрации ДЭГ,  $n_e=1,21\cdot 10^{16}$  м<sup>-2</sup>. Теоретическая кривая 2 соответствует модели рассеяния на короткодействующем потенциале [20]:  $\Delta\rho_{xx}/\rho_0 \sim -\exp(-2\pi/\beta)$ , где  $\beta=\omega_c\tau_{tr}$ . Теоретическая кривая 3 – рассеянию на короткодействующем и дальнодействующем потенциалах [5]:  $\Delta\rho_{xx}/\rho_0 = -(\omega_c/\omega_0)^2$ , где  $\omega_0\sim 1.67v_F N_s^{1/2}(l_s/l_L)^{1/4}$ ,  $v_F$  – скорость Ферми,  $l_s=v_F\tau_s$  – длина свободного пробега при рассеянии на короткодействующем потенциале, а  $l_L=v_F\tau_L$  – при рассеянии на дальнодействующем потенциале. При оценке величины  $\omega_0$  мы полагали, что  $\tau_{tr}^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_L^{-1}$ . При этом  $\tau_L$  вычислялось из величины МС при  $B=B_{min}$ ,  $\tau_{tr}$  - из  $\rho_{xx}(B=0)$ , а  $N_s$  - из  $R_c(B_{min})$ . Из рисунка видно, что кривая 3, по сравнению с кривой 2, существенно по лучше описывает поведение отрицательного МС при  $B<0.7$  Тл.

Было проведено компьютерное моделирование движения классической частицы, запускаемой со случайными начальными условиями в решетку «антипроволок», изображенную на рисунке 4.13. Усреднение проводилось по 20000 начальных условий. Модельный расчет классического магнетотранспорта в таком потенциале показал хорошее совпадение с экспериментальной зависимостью  $\rho_{xx}(B)$  для низкой концентрации ДЭГ. Это позволяет заключить, что наблюдаемое в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами отрицательное МС имеет классическую природу.



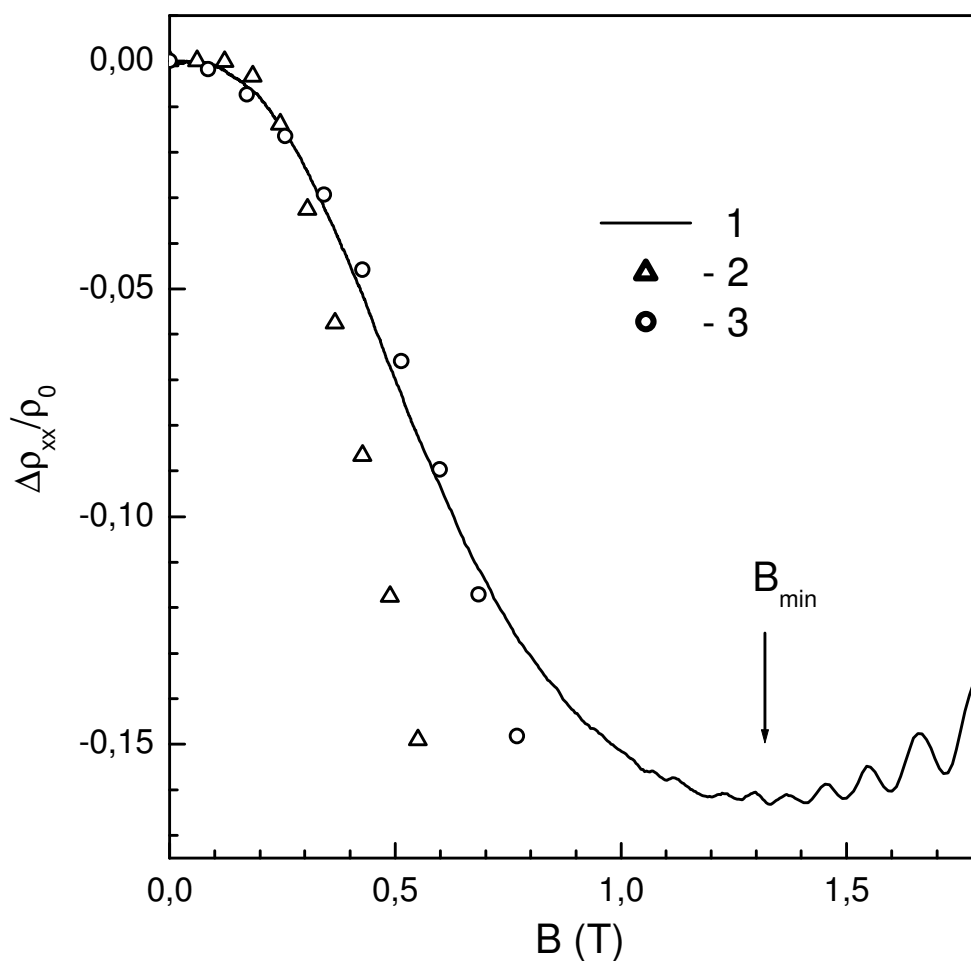


Рисунок 4.12. Зависимости  $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$  при  $T=4,2$  К для «корругированной» структуры при  $n_e=1,21\cdot 10^{16}$  м<sup>-2</sup> и  $\mu_{xx}=5,7$  м<sup>2</sup>/Вс.

1 – экспериментальная зависимость;

2 – теоретическая в модели «антиточек»;

3 – теоретическая в модели плавного (крупномасштабного) потенциала и «антиточек».

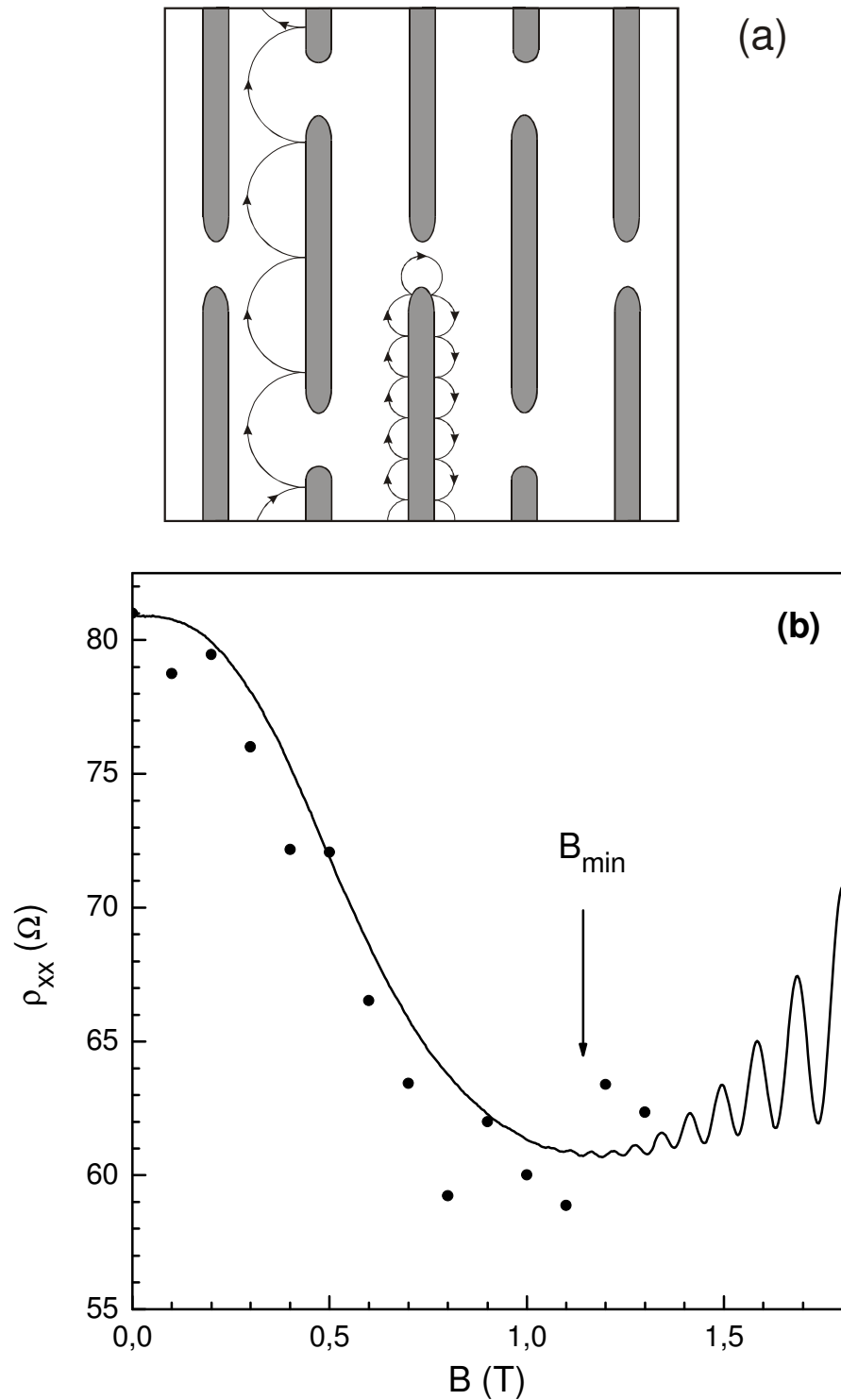


Рисунок 4.13. (b) МС ДЭГ в направлении  $[110]$  при  $T=4,2$  К для концентрации  $n_s=1,3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ . Точки – результат моделирования  $\rho_{xx}(B)$  ДЭГ для концентрации  $n_e=1,3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$  и подвижности  $\mu_{xx}=6,0 \text{ м}^2/\text{Вс}$  в решетке «антипровонок», изображенной на рисунке (a).

На рисунке 4.14а представлены зависимости относительного МС для кривых, изображенных на рисунке 4.11. Как видно из вида кривых, относительная величина отрицательного МС увеличивается с ростом концентрации, а магнетополевые зависимости имеют особое критическое магнитное поле,  $B=B_c$ , при котором они пересекаются в одной точке. Магнитное поле  $B_c$ , по нашему мнению, соответствует условию начала классической локализации на дальнедействующем потенциале при повышении  $B$  [27]:  $B_c=(mE_F/e^2 a^2)^{1/2}(V_0/E_F)^{2/3}$ , где  $a$  – корреляционная длина дальнедействующего рассеивающего потенциала. Оценка  $V_0$  по этой формуле дает величину порядка  $10\div 15$  мэВ, что согласуется со значением  $V_0$ , определенным из положения  $B_{max}$  [16].

Было проведено компьютерное моделирование движения классической частицы в потенциале, изображенном на рисунке 4.10b, запускаемой со случайными начальными условиями. Усреднение проводилось по  $10^6$  начальных условий. Удовлетворительное согласие расчетных зависимостей с экспериментальными нам удалось получить для амплитуды модельного дальнедействующего потенциала сравнимой с энергией Ферми ДЭГ,  $V_0\sim E_F=50$  мэВ. Это значение существенно больше величины, полученной из  $B_{max}$ . Мы связываем такое различие с тем, что модельный потенциал лишь качественно описывает реальный дальнедействующий рассеивающий потенциал. Результаты моделирования, представленные на рис.4.14b, позволяют заключить, что относительное увеличение отрицательного МС в «коругированной» МЛЭ структуре обусловлено, прежде всего, ростом подвижности, а не изменением концентрации ДЭГ.

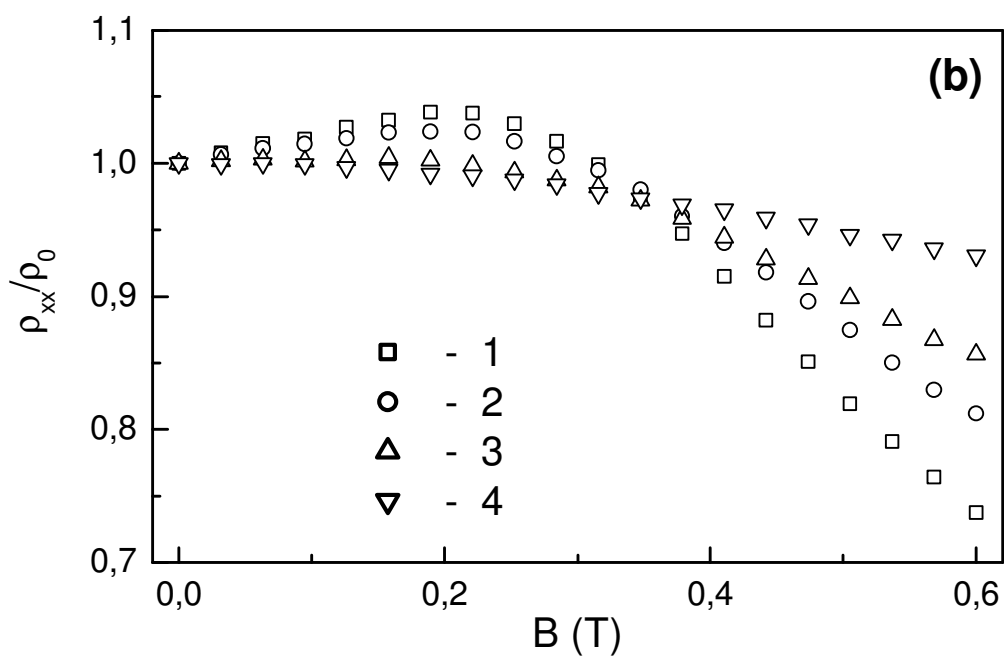
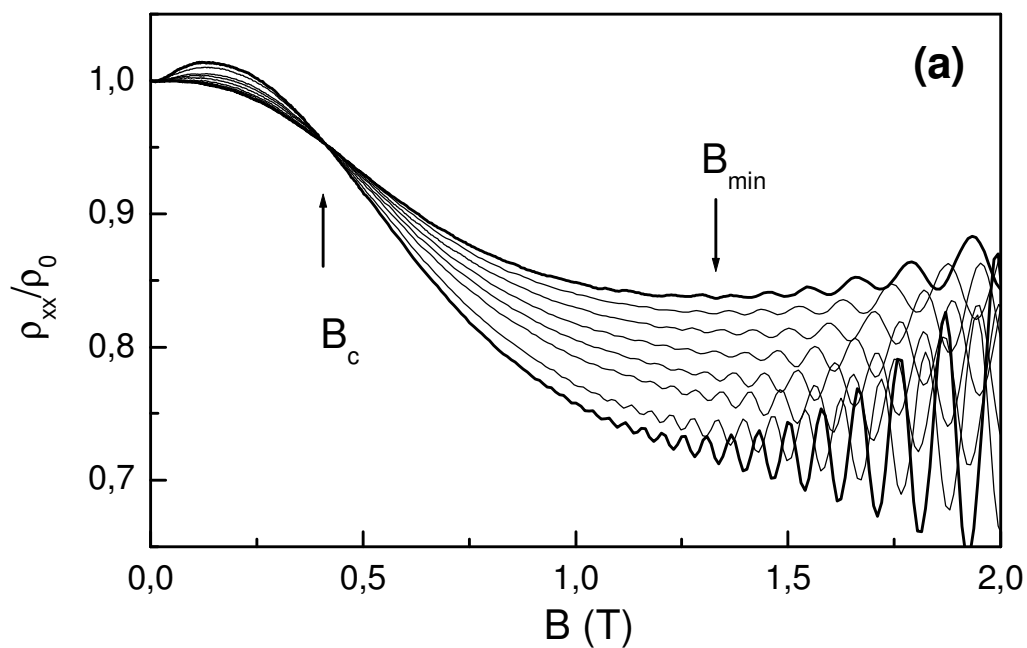


Рисунок 4.14. (а) Относительное МС ДЭГ при  $T=4,2$  К в диапазоне концентраций  $n_e=(1,21\div 1,45)\cdot 10^{16}$  м<sup>-2</sup> и подвижностей  $\mu_{xx}=(5,7\div 8,7)$  м<sup>2</sup>/Вс.

(б) Результаты моделирования относительного МС ДЭГ в модельном потенциале для  $V_0=E_F=50$  мэВ:

1 –  $\mu_{xx}=15$  м<sup>2</sup>/Вс;

2 –  $\mu_{xx}=10$  м<sup>2</sup>/Вс;

3 –  $\mu_{xx}=7,5$  м<sup>2</sup>/Вс;

4 –  $\mu_{xx}=5,0$  м<sup>2</sup>/Вс.

Из приведенных выше экспериментальных результатов следует, что отрицательное МС в области классических магнитных полей проявляется наиболее ярко в МЛЭ структурах с корругированными ростовыми поверхностями. Т.е. в структурах, где основными причинами рассеяния носителей заряда являются короткодействующий потенциал легирующей примеси и дальнедействующий рассеивающий потенциал, обусловленный непланарностью гетерограниц [15]. Как показывает сопоставление с теорией [5, 25] этот экспериментальный факт хорошо согласуется с результатами работы [5], в которой теоретически показано, что рассеяние ДЭГ на двух типах потенциала, короткодействующем и дальнедействующем, должно приводить к квазиклассическому отрицательному МС.

Т.о. на основе сопоставления полученных экспериментальных данных с теорией и результатами численного моделирования показано, что отрицательное МС, наблюдаемое в узких GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами, является квазиклассическим и обусловлено рассеянием на короткодействующем и дальнедействующем потенциалах.

#### Основные результаты и выводы главы 4.

В GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами обнаружена анизотропия подвижности ДЭГ, которую мы объясняем анизотропной латеральной потенциальной модуляцией, возникающей в МЛЭ структурах с самоорганизованными корругированными гетерограницами. Установлено, что анизотропия в исследуемых МЛЭ структурах возрастает с увеличением высоты пространственной модуляции ростовых поверхностей, но она регистрируется на всех выращенных образцах, в том числе и на структурах с условно «гладкой» поверхностью. Уменьшение анизотропии подвижности ДЭГ с ростом концентрации в исследуемых структурах обу-

словлено уменьшением относительной величины латеральной потенциальной модуляции ДЭГ по отношению к энергии Ферми.

В МС ДЭГ в узких GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами обнаружены осцилляции, соизмеримые с периодом пространственной модуляции ростовых поверхностей. Полученные экспериментальные данные объясняются латеральной потенциальной модуляцией ДЭГ в узких GaAs квантовых ямах с самоорганизованными непланарными гетерограницами и устанавливают роль пространственной модуляции ростовых поверхностей в возникновении дальнедействующего рассеивающего потенциала в селективно легированных МЛЭ структурах.

На основе сопоставления полученных экспериментальных данных с теорией и результатами численного моделирования показано, что отрицательное МС наблюдаемое в узких GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами является квазиклассическим и обусловлено рассеянием на короткодействующем и дальнедействующем потенциалах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследована морфология ростовых поверхностей селективно-легированных структур, в которых двумерный электронный газ находится в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Изучены транспортные свойства двумерных электронов в таких структурах с различным поверхностным рельефом.

Основные результаты и выводы диссертационной работы состоят в следующем:

1. Изучено влияние условий синтеза на самоорганизацию рельефа ростовых поверхностей селективно-легированных структур, состоящих из одиночных GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхности GaAs с ориентацией (100). Показано, что среднеквадратическое отклонение высоты рельефа поверхности уменьшается с 3 нм до 0,3 нм при увеличении давления в потоке мышьяка. Обнаружена анизотропия рельефа для всех структур. Для структуры с наиболее развитым рельефом установлено, что соотношение корреляционных длин для направлений [110] и  $\bar{1}\bar{1}0$  превышает 4; автокорреляционная функция в направлении [110] имеет квазипериодическую составляющую с характерным периодом 0,8 мкм.

2. Обнаружена и исследована анизотропия подвижности двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах толщиной 10 нм. Установлено, что анизотропный вклад в подвижность возрастает с увеличением среднеквадратического отклонения высоты рельефа ростовых поверхностей и уменьшается при увеличении концентрации электронов в квантовой яме. Обнаруженная анизотропия подвижности объясняется рассеянием носителей заряда на крупномасштабном рассеивающем потенциале.

3. В структурах с развитым рельефом поверхности обнаружены осцилляции магнетосопротивления двумерного электронного газа, соизмеримые с характерным пе-

риодом этого рельефа. Соизмеримые осцилляции магнетосопротивления обусловлены одномерной потенциальной модуляцией двумерного электронного газа, возникающей благодаря квазипериодическому рельефу.

4. Изучено магнетосопротивление двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах с самоорганизованными непланарными гетерограницами в области классических магнитных полей. Экспериментальные данные сопоставлены с теоретическими зависимостями, учитывающими рассеяние на разных видах потенциала, и результатами численного моделирования. Отрицательное магнетосопротивление, наблюдаемое в структурах с развитым поверхностным рельефом, обусловлено рассеянием на суперпозиции короткодействующего и дальнедействующего электростатического потенциалов и имеет квазиклассическую природу.

5. Сопоставление рельефа ростовых поверхностей, распределения локальной емкости и результатов магнетотранспортных измерений позволяет заключить, что самоорганизация непланарных ростовых поверхностей в изучаемых структурах приводит к возникновению анизотропного крупномасштабного рассеивающего потенциала. В условно «гладких» структурах, с величиной среднеквадратического отклонения высоты рельефа поверхности равной 0,3 нм, он не имеет выраженного периода и проявляется лишь в анизотропии подвижности. В структурах с развитым поверхностным рельефом этот потенциал является квазипериодическим и приводит к анизотропии проводимости и появлению максимума в магнетосопротивлении вдоль направления [110] при  $B_{\max} \sim 0,15$  Тл.

Автор выражает искреннюю признательность научному руководителю А.А. Быкову и А.И. Торопову за постоянное руководство и помощь при выполнении работы. Автор также благодарен А.К.Калагину за техническую поддержку при проведении экспериментов.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D.C.Tsui, H.L.Stormer, A.C.Gossard. Two-dimensional magnetotransport in the extreme quantum limit. – Phys. Rev. Lett., 48, 1982, pp.1559-1562.
2. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog. New Concept for the Reduction of Impurity Scattering in Remotely Doped GaAs Quantum Wells. – Physical Review Letters 77, 1996, pp.4616-4619.
3. R. Hey, K.-J. Friedland, R. Klann, H. Kostial, H.K. Ploog. New route to reduce ionized impurity scattering in modulation-doped GaAs quantum wells. – Journal of Crystal Growth, 175-176, 1997, pp.1126-1130.
4. Klaus-Juergen Friedland, R. Hey, H. Kostial and K. H. Ploog. Reduction of Remote Impurity Scattering in Heavily Modulation-Doped GaAs and (GaIn)As Quantum Wells with AlAs/GaAs Type-II-Superlattice Barriers. – Jpn. J. Appl. Phys. Vol.37, 1998, pp.1340-1342.
5. A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, F. Evers, and P. Wo"lfle. Quasiclassical Negative Magnetoresistance of a 2D Electron Gas: Interplay of Strong Scatterers and Smooth Disorder. – Phys. Rev. Lett. 87, 2001, pp.126805-1-126805-4.
6. D. G. Polyakov, F. Evers, A. D. Mirlin, and P. Wo"lfle. Quasiclassical magnetotransport in a random array of antidotes. – Phys. Rev. B 64, 2001, pp.205306-1–205306-19.
7. Быков А.А., Бакаров А.К., Литвин Л.В., Торопов А.И. Магнетотранспортные свойства кольцевого баллистического интерферометра на основе GaAs квантового колодца с высокой концентрацией двумерного электронного газа. – Письма в ЖЭТФ, том 72, вып.4, 2000, с.300-305.
8. Быков А.А., Бакаров А.К., Горан А.В., Латышев А.В., Торопов А.И. Анизотропия магнетотранспорта и самоорганизация корругированных гетерограниц в селек-

тивно легированных структурах на (100) GaAs подложках. – Письма в ЖЭТФ, том 74, вып.3, 2001, с.182-185.

9. Bakarov A. K., Bykov A. A., Goran A. V., Latyshev A. V. and Toropov A. I. Nonplanar Two-Dimensional Electron Gas Grown on Substrates with Self-Organized Surface Corrugations. – Phys. Low-Dim. Struct. (PLDS), 11/12, 2001, pp.253-260.
10. Bakarov A.K., Bykov A.A., Goran A.V., Derebezov I.A., Popova A.V. and Toropov A.I. Anisotropic transport in heavily modulation-doped GaAs quantum wells with AlAs/GaAs superlattice barriers. – 26th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe, Chernogolovka, Russia, 2002, pp.31-32.
11. Bykov A.A., Estibals O., Marchishin I.V., Litvin L.V., Bakarov A.K., Toropov A.I., Maude D.K. and Portal J.C. Small ring interferometer on the basis of a GaAs quantum well with a high density 2D electron gas. – Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, Vol. 12 (1-4), 2002, pp. 778-781.
12. Bakarov A.K., Bykov A.A., Goran A.V., Popova A.V., Derebezov I.A., Toropov A.I., Estibals O., and Portal J.C. Spatial and potential modulation of 2D electron gas grown on (100) GaAs substrates with self-organized surface corrugations. – The International Conference on Superlattices, Nano-structures and Nano-devices (ICSNN 2002), Toulouse, France, 2002, I- P116.
13. Бакаров А.К., Быков А.А., Горан А.В., Дерезев И.А., Попова А.В., Торопов А.И. Влияние морфологии гетерограниц на транспорт двумерных электронов в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. – Материалы Восьмой Российской конференции «Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III-V» GaAs-2002, Томск, 2002, стр.127-128.

14. Estibals O., Bykov A.A., Bakarov A.K., Nomokonov D.V., Latyshev A.V., Toropov A.I., Arnaud G., Portal J.C. Transport properties of small rings with narrow electronic channels in high magnetic fields. – Proceedings of the 15th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Institute of Physics Conference Series Number 171, 2003, B1.
15. Бакаров А. К., Быков А. А., Аксенова Н. Д., Щеглов Д. В., Латышев А. В., Торопов А. И. Соизмеримые осцилляции магнетосопротивления двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами. – Письма в ЖЭТФ, том 77, вып.12, 2003, с.794-797.
16. Быков А. А., Бакаров А. К., Горан А. В., Аксенова Н. Д., Попова А. В., Торопов А. И. Квазиклассическое отрицательное магнетосопротивление двумерного электронного газа при рассеянии на короткодействующем и дальнедействующем потенциалах. – Письма в ЖЭТФ, том 78, вып.3, 2003, с.165-169.
17. Бакаров А. К., Быков А. А., Горан А. В., Щеглов Д. В., Аксенова Н. Д., Латышев А. В., Торопов А. И. Латеральная потенциальная модуляция двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами. – Тезисы докладов «VI Российской конференции по физике полупроводников», г. Санкт-Петербург, 2003, с.338-339.
18. T. Sajoto, M. Santos, J. J. Heremans, and M. Shayegan M. Heiblum, M. V. Weckwerth, and U. Meirav. Use of superlattices to realize inverted GaAs/AlGaAs heterojunctions with low-temperature mobility of  $2 \times 10^6$  cm<sup>2</sup>/V s. – Applied Physics Letters 54, 1989, pp. 840-842.
19. Friedland, K.-J.; Hey, R.; Ploog, K.H. Extremely high conductivities in modulation-doped GaAs and (GaIn)As quantum wells with AlAs/GaAs type-II-superlattice barriers. – Compound Semiconductors, 1997 IEEE International Symposium, pp.79-82.

20. Э.М. Баскин, Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Двумерная электрон-примесная система в сильном магнитном поле – Журнал экспериментальной и теоретической физики, 75, 1978, стр.723-734.
21. Э.М. Баскин, А.Г. Погосов, М.В. Энтин. Классическая хаотическая динамика двумерных электронов в периодической решетке антиточек. – ЖЭТФ, т.110, вып. 6(12), 1996, с.2061-2086.
22. Баскин Э.М., Гусев Г.М., Квон З.Д., Погосов А.Г., Энтин М.В. Стохастическая динамика двумерных электронов в периодической решетке антиточек. – Письма в ЖЭТФ т.55, 11, 1992, с.649-652.
23. Alexander Dmitriev, Michel Dyakonov, and Re'mi Jullien. Classical mechanism for negative magnetoresistance in two dimensions. – Phys. Rev. B 64, 2001, pp.233321-1-233321-4.
24. A. V. Bobylev, Frank A. Maaø, Alex Hansen, and E. H. Hauge. Two-dimensional magnetotransport according to the classical Lorentz model – Phys. Rev. Lett. 75, 1995, pp.197-200
25. E.M. Baskin, M.V. Entin. Magnetic localization of classical electrons in 2D disordered lattice, – Physica B 249–251, 1998, pp.805–808
26. A. D. Mirlin, J. Wilke, F. Evers, D. G. Polyakov, and P. Wo"lfle. Strong Magnetoresistance Induced by Long-Range Disorder, – Phys. Rev. Lett. 83, 1999, pp.2801-2804.
27. M. M. Fogler, A. Yu. Dobin, V. I. Perel, and B. I. Shklovskii. Suppression of chaotic dynamics and localization of two-dimensional electrons by a weak magnetic field. – Phys. Rev. B 56, 1997, pp.6823–6838.
28. H. van Houten, C. W. J. Beenakker, P. H. M. van Loosdrecht, T. J. Thornton, H. Ahmed, M. Pepper, C. T. Foxon, and J. J. Harris. Four-terminal magnetoresistance of a

- two-dimensional electron-gas constriction in the ballistic regime. – Phys. Rev. B 37, 1988, pp.8534-8537.
29. C. W. J. Beenakker. Guiding-center-drift resonance in a periodically modulated two-dimensional electron gas. – Physical Review Letters 62, 1989, pp.2020-2023.
  30. P. H. Beton, E. S. Alves, P. C. Main, L. Eaves, M. W. Dellow, M. Henini, O. H. Hughes, S. P. Beaumont and C. D. W. Wilkinson. Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a strong periodic potential. – Physical Review B (Condensed Matter), 42, 1990, pp. 9229-9232.
  31. P. H. Beton, M. W. Dellow, P. C. Main, E. S. Alves, L. Eaves, S. P. Beaumont and C. D. W. Wilkinson. Magnetic breakdown of a two-dimensional electron gas in a periodic potential. – Physical Review B (Condensed Matter), 43, 1991, pp.9980-9983.
  32. David E. Grant, Andrew R. Long, and John H. Davies. Commensurability oscillations due to pinned and drifting orbits in a two-dimensional lateral surface superlattice. – Phys. Rev. B 61, 2000, pp.13127-13130.
  33. Y. Tokura, T. Saku, S. Tarucha, and Y. Horikoshi. Anisotropic roughness scattering at a heterostructure interface. Phys. Rev. B 46, 1992, pp.15558-15561.
  34. A.C. Churchill, G.H. Kim, A. Kurobe, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie, M. Pepper, G.A.C. Jones. Anisotropic magnetotransport in two-dimensional electron gases on (311)B GaAs substrates. – Journal of Physics: Condensed Matter 6, 1994, pp.6131-6138.
  35. Masashi Akabori , Junichi Motohisa, Takashi Fukui. Large positive magnetoresistance in periodically modulated two-dimensional electron gas formed on self-organized GaAs multiaatomic steps. – Physica E 7, 2000, pp.766-771.
  36. Y. Nakamura, S. Koshiba, H. Sakaki. Formation of multi-atomic steps and novel n-AlGaAs/GaAs heterojunctions on vicinal (1 1 1)B substrates by MBE and anisotropic transport of 2D electrons. – Journal of Crystal Growth, 175-176, 1997, pp.1092-1096

37. Y. Nakamura, H. Sakaki. Anisotropic magneto-resistance of laterally modulated GaAs/AlGaAs systems with a 15-20 nm periodicity formed on vicinal (111)B substrates. – *Physica B: Condensed Matter*, 256-258, 1998, pp.273-278.
38. Y. Nakamura, T. Noda, J. Motohisa, H. Sakaki. Anisotropic mobilities of low-dimensional electrons at stepped n-AlGaAs/GaAs interfaces with 15 nm periodicity on vicinal (111)B substrates. – *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 8, 2000, pp.219-222.
39. K.-J. Friedland, R. Hey, O. Bierwagen, H. Kostial, Y. Hirayama, K.H. Ploog. Conductance anisotropy of high-mobility, modulation-doped GaAs single quantum wells. – *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 13, 2002, 2-4, pp.642-645.
40. A. Ballestad, B. J. Ruck, J. H. Schmid, M. Adamcyk, E. Nodwell, C. Nicoll, and T. Tiedje. Surface morphology of GaAs during molecular beam epitaxy growth: Comparison of experimental data with simulations based on continuum growth equations. – *Physical Review B* 65, 2002, p.205302 (14 pages).
41. Georgios Apostolopoulos, Jens Herfort, Lutz Däweritz, and Klaus H. Ploog. Reentrant Mound Formation in GaAs(001) Homoepitaxy Observed by ex situ Atomic Force Microscopy. – *Physical Review Letters* 84, 15, 2000, pp.3358-3361.
42. Yoon Soon Fatt. Scanning force microscopy observation of GaAs and AlGaAs surfaces grown by molecular beam epitaxy. – *Journal of Applied Physics*, Volume 71, Issue 1, 1992, pp.158-163.
43. Y. Yayon, A. Esser, M. Rappaport, V. Umansky, H. Shtrikman, and I. Bar-Joseph. Long-range Spatial Correlations in the Exciton Energy Distribution in GaAs/AlGaAs Quantum Wells. – *Physical Review Letters*, 89, 15, 2002, pp.157402(4).

44. A.A.Bykov, G.M.Gusev, J.R.Leite, A.K.Bakarov, A.V.Goran, V.M.Kudryashev, A.I.Toropov, Quasiclassical negative magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a random magnetic field, *Phys. Rev. B* 65, 2001, pp.035302-1-7.
45. A. Ballestad, B. J. Ruck, M. Adamcyk, T. Pinnington, and T. Tiedje. Evidence from the Surface Morphology for Nonlinear Growth of Epitaxial GaAs Films. – *Phys. Rev. Lett.* 86, 2001, pp.2377-2380.
46. D.E.Khmel'nitskii. Quantization of Hall conductivity. – *JETP Lett.* 38, 1983, pp.552-556.
47. Patrick A.Lee and T.V.Ramakrishnan. Disordered electronic systems. – *Rev. Mod. Phys.* 57, 1985, pp.287-337.
48. D.K.K.Lee, J.T.Chalker, D.Y.K.Ko. Localization in a random magnetic field: the semiclassical limit. – *Phys. Rev. B* 50, 1994, pp.5272-5285.
49. F.Evers, A.D.Mirlin, D.G.Polyakov, P.Wolfle. Semiclassical theory of transport in a random magnetic field. – *Phys. Rev. B* 60, 1999, pp.8951-8969.
50. J. Massies, P. Etienne, F. Dezaly and N. T. Linh. Stoichiometry effects on surface properties of GaAs{100} grown in situ by MBE. – *Surface Science*, v.99, N.1, 1980, pp.121-123.
51. P. Drathen, W. Ranke and K. Jacobi. Composition and structure of differently prepared GaAs(100) surfaces studied by LEED and AES. – *Surface Science*, v.77, 1978, pp.L162-L166.
52. Neave J.H., Joyce B.A., Dobson P.J., Norton N. Dynamics of Film Growth of GaAs by MBE from RHEED Observations. – *Appl. Phys. A.*, v.31, 1983, pp.1-8.
53. G. Binnig, C. F. Quate, and Ch. Gerber. Atomic force microscope. – *Phys. Rev. Lett.* 56, 1986, pp.930-933.

54. Руководство пользователя СЗМ Смена. Компания «НТ-МДТ», Москва, 2002, с.1-157.
55. Y. Martin, C. C. Williams, and H. K. Wickramasinghe. Atomic force microscope-force mapping and profiling on a sub 100-Å scale. – Journal of Applied Physics Volume 61, Issue 10, 1987, pp.4723-4729.
56. U. Dürig, J. K. Gimzewski, and D. W. Pohl. Experimental observation of forces acting during scanning tunneling microscopy. – Phys. Rev. Lett. 57, 19, 1986, 2403-2406.
57. Yves Martin, David W. Abraham, and H. Kumar Wickramasinghe. High-resolution capacitance measurement and potentiometry by force microscopy. – Applied Physics Letters Volume 52, Issue 13, 1988, pp.1103-1105.
58. Paul Girard. Electrostatic force microscopy: principles and some applications to semiconductors. – Nanotechnology 12, 2001, pp.485-490.
59. П.А. Арутюнов, А.Л. Толстихина. Феноменологическое описание характеристик поверхности, измеряемых методом атомно-силовой микроскопии. – Кристаллография, т.43, №3, 1998, с.524-534.
60. Z. Ding, D.W. Bullock, P.M. Thibado, V. P. LaBella, Kieran Mullen. Atomic-Scale Observation of Temperature and Pressure Driven Preroughening and Roughening. – Phys. Rev. Lett. v.90, 21, 2003, pp.216109-1–219109-4.
61. Tadashi Saku, Yoshiji Horikishi and Yasuhiro Tokura. Limit of Electron Mobility in Al-GaAs/GaAs Modulation-doped Heterostructures. – Jpn.J.Appl.Phys., 35, 1996, pp.34-38.
62. Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. Андерсоновская локализация и аномальное магнетосопротивление при низких температурах. – УФН, т.136, вып.3, 1982, с.536-538.



63. I. L. Aleiner and A. I. Larkin. Divergence of classical trajectories and weak localization. – Phys. Rev. B 54, 1996, pp. 14423-14444.
64. Alexander Dmitriev, Michel Dyakonov and Remi Jullien. Anomalous Low-Field Classical Magnetoresistance in Two Dimensions. – Physical Review Letters, 89, 2002, pp.266804(4).