

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР

На правах рукописи

Королев Сергей Александрович

**Микроволновая микроскопия полупроводниковых
структур**

Специальность 01.04.01 — Приборы и методы экспериментальной физики

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Резник Александр Николаевич

Нижний Новгород — 2018

Оглавление

Список сокращений	4
Введение	5
1. Теоретическая модель микроволнового микроскопа	21
1.1 Принцип работы и устройство микроскопа	21
1.2 Спектральные характеристики зонда	23
1.2.1 Спектр коэффициента отражения	23
1.2.2 Спектр коэффициента передачи	25
1.3 Импеданс взаимодействия	26
1.4 Лабораторный макет микроскопа	34
1.5 Экспериментальное исследование	37
1.5.1 Детали эксперимента и образцы	37
1.5.2 Результаты и обсуждение	38
Выводы	40
2. Метод диагностики полупроводниковых структур	42
2.1 Процедура измерений	42
2.2 Калибровка микроскопа	44
2.3 Решение обратной задачи	46
2.4 Исследование полупроводниковых структур. Точность метода	48
2.4.1 Плёнки	48
2.4.2 Гетероструктуры	49
Выводы	52
3. Исследование полупроводникового алмаза	53
3.1 Полупроводниковый алмаз — проблемы и перспективы	53
3.2 Образцы и методы исследования	54

3.3	Подложки	58
3.4	Дельта-легированные структуры	59
	Выводы	66
4.	Ближнепольная микроволновая томография	67
4.1	Тестовая структура и методика измерений	67
4.2	Многопараметрическая обратная задача	70
4.3	Моделирование	75
4.4	Экспериментальные результаты	77
	Выводы	82
	Заключение	84
	Приложение	86
A	Формула резонансной кривой	86
B	Разрешающая способность микроскопа	87
	Список публикаций автора по теме диссертации	90
	Литература	93

Список сокращений

- БСММ — ближнепольный сканирующий микроволновый микроскоп;
- БМТ — ближнепольная микроволновая томография;
- БРТ — ближнепольная радиочастотная томография;
- ВДП — метод ван дер Пау;
- ВДП-Л — метод ван дер Пау в локальной геометрии холловского креста;
- ВДП-О — метод ван дер Пау в геометрии образца;
- ВИМС — вторично ионная масс-спектрометрия;
- КЗ — коаксиальный зонд;
- ПЗ — полосковый зонд;
- СЗМ — сканирующий зондовый микроскоп;
- НЕМТ — high electron mobility transistor;
- НРНТ — high pressure high temperature;
- MPCVD — microwave plasma-enhanced chemical vapor deposition;
- ТЕМ — transverse electromagnetic.

Введение

Полупроводниковые структуры лежат в основе многочисленных приборов современной электроники [1]. С целью улучшения характеристик приборов ведётся постоянная работа по совершенствованию традиционно применяемых, а также по разработке новых полупроводниковых материалов и структур. В этой связи важное место занимает задача изучения их свойств [2].

Для полупроводниковых материалов и структур, используемых в микроэлектронике, особенное значение имеют электрические свойства, которые характеризуются такими параметрами как диэлектрическая проницаемость, проводимость, подвижность и концентрация свободных носителей заряда и др. Существует целый набор методов, которые позволяют измерять данные характеристики. Среди них наиболее популярны метод ван дер Пау (ВДП), метод длины переноса, вольт-ёмкостное профилирование. Данные методы требуют создания меза-структур и металлических контактов на поверхности образца, что имеет свои недостатки. Во-первых, необходимо отработать технологию изготовления меза-структур и контактов, чтобы они не вносили дополнительную неопределённость в измерения. Во-вторых, модифицированные под измерения области структуры, как правило, не пригодны для дальнейшего использования. В-третьих, создание меза-структур и контактов занимает дополнительное количество времени и сил. Учитывая сказанное, особенно ценными представляются неразрушающие методы, позволяющие исключить постростовую модификацию структур из процесса измерений. Существует целый ряд методов неразрушающего контроля, которые нашли широкое применение в полупроводниковой электронике. Среди них оптическая микроскопия, рентгеновская рефлектометрия и дифрактометрия, оптическая рефлектометрия, электронная микроскопия, оптическая спектроскопия и др.

Большая часть неразрушающих методов диагностики основана на взаимодействии электромагнитного излучения с веществом. Методы, относящиеся к данному типу, принято разделять по используемому диапазону частот. Различают измерения на постоянном токе, радиочастотные, микроволновые, терагерцовые, инфракрасные, оптические, рентгеновские. В каждом диапазоне может быть измерен только свой определённый набор характеристик об-

разца, что связано с различным механизмом взаимодействия электромагнитного излучения с веществом в разных диапазонах. Для исследования проводящих свойств объекта (имеются в виду такие характеристики как проводимость, подвижность и концентрация свободных носителей заряда) используются, как правило, измерения на постоянном токе [2], измерения в радиочастотном и микроволновом диапазонах [3]. Проведение измерений в терагерцовом диапазоне ($\sim 0.1 - 10$ ТГц) осложняется недостаточным уровнем развития техники, а именно высокой стоимостью или отсутствием соответствующих приборов. Исследование проводящих свойств на более высоких частотах затруднено, что связано с инерцией установления тока проводимости в материале. Для примера, характерное время установления тока в полупроводниках, определяемое временем релаксации импульса носителей заряда τ , имеет типичное значение $\tau \sim 10^{-13}$ с, что соответствует частоте $f \sim 10$ ТГц.

Среди неразрушающих методов исследования проводящих свойств полупроводниковых материалов и структур наибольшее распространение получил метод вихревых токов [4], в котором взаимодействие с образцом осуществляется посредством радиочастотного магнитного поля, создаваемого ферритовым сердечником. Интенсивно развиваются микроволновые методы, которые основаны на взаимодействии образца с электромагнитным полем объёмного резонатора [5] и волноводов различной конфигурации [6, 7].

С уменьшением размеров полупроводниковых структур появилась необходимость создания измерительных систем, способных изучать свойства объектов на микро- и наномасштабах. Одной из основных таких систем является сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) [8]. Существует немалое число методов сканирующей зондовой микроскопии, позволяющих исследовать электрические свойства структур. Наибольшее распространение получили микроскопия сопротивления растекания [9, 10], ёмкостная микроскопия [11], микроскопия зонда Кельвина [12]. Отметим, однако, что данные методы требуют наличия омического соединения между зондом и образцом, что не позволяет полностью отнести их к неразрушающим методам. Более того, для реализации метода сопротивления растекания необходим плотный контакт зонда с образцом для обеспечения приемлемой величины контактного сопротивления, что может приводить к модификации поверхности образца. К тому же, применение данного метода к полупроводниковым структурам осложнено тем, что на поверхности полупроводника, как правило, формируется слабопроводящий слой (обеднённая область, окисел), что приводит к резкому возрастанию сопротивления. Приложение между зондом и образцом большого напряжения способствует возникновению сильного электрического поля вблизи острия иглы, что может вызвать разрушение структуры.

Указанных недостатков стандартных методов сканирующей зондовой микроскопии ли-

шены методы, использующие электромагнитное взаимодействие между зондом и образцом, которое может быть осуществлено бесконтактным способом. Однако на этом пути возникает известная трудность, связанная с ограничением на разрешающую способность волновой диагностики, которая по порядку величины не может быть лучше длины волны излучения λ . Данное ограничение можно обойти, используя ближнее электромагнитное поле [13], которое локализовано на масштабе размера апертуры излучателя (антенны). Уменьшая размер апертуры D , можно достичь глубокого субволнового разрешения. В настоящее время получили развитие ближнепольные микроскопы, работающие в микроволновом [13, 14], терагерцовом [15–18], инфракрасном [19] и оптическом диапазонах [20]. Отсутствие ближнепольного микроскопа в радиочастотном диапазоне связано с высоким значением импеданса микроантенны на низких частотах ($< \sim 100$ МГц), что не позволяет измерять его с достаточной точностью. Выше было отмечено, что изучение проводящих свойств полупроводниковых структур на частотах $> \sim 100$ ГГц сопряжено с значительными трудностями. Учитывая сказанное, можно сделать вывод, что ближнепольная микроволновая микроскопия является практически единственным методом для бесконтактного неразрушающего исследования проводящих свойств полупроводниковых структур с микро- и нано- разрешением. Дополнительным обстоятельством, говорящим в пользу использования микроволнового диапазона, является его соответствие рабочим частотам многих современных полупроводниковых приборов, что позволяет при исследовании соответствующих структур исключить возможную ошибку, связанную с частотной дисперсией измеряемых параметров.

Зонд ближнепольного сканирующего микроволнового микроскопа (БСММ), как правило, представляет собой микроволновый резонатор, на одном из концов которого сформирована электрически малая антенна [14]. За счёт использования ближнего поля антенны разрешение БСММ на много порядков меньше рабочей длины волны λ и определяется размером апертуры антенны D . Глубокое субволновое разрешение достигается при $D \ll \lambda$. Современные серийно выпускаемые БСММ обладают микронным и субмикронным разрешением [21, 22] вплоть до 30 – 50 нм, а в приборе, работающем в режиме туннельного пробоя, достигается атомарное (субнанометровое) разрешение [23]. Вместе с тем, хорошие перспективы применения имеют БСММ со средней ($\sim 10 - 1000$ мкм) разрешающей способностью [24–32]. Эти устройства более чувствительны, сравнительно дешёвы и проще в эксплуатации. Основными сферами применения БСММ на сегодняшний день являются физика твёрдого тела [33, 34], материаловедение [35, 36], микроэлектроника [37, 38] и медицина [28].

В данной работе, в основном, используется зонд коаксиальной геометрии (коаксиальный зонд, КЗ) [21–23, 31, 38–40], который в общем виде представляет собой коаксиальный

резонатор, на одном из концов которого к центральному проводнику коаксиальной линии омически присоединена игла. Остриё иглы выступает в качестве электрически малой антенны, определяя разрешающую способность прибора. КЗ позволяет достичь наилучшего на сегодняшний день разрешения за счёт отработанной технологии изготовления острых игл с размером острия $\sim 10 - 100$ нм. Другие типы зондов БСММ описаны в [14]. В процессе сканирования измеряются характеристики микроволнового резонатора — как правило, это резонансная частота f_0 и добротность Q_0 , — которые меняются при ближнепольном взаимодействии с образцом. Эти изменения служат исходными данными для определения электрических свойств объекта.

В последнее время появилось много работ, выполненных на коммерческих БСММ [33–36, 41, 42], в которых микроволновый модуль встроено в систему атомно-силового микроскопа. Используются микроволновые модули двух фирм: Keysight Technologies (keysight.com) и Prime Nano (primenanoinc.com). Микроскоп фирмы Keysight Technologies ориентирован на использование стандартных проводящих зондов атомно-силового микроскопа, омически соединённых с центральной жилой полуволнового коаксиального резонатора. Фирма Prime Nano использует зонды собственного производства, имеющие двухстороннюю экранировку кантилевера [43]. Коммерческие микроскопы позволяют одновременно снимать карты топографии и характеристик резонансной кривой с разрешением $\sim 50 - 100$ нм, что позволяет судить о контрасте проводящих и диэлектрических свойств среды на соответствующем нанометровом масштабе. Однако, несмотря на успехи технической стороны развития БСММ, до сих пор не выработан практически пригодный метод количественного определения электрических параметров исследуемых сред. Для решения этой проблемы сегодня предпринимаются огромные усилия, включая данную работу.

Можно выделить два основных подхода к решению задачи о количественной БСММ-характеризации. В первом — эмпирическом подходе [21, 37, 44] — используется набор образцов с известными параметрами (эталонов), чтобы установить зависимость измеряемых величин (как правило, это резонансная частота и добротность резонатора) от параметров эталонов. Промежуточные точки зависимости находятся с использованием процедуры интерполяции. После этого проводится измерение исследуемого образца, и значениям измеряемых величин в соответствии с калибровочной зависимостью ставится в соответствие значение искомого параметра. Данный подход требует наличия эталонов, по своим свойствам предельно близких к исследуемым образцам. Число эталонов должно быть достаточным для построения интерполяционной зависимости. Для определения вида интерполяционной зависимости может использоваться теоретическая зависимость измеряемых величин от параметров образцов.

В другом подходе параметры образца определяются из решения обратной задачи [45–49]. Необходимой компонентой соответствующих методов служит теория взаимодействия зонда с исследуемым объектом, которая устанавливает связь измеряемых параметров БСММ с характеристиками образца. Неизвестные параметры модели определяются из калибровочных измерений эталонных образцов. Данный подход позволяет использовать эталоны, отличающиеся по своей структуре и значениям параметров от исследуемых образцов, а также существенно снизить их число по сравнению с эмпирическим подходом. В связи с этим подход, основанный на решении обратной задачи, представляется более перспективным с точки зрения практического применения.

Успех решения обратной задачи во многом зависит от точности используемой теоретической модели БСММ. Достаточную точность обеспечивает численное решение уравнений электродинамики [50–54], которое иногда применяется в обратных задачах [50, 55]. Недостаток такого подхода состоит в том, что решение обратной задачи занимает довольно большое время. Ситуация может в скором времени измениться благодаря предпринимаемым усилиям по снижению времени счёта за счёт оптимизации вычислительных схем [56]. Тем не менее, на сегодняшний день данный способ остаётся малоприменимым для практического применения.

Наибольшие надежды в решении задачи количественной характеристики сред с помощью БСММ в настоящее время связаны с аналитическими моделями [24, 27, 29, 45, 57, 58], обеспечивающими высокую скорость расчётов. Недостатком аналитических моделей является низкая точность. Отметим, что для макроскопических электродинамических систем ближнепольной диагностики, таких как коаксиальная линия передачи [59], прямоугольный волновод [60], были получены точные решения. Значимость данных решений для микроволновой микроскопии достаточно ограниченная. Особенности используемого на практике зонда почти полностью сводят к нулю такое преимущество данных моделей как точность. Реальная форма зондов БСММ, как правило, не поддаётся простому описанию, необходимому для определения функции источников ближнего поля при построении электродинамической модели. В результате, приходится использовать различные упрощающие предположения, следствием чего стало появление большого числа разнообразных аналитических моделей.

Простейшая модель взаимодействия зонда с образцом представляет собой эквивалентную схему, состоящую из сосредоточенных элементов [24, 61]. В данной модели заранее предполагается путь протекания тока, который определяет порядок соединения сосредоточенных элементов. После этого требуется связать параметры сосредоточенных элементов с параметрами исследуемой среды. В работе [62], например, такая связь устанавливается с помощью интерполяционных формул, используемых в низкочастотной ёмкостной микроскопии.

Описание системы зонд-образец эквивалентной схемой сосредоточенных элементов в каждом случае требует обоснования, основанного на более строгой теории. В качестве такого обоснования часто выступает численное моделирование [29].

Более общим подходом к описанию взаимодействия зонда с образцом является решение уравнений электродинамики. В рамках данного подхода находится распределение электромагнитного поля вблизи излучающей области зонда, устанавливается связь данного поля с измеряемыми характеристиками БСММ. Одним из методов решения уравнений электродинамики в квазистатическом приближении является метод изображений [63], который лёг в основу соответствующей модели микроскопа [27, 45, 64]. В рамках данной модели взаимодействующая часть зонда представляется в виде металлической сферы, имеющей электрический потенциал, определяемый резонатором зонда. При взаимодействии с образцом на сфере индуцируется дополнительный заряд, который учитывается при нахождении электрического поля вокруг неё. Далее, в рамках теории возмущений резонатора вычисляются изменения его параметров — резонансной частоты и добротности, — измеряемые в эксперименте. Данная модель была разработана применительно к достаточно простым объектам — одно- и двухслойным диэлектрикам, причём её обобщение уже на двухслойную структуру привело к значительному усложнению вычислительной схемы [27]. Кроме того, представление взаимодействующей части игольчатого зонда сферой является достаточно грубой аппроксимацией реальной формы антенны, снижающей точность модели. В работе [58] в качестве модельного источника поля предлагается использовать бесконечно малый осциллирующий электрический диполь, расположенный перпендикулярно поверхности исследуемого образца, что позволяет учесть магнитную составляющую поля. Однако основные проблемы аналитических моделей БСММ, связанные с неточным заданием формы источника ближнего поля, а также отсутствием возможности описывать взаимодействие со сложноструктурированными объектами, не решены и здесь.

В работах [57, 65] предложена модель, позволяющая описывать взаимодействие БСММ со средой, имеющей произвольный глубинный профиль электрических параметров (комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей). Данное качество модели, чрезвычайно полезное при исследовании полупроводниковых структур, как правило, представляющих собой многослойные планарные среды, выделяет её из ряда альтернативных аналитических теорий. Предложенная модель основана на решении уравнений электродинамики со сторонним источником поля в виде симметричной электродипольной антенны, распределение тока которой задаётся некоторой модельной функцией. Результаты работы [57, 65], однако, остаются неприменимыми для КЗ, который, как было сказано выше, наиболее пер-

спективен для использования в микроскопии субмикронного и нанометрового разрешения. Такое ограничение модели [57, 65] связано с тем, что симметричная электродипольная антенна не описывает функцию источника ближнего поля КЗ, в котором переменный заряд сконцентрирован на центральном (игольчатом) проводнике коаксиала. В данной работе построена теория БСММ на основе КЗ, взаимодействующего с произвольной плоскостойкой средой (гл. 1).

Одним из основных факторов снижения точности аналитических моделей, как было сказано, является упрощенное представление зонда. При этом геометрические параметры модели отличаются от соответствующих параметров реального зонда, а также зависят от характеристик исследуемой структуры. В результате, в процессе диагностики необходимо определять не только параметры образца, но также и зонда. Другими словами, описание взаимодействия БСММ с образцом должно быть самосогласованным. Интересный подход, преодолевающий указанную трудность, реализован в [66] для спектроскопии диэлектрической проницаемости тонких плёнок. В данной работе самосогласованная функция источников находится из интегральных уравнений, аналогично тому, как это делается в теории антенн [67]. Отклик БСММ может быть представлен как многократный интеграл от функции источников и функции Грина, которые зависят от параметров образца. Обращая данный интеграл, мы получаем искомое решение (в идеале, глубинный профиль диэлектрической проницаемости образца). Основная проблема указанного подхода состоит в том, что сведение дифференциальных уравнений Максвелла к интегральным практически не приводит к снижению времени вычислений. В этом смысле подход [66] имеет тот же недостаток, что и решение уравнений Максвелла методом конечных элементов — большие временные затраты на вычисления. В работе [47, 48] предложен другой подход к построению самосогласованной теории, в котором используются калибровочные измерения для определения подгоночных параметров аналитической модели. В качестве калибровочных эталонов применяются образцы с простой внутренней структурой для характеристики сложноструктурированных полупроводников. На основе данного подхода в [47, 48] разработан метод измерения слоевого сопротивления полупроводниковых плёнок на диэлектрической подложке. В настоящей диссертации метод [47, 48] распространён на задачу измерения сопротивления проводящего слоя многослойной полупроводниковой структуры (гл. 2). В отличие от работы [47, 48], в которой был использован ПЗ, метод обобщен на использование КЗ, позволяющего достичь лучшего разрешения. Возможности разработанного метода проиллюстрированы на ряде структур, включая плёнки GaN на сапфировой подложке, транзисторные гетероструктуры на основе твёрдых растворов (Al,Ga)N и (Al,Ga,In)As. Наиболее ярко достоинства разработанного

метода проявились в исследованиях структур полупроводникового алмаза (гл. 3). Сильная латеральная неоднородность проводимости как подложек, так и эпитаксиальных пленок алмаза привела к тому, что традиционные методы диагностики оказались неспособными дать адекватную информацию о свойствах исследовавшихся образцов.

Развитие методов ближнепольной микроскопии стимулировало постановку задач диагностики сложных объектов, внутренняя структура которых характеризуется большим числом параметров. Подобные задачи принято называть томографией, подразумевающей под собой получение послойного изображения внутренних свойств объекта. Толщины слоёв современных полупроводниковых структур могут достигать значений ~ 1 нм, что требует соответствующего разрешения от измерительного устройства. При этом зачастую стоит задача об исследовании латеральной неоднородности глубинных профилей структур, что ведёт к необходимости развития томографических методов, имеющих микро- и наноразрешение не только по глубине, но и вдоль поверхности образца. Указанное разрешение может быть достигнуто только при помощи БСММ.

Для исследования электрических свойств объектов давно применяется томография, использующая электромагнитные волны радио- и микроволнового диапазона [68–73]. Однако применимость волновых методов для диагностики полупроводниковых структур ограничена из-за их недостаточной разрешающей способности. Латеральное разрешение данных методов лимитировано длиной волны и составляет $>\sim 1$ мм даже для микроволнового диапазона. Разрешение по глубине ограничено толщиной скин-слоя, которая для полупроводников, как правило, $>\sim 10$ мкм. Использование ближних электрического и магнитного полей снимает указанное ограничение, поскольку локализация ближнего поля определяется размером апертуры излучающей антенны.

Много лет используется ближнепольная радиочастотная томография (БРТ), включающая в себя широкий набор методов. Одним из первых возник метод электрической импедансной томографии [74–78], в котором измерения проводятся с помощью массива электродов, расположенных вокруг исследуемой области. В простейшей реализации, инжектируя через пару электродов ток и измеряя разность потенциалов между другой парой, получают значение трансимпеданса. Данную процедуру четырёхзондовых измерений реализуют для различных электродов из массива. В результате получается набор значений трансимпеданса, по которым восстанавливается профиль проводимости и диэлектрической проницаемости исследуемого объекта. Другой метод, электрическая ёмкостная томография [79–83], сходен с электрической импедансной томографией тем, что также используется массив электродов и прикладывается электрическое поле к материалу. Отличие состоит в способе измерений:

вместо измерения трансимпеданса, которое задействует одновременно четыре электрода, измеряется ёмкость между различными парами электродов. Измерения проводятся через изолирующий слой, чтобы исключить влияние проводимости контактов. Ёмкостную томографию можно рассматривать как частный случай импедансной томографии. Используется она, в основном, для исследования диэлектрических материалов. Более новым и, соответственно, менее развитым методом является магнитная индукционная томография [84, 85], первые сообщения о которой появились в 1992 – 1993 годах. Метод основан на взаимодействии переменного магнитного поля со средой. Под действием возбуждающего магнитного поля в среде возникают вихревые токи, приводящие к возмущению исходного поля. Детектируя возмущённое поле, можно извлечь информацию о свойствах среды. Магнитная импедансная томография позволяет измерять проводимость, диэлектрическую и магнитную проницаемости среды. Есть сообщения о гибридных системах, включающих в себя либо магнитное возбуждение с помощью катушек индуктивности и измерение поверхностных потенциалов с помощью электродов [86, 87], либо возбуждение тока с помощью электродов и детектирование магнитного поля с помощью катушек [88]. Отметим, что разрешение устройств БРТ не превышает ~ 1 мм, что объясняется невозможностью использования зондов микронных и субмикронных размеров в соответствующих устройствах. Дело в том, что с уменьшением размера зонда возрастает значение измеряемого импеданса (уменьшается значение ёмкости зонд-образец), который с некоторого значения практически перестаёт влиять на отклик прибора. С развитием техники БСММ необходимая чувствительность достигается даже для 50 – 100 нм зондов, что объясняется уменьшением импеданса с ростом частоты излучения. Флуктуационный порог чувствительности современных ёмкостных БСММ составляет ~ 1 аФ [89].

Необходимой компонентой любого метода электромагнитной томографии служит теория, связывающая измеряемые параметры прибора с распределением диэлектрической $\varepsilon(\vec{r})$ и магнитной $\mu(\vec{r})$ проницаемостей в исследуемом объекте. Глубинная структура объекта восстанавливается путём решения обратной задачи. В простейшем случае одномерного объекта восстанавливаются глубинные профили $\varepsilon(z)$ и $\mu(z)$. Проблема, как правило, осложняется некорректностью обратной задачи. Успех её решения во многом зависит от точности используемой теоретической модели. Для решения задачи ближнепольной микроволновой томографии (БМТ) используется несколько подходов. Для слабонеоднородных сред может быть построена аналитическая электромагнитная теория (в том числе трёхмерная) в рамках метода возмущений [90, 91]. В случае сильнонеоднородных одномерных сред взаимодействие может быть описано на основе уже упомянутой выше теории электродипольной антенны [57, 65] и

выполненного в данной работе её обобщения на геометрию КЗ. Как уже было сказано, указанная модель позволяет описывать микроскопию структур с произвольным глубинным профилем $\varepsilon(z)$ и $\mu(z)$. При этом трёхмерное изображение объекта может быть получено сканированием поверхности, как в случае классического СЗМ. Естественное ограничение состоит в том, чтобы характерный размер неоднородностей в плоскости поверхности превышал масштаб латерального разрешения зонда. Возможность реализации БМТ полупроводниковых структур с микро- и наноразрешением продемонстрирована в [92] на основе вышеупомянутой теории [57, 65] путём численного моделирования. В данной работе указанная возможность впервые подтверждена экспериментально (гл. 4). Особое внимание уделено вопросу точности развитой теории взаимодействия КЗ в приложении к задаче томографии.

Стоит отметить работы российских ученых, которые, помимо нашей группы, занимаются микроволновой ближнепольной микроскопией и смежными задачами. Коллеги из Института прикладной физики РАН (Нижний Новгород) не связаны с микроскопией твердотельных микроструктур, эксплуатируя устройства низкого разрешения $\sim 0.3 - 1$ см. Их интересы сосредоточены на исследованиях мезоскопических объектов в приложении к медицинской [93, 94] и плазменной [95] диагностике. Интересные схемные решения для БСММ сантиметрового диапазона предложены в Саратовском государственном университете (Саратов), где под руководством проф. Усанова выполнены демонстрационные эксперименты по сканированию металл-диэлектрических структур с разрешением ~ 10 мкм [96]. В группе из Физико-технического института РАН (Санкт-Петербург) создан ближнепольный микроскоп терагерцового диапазона и проведено с его помощью тестирование некоторых полупроводниковых структур [18, 97]. Однако, в силу специфики соответствующей техники, данные этих работ пока не поддаются количественной интерпретации. Значительный вклад в развитие метода БМТ внёс проф. Гайкович из Института физики микроструктур РАН (Нижний Новгород). Одним из его достижений является развитие метода решения обратной задачи БМТ неоднородного диэлектрического полупространства на основе аналитической трёхмерной модели взаимодействия [91]. Данный метод получил дальнейшее развитие, в частности, для решения задачи ближнепольной микроволновой голографии [98].

Цели и задачи диссертации

Целью диссертационной работы является развитие теории БСММ; развитие метода количественной характеристики полупроводниковых материалов и структур с помощью БСММ; исследование полупроводниковых материалов и структур с помощью БСММ; развитие ме-

тогда БМТ.

Для достижения цели диссертации поставлены следующие задачи.

1. Решение электродинамической задачи взаимодействия КЗ со средой, имеющей произвольный глубинный профиль комплексной диэлектрической проницаемости. Апробация построенной модели взаимодействия в эксперименте.
2. Распространение метода микроволновой микроскопии на измерение сопротивления проводящего слоя многослойной полупроводниковой структуры. Достижение микронной разрешающей способности измерения сопротивления слоя. Применение метода в исследованиях полупроводниковых плёнок и транзисторных гетероструктур. Анализ точности метода.
3. Исследование монокристаллических алмазных подложек и дельта-легированных эпитаксиальных алмазных слоёв с помощью БСММ. Сравнение результатов микроволновой микроскопии с измерениями альтернативными методами.
4. Разработка и исследование метода БМТ микронного латерального разрешения и его демонстрация в эксперименте.

Методы исследования

Взаимодействие зонда БСММ с плосконеоднородной средой анализируется при помощи теории антенн и теории распространения электромагнитных полей. Импеданс зонда, рассматриваемого как антенна, находится с использованием теоремы Пойнтинга. Применяется разложение полей и источников в пространственный спектр Фурье, что позволяет корректно учесть волновую и квазистатическую части спектра. При расчёте спектральных компонент полей вводятся локальные коэффициенты отражения и прохождения, которые рассчитываются методом "итерационной прогонки".

Для определения параметров тестируемых структур используется метод микроволновой микроскопии. Применяются КЗ и ПЗ, встроенные в качестве сменных модулей в систему сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) СММ-2000 (АО «Завод ПРОТОН»). Определение информативных параметров БСММ (резонансной частоты и добротности) производится на основе измерений резонансной характеристики зонда. В этих измерениях используется векторный анализатор цепей E8361A PNA Series (Keysight Technologies) и прилагаемые к прибору методики калибровки. Для решения обратной задачи измерений с помощью КЗ используется разработанная модель монополярной антенны. Подгоночные параметры модели

определяются из дополнительных калибровочных измерений. В качестве калибровочных эталонов используется два набора образцов с известными электродинамическими характеристиками: диэлектрические/полупроводниковые пластины и полупроводниковые плёнки на диэлектрической подложке. Экспериментальная верификация разработанного метода БСММ и оценка его точности выполнена путём сравнения данных измерений, полученных микроволновыми зондами разной геометрии, со стандартными измерениями методом ван дер Пау (ВДП).

Для исследования алмазных подложек и эпитаксиальных структур помимо разработанного метода БСММ и стандартного ВДП применены дополнительные методы диагностики — вторично ионная масс-спектрометрия (ВИМС) и интерферометрия белого света. Измерения ВДП проводились в двух геометриях: в геометрии образца (ВДП-О) и в локальной геометрии холловского креста (ВДП-Л). В случае ВДП-О омические контакты формировались по углам квадратного алмазного образца, и измерялось сопротивление, усреднённое по всей площади образца. Для реализации ВДП-Л на поверхности образца вытравливались пять холловских крестов, так что вне крестов эпитаксиальный слой удалялся. По углам каждого креста формировались омические контакты, и проводились локальные измерения сопротивления структуры в области креста.

Метод БМТ реализован в эксперименте с диодной структурой, на поверхность которой нанесена антенная матрица в виде концентрических микроконтактов. Спектр импеданса антенн измерен на зондовой станции РМ5 (Cascade Microtech) с помощью микроволновых зондов |Z| Probe (Cascade Microtech). Предварительный анализ возможностей метода и его точности выполнен по данным компьютерного моделирования. Метод решения обратной задачи основан на минимизации многомерной функции невязки. Компьютерная программа минимизации написана с использованием алгоритма Нелдера-Мида.

Достоверность результатов

Теория БСММ разработана в рамках стандартных подходов теории антенн и теории распространения электромагнитных полей. Развитая модель подтверждена экспериментально.

В основе предложенного метода микроволновой микроскопии лежит верифицированная теория и хорошо известный метод решения обратной задачи. Метод апробирован на разнообразных структурах, полученные результаты согласуются с измерениями стандартным ВДП.

Исследования алмазных структур были проведены различными методами, результаты

измерений которых согласуются между собой.

Измерения БМТ проводятся с помощью калиброванного коммерческого оборудования, результаты измерений обрабатываются с помощью протестированной программы, реализованной на основе хорошо известного алгоритма минимизации функции нескольких переменных. Результаты, полученные методом БМТ, согласуются со значениями, предоставленными производителем структур.

Новизна

1. Получено аналитическое решение задачи об импедансе взаимодействия КЗ БСММ со средой, имеющей произвольный глубинный профиль комплексной диэлектрической проницаемости.
2. Метод микроволновой микроскопии распространён на измерение сопротивления проводящего слоя многослойной полупроводниковой структуры. Для повышения точности измерения слоевого сопротивления предложено использовать в качестве эталонных образцов полупроводниковые плёнки вместо объёмно-однородных пластин. Достигнута микронная разрешающая способность метода за счёт использования КЗ. Теоретической основой метода является разработанная модель монополярной антенны, описывающая взаимодействие КЗ с плоскостистой средой. С помощью сконструированного БСММ получены латеральные профили сопротивления канала транзисторных гетероструктур.
3. При помощи БСММ протестированы алмазные подложки и эпитаксиальные слои, в которых обнаружена гигантская латеральная неоднородность проводимости. Получены электрофизические характеристики эпитаксиального слоя, не искажённые шунтирующим влиянием неоднородно проводящей подложки. Установлена корреляция высокоомной области эпитаксиального слоя с низлежащим мезоскопическим дефектом подложки.
4. Разработан и апробирован в эксперименте метод БМТ с микронным латеральным разрешением.

Научная и практическая значимость

Полученное аналитическое решение составило теоретическую основу метода измерения сопротивления проводящего слоя многослойной полупроводниковой структуры при помощи

КЗ. Метод позволяет локально и без разрушения измерять сопротивление с микронным латеральным разрешением.

Исследования алмазных подложек и структур позволили выявить и измерить распределение проводимости с характерным размером неоднородностей 0.1 – 1 мм. Удалось определить электрофизические параметры эпитаксиального слоя, не искажённые шунтирующим влиянием неоднородно проводящей подложки.

БМТ позволяет исследовать глубинные электрофизические свойства сложнотруктурированных объектов с микронным латеральным разрешением.

Положения, выносимые на защиту

1. Взаимодействие КЗ БСММ с плоскостной средой может быть количественно описано предложенной аналитической моделью, основанной на квазистатическом решении задачи об излучении в ближней зоне асимметричной электродипольной антенны с заданной формой распределения переменного заряда на электродах. В случае трёхмерного растекания тока в среде антенна КЗ является монополюсом, т.е. её импеданс определяется зарядом, сосредоточенным на конце центрального игольчатого электрода.
2. Метод микроволновой микроскопии позволяет бесконтактным способом измерять сопротивление проводящих слоёв многослойных полупроводниковых структур с микронным латеральным разрешением. Повышение точности измерения слоевого сопротивления достигается за счёт использования в качестве эталонных образцов плёночных полупроводниковых структур. В диапазоне сопротивлений слоёв $\sim 0.1 - 15$ кОм/□ точность составляет $\sim 10\%$.
3. Метод микроволновой микроскопии даёт возможность исследовать плёночные полупроводниковые структуры в условиях гигантской неоднородности проводимости как плёнки, так и подложки. Для эпитаксиальных структур алмаза удаётся выявить мезоскопические неоднородности сопротивления эпитаксиального слоя и установить их связь со структурной дефектностью подложки. В процессе комплексных исследований (БСММ в сочетании с ВДП и ВИМС) может быть получен полный набор электрофизических характеристик эпитаксиального слоя: проводимость, концентрация и подвижность свободных носителей, концентрация примеси и степень её ионизации.
4. Метод БМТ позволяет получить трёхмерное распределение электрических характеристик полупроводниковых структур с микронным латеральным разрешением.

Апробация работы

Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на следующих российских и международных конференциях.

- II Всероссийская микроволновая конференция. — Москва, 2014 г.
- XIX Международный симпозиум "Нанопластика и нанопластика". — Нижний Новгород, 2015 г.
- VI Всероссийская молодёжная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики. — Москва, 2015 г.
- II Российско-белорусская научно-техническая конференция "Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение" им. О. В. Лосева. — Нижний Новгород, 2015 г.
- III Всероссийская микроволновая конференция. — Москва, 2015 г.
- X Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. — Нижний Новгород, 2016 г.
- XX Международный симпозиум "Нанопластика и нанопластика". — Нижний Новгород, 2016 г.
- IV Всероссийская микроволновая конференция. — Москва, 2016 г.
- XXI Международный симпозиум "Нанопластика и нанопластика". — Нижний Новгород, 2017 г.
- XIX Координационный научно-технический семинар по СВЧ технике. — Нижний Новгород, 2017 г.
- V Всероссийская микроволновая конференция. — Москва, 2017 г.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 15 научных работ, среди которых 4 статьи в реферируемых журналах и 11 работ в материалах российских и международных конференций. Список работ см. на стр. 90.

Благодарности

Диссертационное исследование выполнено в Институте физики микроструктур РАН при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 15-02-04081, № 18-02-00914) и Отделения физических наук РАН. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН "Физика и технология микро- и наноструктур".

Автор выражает благодарность научному руководителю д. ф.-м. н. А. Н. Резнику за чётко сформулированные интересные задачи, помощь в выполнении работы и написании диссертации; д. ф.-м. н. проф. В. И. Шашкину за активную поддержку и содействие в выполнении диссертационного исследования; к. ф.-м. н. Н. В. Востокову за проведение измерений структуры низкobarьерного диода микроволновыми зондами $|Z|$ Probe; к. ф.-м. н. Н. К. Вдовичевой за разработку компьютерной программы решения обратной задачи; к. ф.-м. н. Е. В. Демидову за помощь в подборе образцов для исследований и проведении измерений ВДП; д. ф.-м. н. проф. А. Л. Вихареву и сотрудникам его лаборатории за предоставление образцов алмазных структур и помощь в интерпретации результатов измерений; к. ф.-м. н. А. Е. Парафину за помощь в организации микроволновых измерений; к. ф.-м. н. М. Н. Дроздову за проведение измерений методом ВИМС; С. А. Краеву за помощь в подготовке образцов для измерений; к. ф.-м. н. М. А. Галину за предоставление программы моделирования ошибки решения обратной задачи; д. ф.-м. н. В. В. Курину за тщательный разбор теоретической составляющей диссертации и сделанные на основе этого ценные замечания.

Глава 1

Теоретическая модель микроволнового микроскопа

В данной главе описывается принцип работы и устройство БСММ. Излагается метод расчёта резонансной характеристики и её параметров — резонансной частоты, добротности, параметра связи — величин, которые измеряются в эксперименте. Приводится вывод выражения для импеданса взаимодействия, основанный на решении квазистатической задачи о взаимодействии зонда со средой, имеющей произвольный глубинный профиль комплексной диэлектрической проницаемости. Описывается лабораторный макет БСММ, постановка и результаты эксперимента по исследованию теоретической модели взаимодействия. Развитая теория служит основой метода количественной микроволновой микроскопии (гл. 2) и БМТ (гл. 4).

1.1 Принцип работы и устройство микроскопа

Субволновое разрешение многим кажется недостижимым в принципе. Еще лорд Рэлей в конце XIX века установил, что разрешающая способность микроскопа Δ не может превышать $\lambda/2$ [99]. Однако это утверждение справедливо только для распространяющихся мод электромагнитного поля. Разрешающую способность можно сделать сколь угодно высокой, если использовать эванесцентные (прижатые) электромагнитные поля. Например, если создать на плоскости $z = 0$ переменное электрическое поле с амплитудой $E(x) = E_0 \exp(ik_x x)$, где $k_x = \kappa \gg k_0 = 2\pi/\lambda$, $k_y = 0$, то это поле не будет распространяться вдоль координаты z в виде бегущей волны, а будет экспоненциально спадать, как $E(z) \sim \exp(-\kappa z)$. Масштаб изменения поля с расстоянием от источника $\delta = \kappa^{-1} \ll \lambda$, т. е. поле локализовано вблизи источника, откуда его другое название — ближнее.

Источником ближнего поля является антенна с апертурой $D \ll \lambda$. В микроволновом диапазоне такие антенны практически не применяются в качестве излучателей волн из-за низкой эффективности. Большая часть энергии генератора поглощается в подводящих цепях,

и лишь малая ее доля преобразуется в излучение. Что же касается БСММ, то его волновая излучательная способность значения не имеет, поэтому микроантенны идеально подходят в качестве источников ближнего поля. Устройство БСММ схематически показано на рис. 1.1. Антенна микроскопа окружена оболочкой из ближнего поля. Если в эту область поместить контрастный объект, то измерителем (И на рис. 1.1) будет зафиксирован отклик. Размер области локализации поля примерно равен D , что и определяет разрешение. Уточним понятие

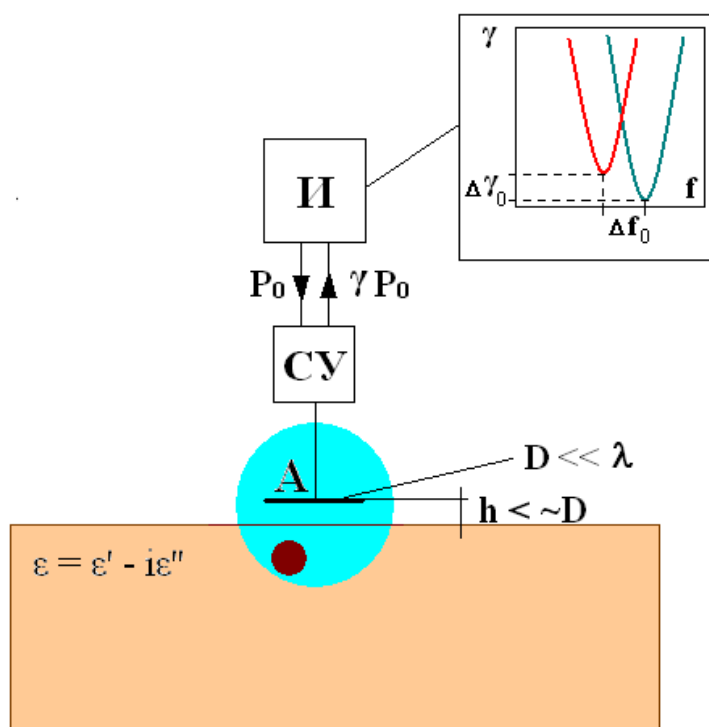


Рис. 1.1. Схема БСММ. А — антенна, СУ — согласующее устройство, И — измеритель, включающий в себя генератор и детектор микроволнового сигнала. На вставке — частотный отклик в отсутствие (синий) и при наличии (красный) контрастного объекта.

отклика БСММ. Если запитать антенну непосредственно через линию передачи от генератора, коэффициент отражения γ системы будет близок к 1. Реакция на объект сведется к отлнчию γ от 1 не более чем в 3–4-ом знаке после запятой, что довольно трудно зарегистрировать. Если же подключить антенну к генератору через согласующее устройство, то можно добиться очень малого отражения от входа $\gamma \sim 10^{-5} - 10^{-4}$. Выполнить это удастся на определенной (резонансной) частоте f_0 , т. е. согласующее устройство вместе с антенной является резонатором. Если диэлектрическая ϵ или магнитная μ проницаемость исследуемого образца неоднородна, то в процессе сканирования антенной, за счет возмущения ближнего поля, входной импеданс антенны Z будет меняться. Это приведёт к искажению частотной характеристики микроскопа в виде сдвига резонансной частоты на Δf_0 , изменения доброт-

ности ΔQ_0 и рассогласования $\Delta\gamma_0$. Измерение параметров Δf_0 , ΔQ_0 , $\Delta\gamma_0$ и есть регистрация оклика БСММ.

Таким образом, основным функциональным элементом БСММ является зонд, который практически всегда представляет собой микроволновый резонатор. Основными типами зондов являются КЗ (рис. 1.2(а–в)) и ПЗ (рис. 1.2(г–е)), представляющие собой соответственно отрезок коаксиальной и полосковой линий передачи. В КЗ антенной является острière иглы, присоединённой к центральной жиле на одном из концов резонатора. В ПЗ антенной является зауженный конец полосковой линии. Резонатор, как правило, заполнен диэлектрическим веществом, которое, во-первых, увеличивает электрическую длину резонатора, а, во-вторых, является элементом жёсткости между проводниками резонатора. Для того чтобы завести и вывести из резонатора электромагнитное излучение, используются три варианта соединения: омическое (рис. 1.2(а, г)), ёмкостное (рис. 1.2(б, д)) и индуктивное (рис. 1.2(в, е)). В первых двух случаях конструктивно удобно использовать полуволновой резонатор, а в случае индуктивной связи — четвертьволновой. На рис. 1.2 изображены однопортовые зонды, которые используются в режиме измерения коэффициента отражения. Существуют двухпортовые зонды, в этом случае может быть реализован режим измерения коэффициента передачи.

1.2 Спектральные характеристики зонда

Измеряемой характеристикой является частотная зависимость комплексного коэффициента отражения $\Gamma = \sqrt{\gamma} \exp(i\varphi)$, либо комплексного коэффициента передачи $T = \sqrt{t} \exp(i\phi)$ зонда, которая имеет форму резонансной кривой.

1.2.1 Спектр коэффициента отражения

Коэффициент отражения зонда Γ зависит от входного импеданса зонда $Z_{in} = R_{in} - iX_{in}$ как

$$\Gamma(f) = \frac{Z_{in}(f) - Z_0}{Z_{in}(f) + Z_0}, \quad (1.1)$$

где Z_0 — характеристический импеданс подводющей/выводящей линии передачи. Входной импеданс зонда Z_{in} зависит от способа ввода/вывода излучения. Мы рассмотрим тип зонда с омической связью (рис. 1.2(а, г)), который был использован в нашей работе. Чтобы вывести выражение для Z_{in} , мы будем представлять зонд БСММ в виде отрезка двухпроводной линии передачи с характеристическим импедансом Z_l и волновым числом k_l (рис. 1.3). Рабочий конец зонда рассматривается как антенна с входным импедансом $Z = R - iX$, подключённым

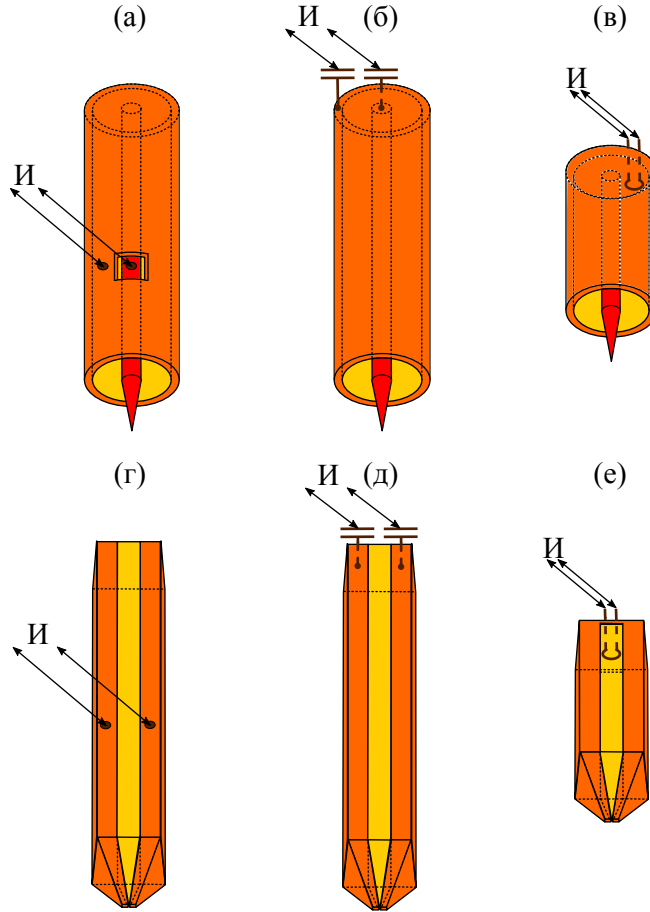


Рис. 1.2. Зонды БСММ: КЗ с (а) омической, (б) ёмкостной и (в) индуктивной связью; ПЗ с (г) омической, (д) ёмкостной и (е) индуктивной связью. И — измеритель.

в качестве нагрузки к резонатору БСММ. Другой конец зонда — открытый. Импеданс Z находится из решения задачи о взаимодействии антенны со средой (п. 1.3). Точка ввода/вывода излучения делит резонатор на левое и правое плечи, имеющие длины l_1 и l_2 соответственно. Импеданс Z_{in} представляет собой параллельное соединение импедансов плеч резонатора Z_1 и Z_2 :

$$Z_{in}(f) = \frac{Z_1(f)Z_2(f)}{Z_1(f) + Z_2(f)}, \quad (1.2a)$$

$$Z_1(f) = -iZ_l \cot(k_l(f)l_1), \quad (1.2б)$$

$$Z_2(f) = Z_l \frac{Z + iZ_l \tan(k_l(f)l_2)}{Z_l + iZ \tan(k_l(f)l_2)}, \quad (1.2в)$$

$$k_l(f) = \frac{2\pi f \sqrt{\epsilon_d}}{c} (1 - i\delta). \quad (1.2г)$$

Волновое число линии передачи резонатора k_l определяется параметром затухания δ и относительной диэлектрической проницаемостью заполняющего резонатор диэлектрика ϵ_d , c — скорость света в вакууме.

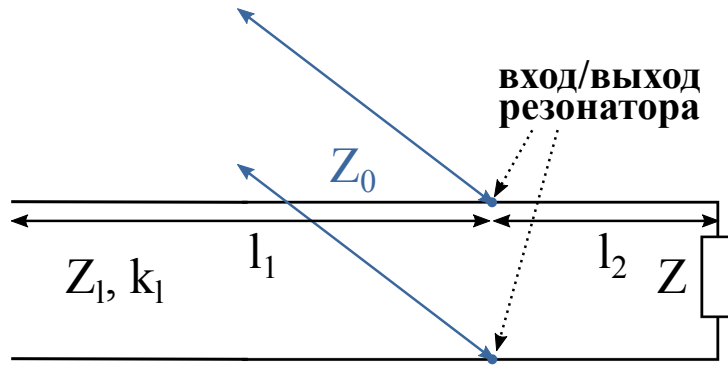


Рис. 1.3. Электродинамическая модель зонда с омической связью.

Вблизи резонансной частоты $\Gamma(f)$ аппроксимируется функцией

$$\Gamma(f) = \sqrt{\gamma(f)} \exp(i\varphi(f)) = \frac{\frac{\beta-1}{Q_0} - 2i(\frac{f}{f_0} - 1)}{\frac{\beta+1}{Q_0} + 2i(\frac{f}{f_0} - 1)} \quad (1.3)$$

с компонентами

$$\gamma(f) = \frac{\frac{(1-\beta)^2}{Q_0^2} + 4(\frac{f}{f_0} - 1)^2}{\frac{(1+\beta)^2}{Q_0^2} + 4(\frac{f}{f_0} - 1)^2}, \quad (1.4a)$$

$$\varphi(f) = \arctan \left(\frac{4(\frac{f}{f_0} - 1) \frac{\beta}{Q_0}}{\frac{1-\beta^2}{Q_0^2} + 4(\frac{f}{f_0} - 1)^2} \right) + \begin{cases} 0, & \beta > 1; \\ \pi, & \beta < 1; \end{cases} \quad (1.4b)$$

где f_0 — резонансная частота, Q_0 — ненагруженная добротность, β — параметр связи резонатора с подводящей линией. Обоснование формулы 1.3 дано в Приложении А.

1.2.2 Спектр коэффициента передачи

Найдём частотную зависимость коэффициента передачи T зонда с индуктивной связью (рис. 1.2(в, е)). Эквивалентная схема микроскопа на основе данного зонда приведена на рис. 1.4. Зонд представляет собой четвертьволновой резонатор, один конец которого накоротко замкнут, а другой нагружен на антенну с входным импедансом Z . В отличие от зондов, представленных на рис. 1.2(в, е), для работы микроскопа в режиме передачи необходим не один, а два порта для ввода и вывода излучения. Индуктивная связь осуществляется посредством петель связи с коэффициентами взаимной индукции m_1 и m_2 соответственно для входного и выходного порта, сигнал генерируется источником V . Используя эквивалентную схему, изображённую на рис. 1.4, полагая $m_1 = m_2 = m$, несложно получить выражение для коэффициента передачи T в следующем виде:

$$T(f) = \frac{\alpha}{(Z_1(f) + Z_2(f))/Z_0 + \alpha}, \quad (1.5)$$

где импедансы короткозамкнутого Z_1 и нагруженного Z_2 плечей резонатора находятся по формулам:

$$Z_1(f) = iZ_l \tan(k_l(f)l_1), \quad (1.6a)$$

$$Z_2(f) = Z_l \frac{Z + iZ_l \tan(k_l(f)l_2)}{Z_l + iZ \tan(k_l(f)l_2)}. \quad (1.6b)$$

В выражении 1.5 $\alpha = 2(Z_m/Z_0)^2$, где $Z_m = 2\pi fm$.

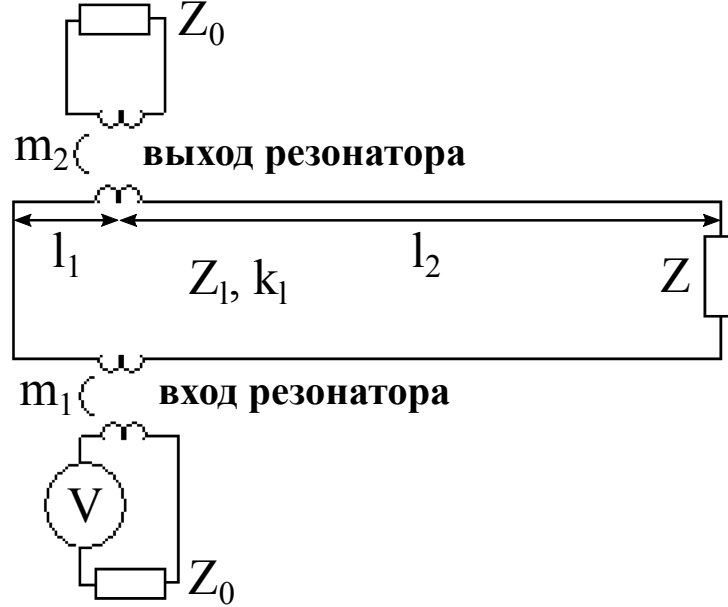


Рис. 1.4. Электродинамическая модель зонда с индуктивной связью.

Частотная характеристика $T(f)$ представляет собой резонансную кривую, информативные параметры которой f_0 и Q_0 зависят от импеданса взаимодействия Z и могут быть найдены путём аппроксимации кривой $T(f)$ (формула 1.5) вблизи резонансной частоты функцией

$$T(f) = \sqrt{t(f)} \exp(i\phi(f)) = \frac{\frac{\beta}{Q_0}}{\frac{\beta+1}{Q_0} + 2i(\frac{f}{f_0} - 1)} \quad (1.7)$$

с компонентами

$$t(f) = \frac{\frac{\beta^2}{Q_0^2}}{\frac{(1+\beta)^2}{Q_0^2} + 4(\frac{f}{f_0} - 1)^2}, \quad (1.8a)$$

$$\phi(f) = -\arctan\left(\frac{2(\frac{f}{f_0} - 1)}{\frac{1+\beta}{Q_0}}\right). \quad (1.8b)$$

Формула 1.7 выводится аналогично формуле 1.3 для коэффициента отражения.

1.3 Импеданс взаимодействия

Для расчёта коэффициентов отражения и передачи зонда требуется знание величины импеданса Z , который описывает взаимодействие антенны со средой. В данном параграфе

излагается модель взаимодействия антенны КЗ со средой, имеющей произвольный глубинный профиль комплексной диэлектрической проницаемости. В рамках данной модели выводится аналитическое выражение для импеданса Z . Соответствующая модель для ПЗ описана в [57, 65]. Существенным отличием КЗ от ПЗ является несимметричное распределение переменного заряда на электродах антенны КЗ, в то время как антенна ПЗ представляет собой симметричный электрический диполь. Как будет показано ниже, в некоторой области параметров, которой удовлетворяют параметры нашего микроскопа, антенну КЗ можно считать электрическим монополюм, пренебрегая вкладом в импеданс внешнего электрода. Исключением является случай двумерного растекания тока в среде, условия которого будут сформулированы ниже.

Рассмотрим взаимодействующую часть КЗ в виде открытого конца коаксиальной линии передачи (рис. 1.5(а)). Ограничимся диапазоном частот $f < f_c$, где f_c — частота отсечки, ниже которой распространяющейся в линии является только ТЕМ (transverse electromagnetic) мода. Микроволновый ток I^+ с круговой частотой $\omega = 2\pi f$ течёт вдоль центрального проводника коаксиального кабеля, который в нашей модели представляет собой цилиндр с радиусом r_0 . В противоположном направлении по внешней оболочке коаксиального кабеля, представленной цилиндром с основанием в виде кольца с внутренним радиусом R_0 и толщиной τ , течёт ток I^- . Заметим, что $I^+ = -I^- = I$. Величины $I^{+,-}$ представляют собой комплексные амплитуды соответствующих токов, т. е. мы рассматриваем гармонический во времени процесс $I^{+,-}(t) = I^{+,-} \exp(i\omega t)$. Распределение тока вблизи конца линии в общем случае взаимодействия с произвольной средой не может быть найдено аналитически. Данное распределение зависит от свойств среды, и для его нахождения требуется решать самосогласованную задачу электродинамики. Нашей целью является построение аналитической теории, которая позволит решать обратную задачу диагностики. В этой связи мы используем приближение, которое заключается в задании распределения тока модельной функцией, точность которой определяется экспериментально. Таким образом, разработанную нами теорию следует считать полуфеноменологической.

Поставленная задача может быть решена аналитически для произвольно заданного распределения тока. Однако, т. к. точное распределение тока неизвестно, а любое модельное распределение будет давать приближённое решение, то разумно выбрать наиболее простое распределение, которое согласуется с экспериментальными данными. Мы будем считать, что ток $I^{+,-}$ однородно вдоль коаксиальной линии подтекает к её концам, тогда на торце линии индуцируется переменный заряд $Q^+ = Q$ и $Q^- = -Q$ соответственно для внутреннего и внешнего проводников. Заряд Q связан с током I через уравнение непрерывности $Q = I/(i\omega)$.

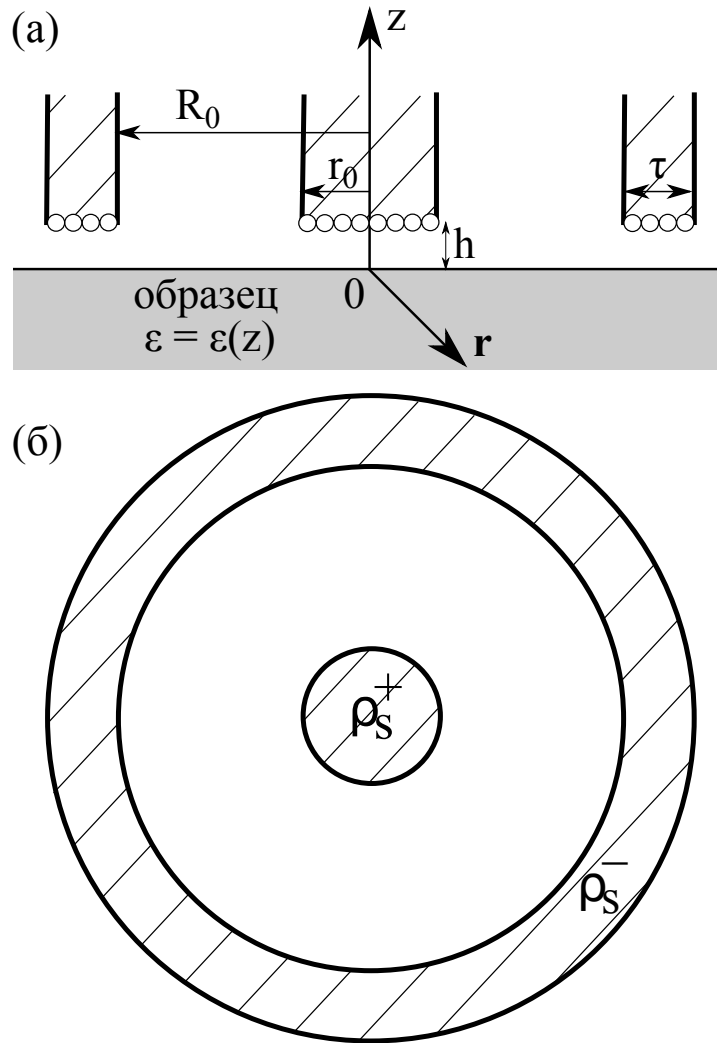


Рис. 1.5. Модельная геометрия антенны КЗ: (а) вид сбоку, (б) вид с торца.

Таким образом, мы получаем плоскую антенну, расположенную на высоте h над исследуемой средой, с распределением источника поля (заряда в нашем случае) по апертуре в виде

$$\rho(\mathbf{r}, z) = \rho_s(r)\delta(z - h), \quad (1.9)$$

где $\rho_s(r)$ — поверхностная плотность заряда, являющаяся неизвестной функцией координаты r . Подводящая линия антенны, представляющая собой коаксиальную линию передачи, в общем случае влияет на поле антенны. Мы пренебрегаем данным влиянием. Оправданием этому служит то, что распределение тока подводящей линии в нашем подходе задаётся приближённо, поэтому его учёт не гарантирует повышения точности решения, однако приведёт к существенному усложнению задачи. Для вычисления импеданса взаимодействия Z будем полагать, что антенна запитана идеальным распределённым источником напряжения, находящимся в плоскости антенны между её электродами и характеризующимся напряжён-

ностью сторонних сил

$$\mathbf{E}_{ex}(\mathbf{r}, z) = \begin{cases} -\mathbf{r}^0 E_{ex}(r), & z = h, r_0 < r < R_0; \\ 0, & z = h, 0 \leq r \leq r_0; \\ 0, & z = h, R_0 \leq r; \\ 0, & z \neq h. \end{cases} \quad (1.10)$$

где $\mathbf{r}^0 = \mathbf{r}/r$ — единичный вектор вдоль координаты r . Под действием сторонней силы между электродами течёт ток I , перенося между ними заряд Q . Плотность тока антенны \mathbf{j} даётся выражением

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, z) = \mathbf{r}^0 i_s(r) \delta(z - h), \quad (1.11)$$

где $i_s(r)$ — плотность поверхностного тока. Из уравнения непрерывности нетрудно определить функцию $i_s(r)$ в промежутке между электродами:

$$i_s(r) = -\frac{I}{2\pi r}, r_0 < r < R_0. \quad (1.12)$$

Ток между электродами i_s , естественно, будет создавать поле, отличное от поля тока подводящей коаксиальной линии. Однако, как будет видно из дальнейших рассуждений, данное отличие не повлияет на значение рассчитываемого импеданса. В условиях приближений, которые будут сделаны, существенным оказывается только заряд антенны.

Расчёты импеданса Z основаны на использовании теоремы Пойнтинга в комплексной форме (теоремы о комплексной мощности) [100]:

$$\operatorname{div}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] = i\omega(\varepsilon^0 \varepsilon^* |\mathbf{E}|^2 - \mu^0 \mu |\mathbf{H}|^2) - \mathbf{E}_{ex} \mathbf{j}^*, \quad (1.13)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{H} соответственно напряжённости электрического и магнитного полей, ε и μ соответственно относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости, ε^0 и μ^0 соответственно электрическая и магнитная постоянные; знак $(^*)$ означает комплексное сопряжение. Интегрируя уравнение 1.13 в бесконечных пределах с учётом того, что на бесконечности поле равно нулю, найдём

$$-\int \mathbf{E}_{ex} \mathbf{j}^* d^2 \mathbf{r} dz = -i\omega \int (\varepsilon^0 \varepsilon^* |\mathbf{E}|^2 - \mu^0 \mu |\mathbf{H}|^2) d^2 \mathbf{r} dz. \quad (1.14)$$

Рассмотрим левую часть формулы 1.14. Проводя интегрирование с учётом выражений 1.10–1.12 и вводя обозначение

$$\int_{r_0}^{R_0} E_{ex}(r) dr = U, \quad (1.15)$$

найдем

$$-\int \mathbf{E}_{ex} \mathbf{j}^* d^2 \mathbf{r} dz = UI. \quad (1.16)$$

Для идеального источника напряжения введенная соотношением 1.15 величина U представляет собой разность потенциалов между внутренним и внешним электродами антенны. По определению, $Z = U/I$, что с учетом формул 1.14 и 1.16 приводит к нас к выражению для импеданса взаимодействия

$$Z = -\frac{i\omega}{I^2} \int (\varepsilon^0 \varepsilon^* |\mathbf{E}|^2 - \mu^0 \mu |\mathbf{H}|^2) d^2 \mathbf{r} dz. \quad (1.17)$$

Следующим шагом в решении поставленной задачи является нахождение полей \mathbf{E} и \mathbf{H} для среды с произвольными одномерными профилями комплексных диэлектрической $\varepsilon(z) = \varepsilon'(z) - i\varepsilon''(z)$ и магнитной $\mu(z) = \mu'(z) - i\mu''(z)$ проницаемостей. Данная задача ранее была решена для случая симметричной электродипольной антенны [57, 65]. Для асимметричной электродипольной антенны, рассматриваемой в данной работе, такое решение тоже может быть получено. Однако мы ограничим наше рассмотрение случаем, когда вкладом магнитного поля в импеданс антенны Z можно пренебречь. Условия, когда такое приближение возможно, как правило, соблюдаются при исследовании широкого класса материалов, включая полупроводниковые структуры. Для того чтобы полем \mathbf{H} в выражении 1.17 можно было пренебречь, достаточно выполнения одного из двух следующих условий:

$$2\pi|\sqrt{\varepsilon}|r_0/\lambda \ll 1, \quad (1.18a)$$

$$\varepsilon'' \gg \varepsilon'. \quad (1.18b)$$

Условие 1.18a накладывает ограничение сверху на величину абсолютного значения комплексной диэлектрической проницаемости среды. При выполнении этого условия вблизи антенны присутствует, в основном, эванесцентное (прижатое к антенне) квазиэлектростатическое поле, которое определяет величину импеданса 1.17. Второе условие 1.18b выполнено для хорошо проводящих сред, когда импеданс антенны имеет практически только активную составляющую, связанную с протеканием тока проводимости в среде. В этом случае также основную роль играет электрическое поле, которое, однако, может принадлежать как эванесцентным, так и распространяющимся модам излучения антенны. В пренебрежении полем \mathbf{H} формула 1.17 примет вид

$$Z = -\frac{i\omega\varepsilon^0}{I^2} \int \varepsilon^* |\mathbf{E}|^2 d^2 \mathbf{r} dz. \quad (1.19)$$

Для определения поля \mathbf{E} , входящего в формулу для импеданса 1.19, необходимо знать распределение заряда на антенне $\rho_s(r)$. Данная функция может быть найдена решением урав-

нений электродинамики с заданным источником напряжения \mathbf{E}_{ex} в заданной среде, характеризующейся параметрами ε и μ . Отметим, что распределение заряда существенно зависит от свойств среды, и для его точного определения следует решать самосогласованную задачу. Как было сказано выше, такой подход не отвечает цели нашей работы, которая заключается в нахождении приближённого аналитического выражения для импеданса Z . Для получения приближённого решения в интегральное соотношение 1.19 достаточно подставить не точную, а некоторую пробную функцию $\mathbf{E}(\mathbf{r}, z)$, которая качественно описывает поведение точного решения. Согласие с экспериментом в этом случае достигается подбором соответствующих параметров данной функции — эффективных параметров модели.

Мы будем искать пробную функцию $\mathbf{E}(\mathbf{r}, z)$, исходя из приближения, что заряд на электродах антенны распределён равномерно (см. рис. 1.5(б)):

$$\rho_s(r) = \begin{cases} \rho_s^+, & 0 \leq r \leq r_0; \\ 0, & r_0 < r < R_0; \\ \rho_s^-, & R_0 \leq r \leq R_0 + \tau; \\ 0, & R_0 + \tau < r; \end{cases} \quad (1.20)$$

где

$$\rho_s^+ = \frac{Q^+}{\pi r_0^2} = \frac{I}{i\omega\pi r_0^2}, \quad (1.21a)$$

$$\rho_s^- = \frac{Q^-}{\pi((R_0 + \tau)^2 - R_0^2)} = -\frac{I}{i\omega\pi((R_0 + \tau)^2 - R_0^2)}. \quad (1.21б)$$

Плоская антенна с заданным распределением заряда расположена в воздушной среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z > 0) = \varepsilon_0 = 1$ на высоте h над поверхностью образца с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z \leq 0)$, где $\varepsilon(z \leq 0)$ может быть либо кусочно постоянной, либо непрерывной функцией. В любом случае поле $\mathbf{E}(r, z)$ рассчитывается дискретизацией, т. е. исследуемая среда представляется как M однородных слоёв с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_j = const$ и толщинами d_j , где $j = 1, 2, \dots, M$; заметим, что при $z < -\sum_{j=1}^M d_j$ полагается, что $\varepsilon(z) = \varepsilon_{M+1} = const$. В кусочно неоднородной среде границы слоёв совпадают с границами гетероструктуры образца. Для среды с непрерывной зависимостью $\varepsilon(z)$ шаг дискретизации Δz и глубина $M\Delta z$, начиная с которой образец рассматривается как однородный, определяется данными расчёта импеданса, а именно изменение значений Δz и M (уменьшение и увеличение соответственно) не должно влиять на значение Z .

Расчёт поля сводится к решению хорошо известной в электродинамике задачи распространения плоских волн в плоскостройной среде (см., например, [101]). Данный подход был реализован в [57], беря в расчёт плоские неоднородные волны с комплексным волновым

вектором, которые описывают пространственный спектр квазистатического поля антенны. Полученное решение упрощается в квазистатическом приближении посредством предельного перехода $k_0 = \omega/c \rightarrow 0$. Данное приближение было использовано в [65], чтобы вывести импеданс симметричной антенны, представляющей собой электрический диполь. Для антенны КЗ, распределение заряда на которой даётся формулой 1.20, решение находится аналогично [65] и имеет вид

$$Z = \frac{1}{2\pi i \varepsilon^0 c} \int_0^\infty \Phi(x)^2 \left(U_a(x) + U_b(x) + \sum_{j=1}^{M+1} \frac{\varepsilon_j^*}{|\varepsilon_j|^2} |A_j(x)|^2 U_j(x) \right) dx, \quad (1.22)$$

где

$$U_a(x) = |1 + \Gamma_0(x) \exp(-2xk_0h)|^2, \quad (1.23a)$$

$$U_b(x) = (1 + |\Gamma_0(x)|^2 \exp(-2xk_0h)) (1 - \exp(-2xk_0h)), \quad (1.23б)$$

$$U_j(x) = \left(1 + \left| \frac{\beta_{j+1}(x) - 1}{\beta_{j+1}(x) + 1} \right|^2 \exp(-2xk_0d_j) \right) (1 - \exp(-2xk_0d_j)) \times \exp\left(-2xk_0 \sum_{p=1}^{j-1} d_p\right) \exp(-2xk_0h), \quad j = 1, 2, \dots, M, \quad (1.23в)$$

$$U_{M+1}(x) = \exp\left(-2xk_0 \sum_{j=1}^M d_j\right) \exp(-2xk_0h). \quad (1.23г)$$

Вспомогательные функции $A(x)$, $\Gamma(x)$, $\beta(x)$ в формулах 1.22 и 1.23 вычисляются в следующей последовательности:

$$\Gamma_{M+1}(x) = 0, \quad \beta_{M+1}(x) = \frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_{M+1}}; \dots$$

$$\Gamma_j(x) = \frac{\beta_{j+1}(x) - 1}{\beta_{j+1}(x) + 1} \exp\left(-2xk_0 \sum_{p=1}^j d_p\right), \quad \beta_j(x) = \frac{\varepsilon_{j-1}}{\varepsilon_j} \frac{1 + \left(\frac{\beta_{j+1}(x) - 1}{\beta_{j+1}(x) + 1}\right) \exp(-2xk_0d_j)}{1 - \left(\frac{\beta_{j+1}(x) - 1}{\beta_{j+1}(x) + 1}\right) \exp(-2xk_0d_j)},$$

$$j = M, M - 1, \dots, 1; \dots$$

$$\Gamma_0(x) = \frac{\beta_1(x) - 1}{\beta_1(x) + 1}.$$

$$A_0(x) = 1; \dots$$

$$A_j(x) = A_{j-1}(x) \frac{1 - \frac{\beta_j(x) - 1}{\beta_j(x) + 1}}{1 - \left(\frac{\beta_{j+1}(x) - 1}{\beta_{j+1}(x) + 1}\right) \exp(-2xk_0d_j)}, \quad j = 1, 2, \dots, M; \dots$$

$$A_{M+1}(x) = A_M(x) \left(1 - \frac{\beta_{M+1}(x) - 1}{\beta_{M+1}(x) + 1} \right).$$

Функция $\Phi(x)$ в формуле 1.22 находится с помощью Фурье-преобразования распределения поверхностного заряда на апертуре антенны (формула 1.20):

$$\begin{aligned}\Phi(x) &= \frac{i\omega}{2I} \int \rho_s(r) \exp(ik_0 \mathbf{xr}) d^2 \mathbf{r} \\ &= \frac{J_1(xk_0 r_0)}{xk_0 r_0} - \frac{(R_0 + \tau)J_1(xk_0(R_0 + \tau)) - R_0 J_1(xk_0 R_0)}{xk_0((R_0 + \tau)^2 - R_0^2)},\end{aligned}\quad (1.24)$$

где $J_1(u)$ — функция Бесселя первого рода. Расчёт импеданса Z с использованием значений параметров нашего микроскопа ($r_0 = 15 - 150$ мкм, $R_0 = 1$ мм, $\tau = 10 - 4000$ мкм, $f = 1 - 2$ ГГц), основанный на формуле 1.22, показывает, что в этой ситуации вклад заряда, распределённого на внешнем электроде антенны, который определяется второй компонентой в формуле 1.24, не превышает 1%. Это обусловлено тем, что площадь внешнего электрода антенны $S_R = \pi((R_0 + \tau)^2 - R_0^2)$ много больше площади внутреннего электрода $S_r = \pi r_0^2$: $S_R \gg S_r$. Таким образом, мы далее считаем, что

$$\Phi(x) \approx \frac{J_1(xk_0 r_0)}{xk_0 r_0}.\quad (1.25)$$

Исключение представляют среды с тонкими контрастными слоями, в которых реализуется двумерное растекание тока. Для этого необходимо, чтобы толщина контрастного слоя d была много меньше размера внутреннего электрода антенны r_0 : $d \ll r_0$. При этом степень контрастности слоя выражается условием на величину диэлектрической проницаемости слоя ε по сравнению с диэлектрической проницаемостью остальных слоёв $\bar{\varepsilon}$: $|\varepsilon| \gg S_R / (2\pi R_0 d) \cdot |\bar{\varepsilon}|$.

Соотношение 1.25 означает, что КЗ в ближней зоне (т. е. на расстояниях меньше или порядка $r_0 \ll \lambda$) представляет собой антенну в виде электрического монополя с импедансом, определяемым эффективным радиусом центрального проводника коаксиала r_0 . Считается, что данное утверждение хорошо установлено в ближнеполевой микроскопии (см., например, [14, 38]), однако с момента появления первых моделей БСММ для его обоснования исследователи обычно использовали эквивалентные схемы с сосредоточенными параметрами. Наш анализ, учитывающий трёхмерную структуру электрического поля зонда, показывает, что расчёт импеданса Z не сводится к такого рода эквивалентным схемам, что отчётливо демонстрируют соотношения 1.22–1.24. Также отметим, что теория монополярной антенны может применяться к анализу только КЗ БСММ в квазистатическом приближении, когда индукционным магнитным полем и волновыми эффектами можно пренебречь. Некоторые ситуации, когда данные эффекты проявляются в БСММ, рассмотрены в [65]. Данные случаи требуют полного электромагнитного анализа, как в [57, 65]. Т. к. квазистатическое приближение импеданса Z формулой 1.19 здесь больше не выполняется, необходимо использовать

полную форму теоремы Пойнтинга 1.17. При этом зонд больше не может рассматриваться как монополярная антенна, т.е. необходимо учитывать полную структуру распределения заряда по апертуре (формула 1.20), включая заряд на внешнем проводнике КЗ.

1.4 Лабораторный макет микроскопа

Для исследования предложенной модели и для реализации метода микроволновой микроскопии был собран лабораторный макет БСММ, фотография которого приведена на рис. 1.6. Схематическое изображение микроскопа представлено на рис. 1.7(а). Зонд крепится на основании СЗМ СММ-2000 (АО "Завод ПРОТОН"), запитка и измерение отражённого сигнала зонда осуществляется с помощью векторного анализатора цепей E8361A PNA Series (Keysight Technologies). Образец крепится на диэлектрическом столике, расположенном на подвижной платформе. Положение зонда по отношению к поверхности образца контролируется с использованием стандартной системы позиционирования СЗМ, с помощью которой осуществляется пошаговое перемещение платформы с образцом в направлениях x и z . Перемещение производится посредством трёх гибких пьезотрубок, на которые подаются импульсы напряжения специальной формы. Во время плавного изгиба трубок платформа захватывается и перемещается на один шаг в заданном направлении. Трубки затем быстро возвращаются в исходное положение без изменения положения платформы, которая проскальзывает в точках касания с пьезотрубками.

В нашей работе было использовано два типа зонда: коаксиальной (КЗ) и полосковой (ПЗ) геометрии, схематическое изображение которых представлено на рис. 1.7(б,в). Фотография КЗ приведена на рис. 1.8. Каждый из зондов представляет собой полуволновой микроволновый резонатор со сформированной на одном из концов электрически малой антенной. Подводящая линия присоединена асимметрично (т.е. расстояние между точкой соединения подводящей линии и концами резонатора не равны: $l_1 \neq l_2$), что обеспечивает согласование с БСММ.

В качестве более грубого зонда с точки зрения разрешающей способности использовался ПЗ [47, 48], адаптированный под платформу СЗМ (рис. 1.7(б)). Электрически малой антенной ПЗ является зауженный конец полосковой линии передачи резонатора. Вблизи другого конца прикреплен сменная пластина, которая используется для тонкой подстройки резонатора. Приближение данной пластины к торцу резонатора эффективно изменяет (увеличивает) длину соответствующего плеча, приводя к сдвигу резонансной частоты f_0 и изменению согласования γ_0 . Степень изменения может варьироваться в зависимости от электрических



Рис. 1.6. Лабораторный макет БСММ.

свойств используемой пластины, которая может быть как диэлектриком, так и металлом. Характеристический импеданс линии резонатора составляет $Z_l = 94$ Ом, резонансная частота невозмущённого образцом резонатора $f_0 = 2.8$ ГГц, проницаемость заполняющего диэлектрика $\varepsilon_d = 7.2$. Поперечное сечение зауженного конца имеет практически квадратную форму с длиной стороны $D = D_s \approx 0.5$ мм. Разрешающая способность ПЗ оказалась несколько лучше, чем размер D_s , и составила $\Delta \approx 0.25$ мм. Методика определения параметра Δ описана в Приложении В.

В роли антенны КЗ выступает остриё иглы, омически подсоединённой к центральной жиле коаксиального резонатора на одном из его концов; другой конец остаётся открытым (рис. 1.7(в)). Резонансная частота f_0 КЗ определяется геометрическими размерами и проницаемостью заполняющего диэлектрика, в качестве которого используется тефлон. Тонкая подстройка производится перемещением подвижных накладок на обоих концах резонатора, что позволяет в небольшом диапазоне изменять эффективные длины плеч $l_{1,2}$. В ходе работы было использовано два последовательно изготовленных КЗ (КЗ-1 и КЗ-2), имеющих некоторые отличия. Для исследования теоретической модели взаимодействия использовался КЗ-1 с резонансной частотой $f_0 = 2.1$ ГГц. Диагностика полупроводниковых материалов и

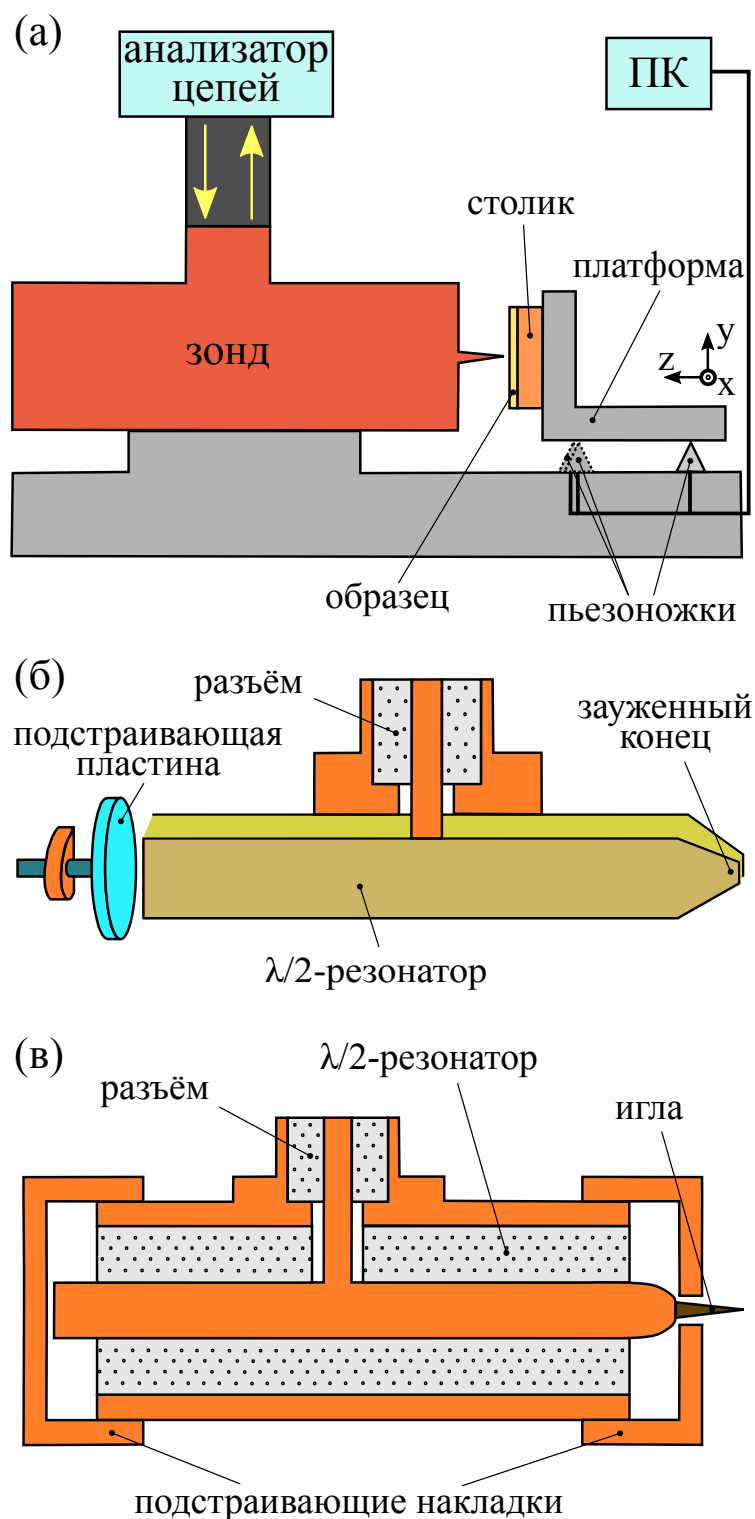


Рис. 1.7. (а) Схема лабораторного макета БСММ. (б) Схема ПЗ. (в) Схема КЗ.

структур осуществлялась с помощью более нового КЗ-2. Одной из его отличительных особенностей является возможность осуществлять быструю смену игл. Резонансная частота КЗ-2 составляет $f_0 = 1.3 - 1.5$ ГГц. Использовалась вольфрамовая игла с диаметром закругления острия $D = D_c \approx 20 - 40$ мкм. Разрешение КЗ оказалось заметно хуже D_c — ситуация противоположная ПЗ. Так, при $D_c \approx 40$ мкм мы получили $\Delta \approx 70$ мкм (см. Приложение В).



Рис. 1.8. КЗ.

Разное соотношение масштабов D и Δ для ПЗ и КЗ объясняется разной степенью локализации квазистатического электрического поля соответствующих зондов, что уже отмечалось в [102].

1.5 Экспериментальное исследование

В ходе эксперимента по исследованию электродинамической модели БСММ измерялись высотные зависимости резонансной частоты f_0 и ненагруженной добротности Q_0 при взаимодействии с эталонными образцами.

1.5.1 Детали эксперимента и образцы

В экспериментах использовался КЗ-1. Перед измерениями резонатор КЗ настраивался таким образом, чтобы в отсутствии контакта с образцом было хорошее согласование с подводящей линией: $\gamma_0 < -40$ дБ. Значения параметров, полученные при этих условиях, были $f_0 = 2.107$ ГГц и $Q_0 = 243$. Рассогласование БСММ (возрастание коэффициента отражения γ_0) наблюдалось в разной степени в зависимости от образца до полного выполаживания резонансной кривой при достаточно больших значениях проводимости образца. В наших экспериментах параметры f_0 и Q_0 могли быть точно определены при γ_0 не более чем -5 дБ, если судить по измерениям добротности рассогласованного резонатора. Используя тонкую настройку резонатора, которая позволяет в широком диапазоне изменять значение γ_0 , мы смогли проанализировать точность измерения добротности: она максимальна ($\sim 1 - 2\%$) для хорошо согласованного БСММ при $\gamma_0 < -30$ дБ. В режиме рассогласования (-30 дБ $< \gamma_0 < -5$ дБ) это значение также остаётся достаточно высоким: $\sim 3 - 5\%$.

Мы выбрали размер шага в направлении оси z равным 0.19 мкм. Когда зонд касается поверхности образца, реализуется так называемый "мягкий" контакт зонда с образцом, в котором частота f_0 (регистрируемая в реальном времени) перестаёт меняться от шага к шагу.

Образец	d_E (мкм)	σ (1/(Ом×см))	μ (см ² /(В×с))	n (1/см ³)	ε
ES	510	0	$10 - i \cdot 10^{-3}$
E0	670	1.2×10^{-4}	330	2.2×10^{12}	$11.7 - i \cdot 0.10$
E1	470	1.9×10^{-2}	340	3.5×10^{14}	$11.7 - i \cdot 16.3$
E2	530	0.077	310	1.6×10^{15}	$11.7 - i \cdot 60.6$

Таблица 1.1. Параметры пластин.

Сила прижатия зонда к образцу остаётся неизменной в этом случае благодаря проскальзыванию держателя образца. Данное положение фиксируется и принимается за нулевой уровень высоты зонда: $h = 0$. Дальнейшие измерения включают запись кривых $\Gamma(f)$ в фиксированных положениях h в режиме, когда зонд отводится от образца шаг за шагом, начиная с точки касания. Добротность Q_0 вычисляется из функции $\Gamma(f)$. Таким образом мы получаем экспериментальные зависимости $f_0(h)$ и $Q_0(h)$ для каждого исследуемого образца. Уже на первом шаге отведения зонда мы наблюдаем изменение параметров f_0 и Q_0 , что свидетельствует об отрыве иглы от поверхности образца.

В качестве образцов использовались несколько однородных пластин с параметрами, приведёнными в табл. 1.1, где d_E — толщина пластины, σ — проводимость, μ — подвижность, n — концентрация свободных носителей заряда. Символом ES обозначается пластина сапфира, символы E0–E2 используются для пластин кремния, которые различаются проводимостью. Комплексная диэлектрическая проницаемость ε определяется по формуле $\varepsilon = \varepsilon_r - i\sigma/(\varepsilon^0\omega)$, где ε_r — диэлектрическая проницаемость кристаллической решётки, равная для кремния $\varepsilon_r = 11.7$. Диэлектрическая проницаемость столика, поддерживающего образец, берётся равной $\varepsilon_t = 6(1 - i10^{-2})$. Толщина пластин ES и E0–E2 $d_E \sim 0.5 - 0.7$ мм, а столика $d_t \approx 2$ мм, при этом в расчётах мы полагали столик однородным полупространством, т. к. его нижняя поверхность не даёт сколь-нибудь ощутимого вклада в значение импеданса зонда Z .

1.5.2 Результаты и обсуждение

Проверка предложенной теоретической модели БСММ заключается в оценке её точности. С этой целью были измерены и рассчитаны высотные зависимости $f_0(h)$ и $Q_0(h)$ для объёмно-однородных пластин с известными значениями комплексной диэлектрической проницаемости (табл. 1.1). Расчёты в рамках предложенной теории монополярной антенны требуют определения эффективного радиуса r_0 острия иглы, которая в нашей модели имеет цилиндрическую форму. Очевидно, что, следуя вышеописанным упрощающим предположениям,

радиус цилиндра r_0 следует рассматривать как подгоночный параметр, который соответствует геометрическому радиусу острия иглы только по порядку величины. Как видно из расчётов, согласие с измерениями достигается, только когда радиус r_0 полагается функцией высоты зонда, т. е. $r_0 = r_0(h)$. Более того, одиночный подгоночный параметр, используемый в расчётах, оказывается недостаточным для адекватной модели. Вторым подгоночным параметром является эффективная высота зонда над поверхностью образца $h_{eff} = h + h_0$, которая также является функцией расстояния зонд-образец h . Другими словами, в данной антенной модели высоту зонда следует рассматривать как функцию $h_{eff}(h)$; заметим при этом, что при $h = 0$ мы имеем $h_{eff} \neq 0$. Зависимости $r_0(h)$ и $h_0(h)$, как видно из рис. 1.9, различаются для различных исследованных образцов. Некоторые свойства эффективных параметров зонда, наблюдаемые в наших экспериментах, уже были отмечены в исследованиях различных дизайнов БСММ [47, 48, 103, 104] и зондов низкочастотной туннельной микроскопии [105]. Причиной описанных эффектов (помимо формы реальной иглы, которая более сложная, чем модельная) является, очевидно, взаимодействие между электрическим зарядом на конце иглы зонда и зарядом противоположного знака, индуцированного на образце. Взаимное притяжение данных зарядов приводит к повышению концентрации заряда на острие иглы зонда с уменьшением расстояния зонд-образец и увеличением концентрации свободных носителей в образце. Это те самые особенности, которые отражаются на характере зависимостей $r_0(h)$ и $h_0(h)$ на рис. 1.9.

Результаты моделирования зависимостей $f_0(h)$ и $Q_0(h)$ для образцов ES и E0–E2 показаны на рис. 1.10 вместе с соответствующими экспериментальными данными. Принимая во внимание высотные зависимости двух подгоночных параметров БСММ $r_0(h)$ и $h_0(h)$ (рис. 1.9), мы получили очень хорошее согласие между рассчитанными и измеренными результатами в диапазоне высот $h < 10$ мкм. На больших расстояниях зонд-образец расчёты дают более крутые зависимости от высоты (как для частоты f_0 , так и для добротности Q_0), чем зависимости, наблюдаемые в эксперименте. О похожем эффекте сообщается в [46], где это объясняется присутствием в БСММ макроскопического пространственного масштаба в дополнение к размеру апертуры r_0 . Данный масштаб R_0 , пренебрегаемый в формуле 1.24, связан в исследуемой модели с зарядом на внешней оболочке коаксиального резонатора. Малые изменения значений параметров f_0 и Q_0 из-за макромасштаба проявляются, когда игла зонда достаточно далеко от поверхности образца и больше невозможно объяснить изменение данных параметров микромасштабом r_0 .

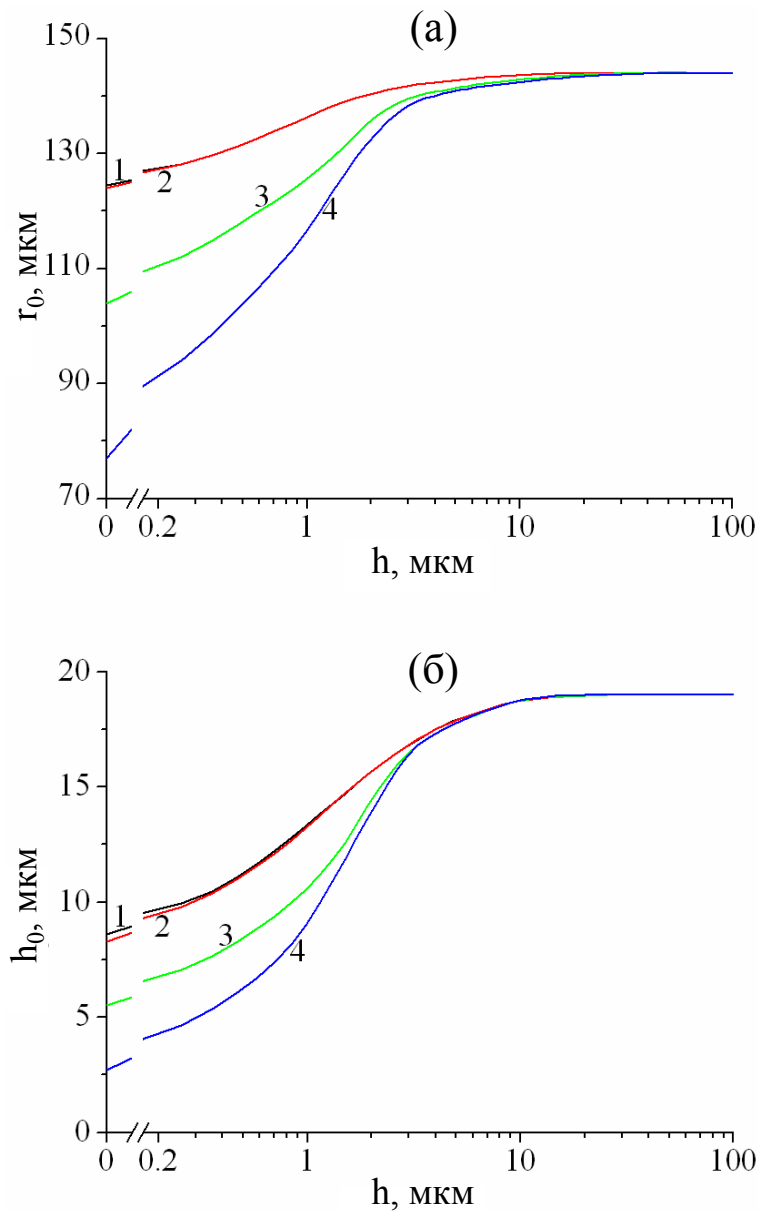


Рис. 1.9. Высотные зависимости подгоночных параметров модели БСММ: (а) $r_0(h)$ и (б) $h_0(h)$, для эталонных образцов из табл. 1.1: 1 — ES, 2 — E0, 3 — E1, 4 — E2.

Выводы

Предложена теория БСММ, позволяющая описывать взаимодействие КЗ с произвольной плоскостойкой средой. В рамках данной теории получено аналитическое выражение для импеданса зонда, позволяющее с использованием эквивалентной схемы резонатора рассчитывать экспериментально измеряемые характеристики прибора — резонансную частоту и добротность резонатора. В эксперименте продемонстрировано хорошее согласие рассчитанных и измеренных данных, что даёт основание для использования разработанной модели в решении обратной задачи диагностики полупроводниковых материалов и структур (гл. 2, 4).

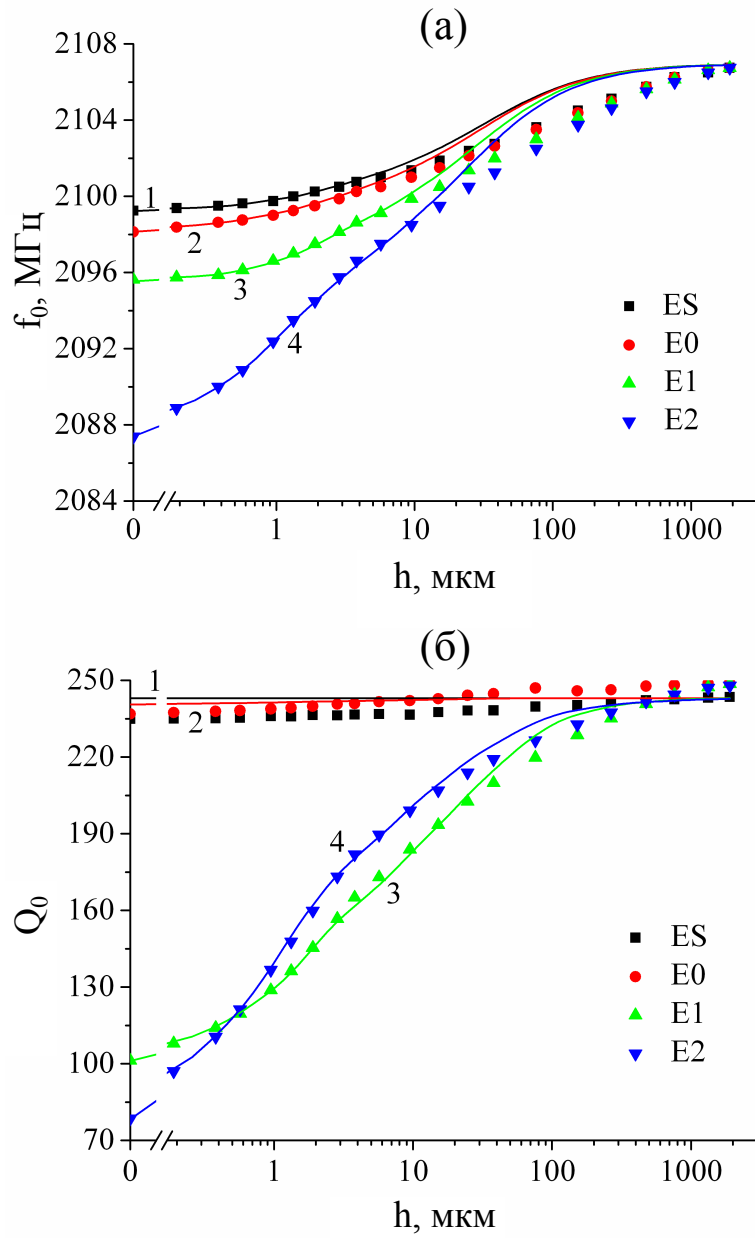


Рис. 1.10. Зависимости параметров резонансной кривой от расстояния зонд-образец: (а) $f_0(h)$ и (б) $Q_0(h)$, для эталонных образцов из табл. 1.1: 1 — ES, 2 — E0, 3 — E1, 4 — E2. Символы — экспериментальные данные, кривые — результаты расчёта.

Глава 2

Метод диагностики полупроводниковых структур

Глава посвящена количественному методу диагностики полупроводниковых материалов и структур с помощью БСММ, разработанному на основе предложенной электродинамической модели микроскопа (гл. 1). Особенностью метода является то, что он позволяет измерять параметры многослойных полупроводниковых структур за приемлимое для практического применения время. В работе используются два типа зондов — КЗ и ПЗ, — конструктивные детали которых описаны в п. 1.4. В данной главе обрисовывается полная процедура диагностики полупроводниковых структур, включающая в себя измерение информативных параметров микроскопа, калибровку, решение обратной задачи. Исследуется динамический диапазон и точность метода при измерении сопротивления эпитаксиальных слоёв. В качестве демонстрации возможностей метода приводятся примеры исследования плёнок GaN и транзисторных гетероструктур на основе твёрдых растворов (Al,Ga)N, (Al,Ga,In)As.

2.1 Процедура измерений

Метод диагностики основан на измерении в каждой точке сканирования зависимости квадрата модуля γ и фазы φ коэффициента отражения входа резонатора $\Gamma = \sqrt{\gamma} \exp(i\varphi)$ от частоты f . Влияние подводящего коаксиального кабеля исключается с помощью стандартной процедуры калибровки анализатора. Согласование БСММ ($\gamma_0 \approx 0$) достигается грубой и тонкой настройкой резонатора. Грубая настройка обеспечивается несимметричным ($l_1 \neq l_2$) включением подводящей линии, где длины плеч резонатора $l_{1,2}$ — это расстояния между концами формирующей резонатор линии и точкой входа. Тонкая настройка ПЗ производится переменной ёмкостью нерабочего конца полосковой линии. Ёмкость управляется с помощью подвижной диэлектрической пластины. В отсутствие образца устанавливалось $\gamma_0 \approx -(15 - 20)$ дБ с таким расчётом, чтобы при подводе ПЗ к образцу в некотором положении достигалось согласование $\gamma_0 < -40$ дБ, а при дальнейшем подводе происходило

рассогласование вплоть до полного выполаживания кривой $\gamma(f)$. Для КЗ тонкая подстройка резонатора производилась с помощью резьбовых накладок на его концах. Из-за более низкой чувствительности КЗ настраивался на безотражательное возбуждение ($\gamma_0 < -40$ дБ) в отсутствии образца, а влияние образца вызывало рассогласование (увеличение γ_0). Взаимодействие зонда с образцом приводит к понижению частоты f_0 и падению добротности Q_0 . Информативные параметры БСММ f_0 , Q_0 служат для определения характеристик исследуемого образца.

Зондирование образца производилось в следующей последовательности. Образец крепился на поддерживающем вертикальном столике (см. рис. 1.7(а)). Производился подвод образца к зонду путём пошагового движения платформы вдоль координаты z до достижения контакта зонда с образцом. После касания образца движение платформы прекращается из-за проскальзывания в точках контакта с пьезотрубками. Индикатором контакта зонда с образцом служит неизменность резонансной кривой $\gamma(f)$ на экране анализатора от шага к шагу. В частности, прекращается изменение частоты f_0 , значение которой измеряется в реальном времени. Из-за проскальзывания платформы осуществляется "мягкий" контакт, не приводящий к деформации острия зонда в течение длительного времени. После контакта с образцом подвод зонда прекращался. В этом положении наблюдается наибольшее изменение резонансной характеристики вплоть до полного её выполаживания при тестировании хорошо проводящих образцов. В бесконтактном режиме при отводе образца на заданное расстояние h кривая $\Gamma(f)$ имеет более выраженную резонансную форму и остаётся стабильной во времени. В данной работе измерения проводились на расстоянии $h = 3$ мкм для ПЗ и $h = 0.3$ мкм для КЗ. В режиме сканирования в точке поверхности $\{x, y\}$ достигалось касание образца, после чего зонд отводился от поверхности на один калиброванный шаг $\Delta z = h$. Регистровалась функция $\Gamma(f)$ для данной точки. После этого образец отводился на достаточное расстояние z и смещался на заданный шаг Δx вдоль поверхности. Затем процедура подвода и измерения повторялась, в результате чего производился линейный скан вдоль координаты x . Минимальный шаг сканирования Δx в нашем устройстве составляет 2.5 мкм, однако в измерениях обычно выбирался больший шаг $\Delta x \sim D$. Искомые характеристики образца определяются в процессе обработки функций $\Gamma(f)$, полученных в каждой точке $\{x, y\}$, с последующим решением обратной задачи.

Образец	d_E (мкм)	σ (1/(Ом×см))	μ (см ² /(В×с))	n (1/см ³)	ϵ_r
ES	510	0	10
E0	670	1.2×10^{-4}	330	2.2×10^{12}	11.7
E1	470	1.9×10^{-2}	340	3.5×10^{14}	11.7
E2	530	0.077	310	1.6×10^{15}	11.7
E3	510	0.18	1400	7.9×10^{14}	11.7
E4	520	0.29	1500	1.2×10^{15}	11.7
E5	510	1.3	110	7.1×10^{16}	11.7
E6	520	52.6	340	9.3×10^{17}	11.7

Таблица 2.1. Параметры эталонных образцов.

2.2 Калибровка микроскопа

Модель БСММ содержит несколько параметров, требующих определения при помощи калибровочных измерений на эталонных объектах. В качестве калибровочных эталонов используются образцы с достаточно простой внутренней структурой и заранее установленными диэлектрическими/проводящими характеристиками. В наших измерениях первичными эталонами служили однородные пластины сапфира (ES) и кремния с разной степенью легирования (E0–E6). Параметры эталонных образцов — толщина пластины d_E , проводимость $\sigma = en\mu$ (e — элементарный заряд), подвижность μ , концентрация n носителей заряда, статическая диэлектрическая проницаемость ϵ_r — приведены в табл. 2.1. Электрофизические характеристики эталонов E0–E6 получены ВДП [2]. Ещё раз отметим (см. п. 1.5), что необходимость использования нескольких эталонных образцов, отличающихся между собой проводимостью σ , вызвана зависимостью эффективных параметров зонда от σ .

Калибровочные измерения производятся при той же высоте зонда h , что и измерения исследуемых образцов. В данной работе $h = 3$ мкм для ПЗ и $h = 0.3$ мкм для КЗ, как было указано в п. 2.1. Полученные в ходе калибровки ПЗ/КЗ значения параметра затухания δ , размера апертуры D и эффективной добавочной высоты зонда h_0 (полная эффективная высота, используемая в расчётах, при этом $h_{eff} = h + h_0$, где h — геометрическое расстояние) приведены в табл. 2.2. Особое внимание обратим на зависимость от электрических свойств эталонов параметра затухания резонатора БСММ δ . По смыслу формулы 1.2г этот параметр может быть найден по измерению резонансной характеристики в отсутствии взаимодействия зонда с образцом исходя из того, чтобы рассчитанная добротность Q_0 совпала с измеренной. В процессе экспериментов с эталонными объектами выяснилось, что модель БСММ с фик-

Образец	$\delta \times 10^3$	D (мкм)	h_0 (мкм)
отсутствует	3.9/1.5	1000/72	...
ES	3.4/1.6	830/66	71/15
E0	3.4/1.6	754/53	52/6
E1	3.8/1.6	736/40	52/3.4
E2	5.2/1.6	654/34	37/2.7
E3	6.1/1.6	420/18	10/0.35
E4	5.1/1.6	254/15	1.7/0.14
E5	5.8/1.6	180/14	0.02/0.14
E6	6.3/1.7	204/15	0/0.11

Таблица 2.2. Параметры ПЗ/КЗ.

сированным значением δ недостаточно точно описывает работу устройства. В измерениях эталонов ES, E6, заведомо не имеющих сколько-нибудь значимых собственных омических потерь, мы наблюдали заметное изменение добротности Q_0 . Если для КЗ изменение Q_0 не превышало 10%, то для ПЗ оно достигало 50%. Возможное объяснение данного эффекта заключается в наличии существенных омических потерь на острие зонда. Взаимодействие с образцом приводит к перераспределению поля на острие, что изменяет величину потерь. В результате, в данной работе δ является еще одним подгоночным параметром, значение которого должно быть установлено в процессе калибровки БСММ.

Экспериментальные значения параметров f_0 , β в отсутствии образца определяют в модели БСММ полную длину $l = l_1 + l_2$ и разность $\Delta l = |l_1 - l_2|$. Длины l_1 , l_2 однозначно находятся после дополнительного измерения зависимости $\beta(h)$ для диэлектрического (непоглощающего) образца, в частности, пластины ES. Возможна возрастающая, либо убывающая с уменьшением h функция $\beta(h)$ из-за рассогласования/согласования резонатора. Имеем $l_1 < l_2$ в первом случае и обратное соотношение во втором. В приведенном в табл. 2.2 примере определения эффективных параметров мы получили: $l_1 = 0.967$ см, $l_2 = 1.023$ см для ПЗ; $l_1 = 4.17$ см, $l_2 = 3.81$ см для КЗ.

При моделировании взаимодействия с исследуемым образцом параметры зонда выбираются на основе полученной в ходе калибровочных измерений таблицы аналогичной табл. 2.2 следующим образом. Используется координатная плоскость $\{\xi, \eta\}$, где $\xi = (f_0^{ref} - f_0)/f_0^{ref}$ — относительное изменение резонансной частоты, $\eta = 1/2(1/Q_0 - 1/Q_0^{ref})$ — изменение обратной величины добротности образца по сравнению с соответствующими значениями резонансной частоты f_0^{ref} и обратной добротности Q_0^{ref} опорного образца. В качестве опорного образца

мы использовали пластину сапфира ES. Выбор безразмерных параметров ξ и η , характеризующих отклик БСММ на исследуемый образец, обусловлен тем, что изменение импеданса антенны $\Delta Z = \Delta R + i\Delta X$ по отношению к полностью невозмущённым значениям R_0 и X_0 приводит к изменению параметров микроскопа $\Delta(1/(2Q_0)) + i\Delta f_0/f_0 = G\Delta Z$, где G — геометрический фактор резонатора. Полуволновой резонатор на основе двухпроводной линии передачи с характеристическим импедансом Z_l имеет $G = Z_l/(\pi X_0^2)$ при $R_0, \Delta R, \Delta X \ll X_0$; эти условия, как правило, выполнены для электрически малой антенны. На плоскость $\{\xi, \eta\}$ наносятся точки, соответствующие измеренным эталонам $\{\xi_E, \eta_E\}$. Параметры БСММ в промежуточных точках зависимости $\eta_E(\xi_E)$ определяются интерполяцией. Для исследуемого образца параметры БСММ выбираются в точке интерполяционной зависимости $\eta_E(\xi_E)$, которая ближе всего расположена к экспериментальной точке исследуемого образца $\{\xi_S, \eta_S\}$.

Параметры D, h_0 отличаются для разных игл КЗ и могут изменяться в процессе длительной эксплуатации БСММ из-за модификации формы рабочего конца зонда. Чтобы исключить влияние деформации излы, тестирование различных образцов мы чередовали с калибровочными измерениями. Контрольная калибровка по одному из эталонов проводилась также в начале и в конце каждого скана. Свидетельством отсутствия деформации служила неизменность параметров кривой $\Gamma(f)$ при отводе образца от зонда на каждом шаге сканирования. Полученные в результате калибровки значения параметров БСММ несколько отличались в разных измерительных циклах. Это отличие сводилось к незначительной правке данных предшествовавших калибровок, если не производилась замена иглы КЗ.

2.3 Решение обратной задачи

Каждая измеренная зависимость $\Gamma(f)$ аппроксимируется соответствующей теоретической кривой, рассчитанной по формулам 1.1–1.2, откуда находится экспериментальное значение импеданса взаимодействия Z . Импеданс Z ПЗ и КЗ связан с электрическими и геометрическими параметрами слоистой структуры теорией, изложенной в п. 1.3. Определение параметров образца представляет собой обратную задачу. Поиск параметров образца осуществляется путём минимизации функции невязки следующего общего вида:

$$F(\mathbf{V}) = \sum_{j=1}^N \left(\frac{\sqrt{(R_c^j(\mathbf{V}) - R_m^j)^2}}{R_m^j} + \frac{\sqrt{(X_c^j(\mathbf{V}) - X_m^j)^2}}{X_m^j} \right), \quad (2.1)$$

где введён вектор параметров $\mathbf{V} = \{d_1, \varepsilon_1, \dots, d_M, \varepsilon_M\}$. Характеризуемый формулой 2.1 объект представляет собой структуру из M однородных слоёв с толщинами d_i и проницаемостями ε_i ($i = 1, \dots, M$). Экспериментальные данные, полученные с помощью N различных зон-

дов, представлены значениями комплексного импеданса $Z_m^j = R_m^j - iX_m^j$ для каждого зонда ($j = 1, \dots, N$). Функция $Z_c^j(\mathbf{V}) = R_c^j(\mathbf{V}) - iX_c^j(\mathbf{V})$ — результат расчёта импеданса j -го зонда по теории, изложенной в п. 1.3, для образца с произвольными значениями параметров слоёв d_i, ε_i . В случае зондирования многослойной структуры измерительная система может включать зонды с разным размером апертуры и/или рабочей частотой. Интересно, что изменение высоты h не даёт независимой информации о параметрах структуры, т. е. может быть использовано только для повышения точности определения параметров. В процессе сканирования образца измерения производились на одной фиксированной высоте. Исходными данными для функции 2.1 служат характеристики зондов (резонансная частота, высота, размер апертуры и др.), полученные из эксперимента импедансы Z_m^j , фиксированные значения известных и начальные значения искомым параметров структуры d_i, ε_i . Решением обратной задачи являются параметры d_i, ε_i , при которых достигается минимум функции 2.1. Итерационная процедура минимизации невязки реализована на основе алгоритма Нелдера-Мида [106]. Данный метод не использует градиентов функции, поэтому легко применим к негладким функциям. Суть метода заключается в последовательном перемещении и деформировании симплекса, позволяя находить локальные экстремумы функции. Рассматриваемые в данной работе образцы представляют собой многослойные полупроводниковые структуры на диэлектрической подложке, содержащие единственный проводящий слой. Данный слой, находящийся в изолирующей матрице, характеризуется удельной проводимостью σ и толщиной d . Комплексная диэлектрическая проницаемость слоя вычисляется по формуле $\varepsilon = \varepsilon_r - i\sigma/(2\pi\varepsilon^0 f)$, где ε_r — статическая диэлектрическая проницаемость вещества. В диапазоне частот $\sim 1 - 5$ ГГц имеем $Im(\varepsilon) \gg \varepsilon_r$. Толщина d исследуемых слоёв не превышает нескольких микрометров, а в случае гетероструктур — нескольких нанометров. Расчёт показывает, что в рассматриваемых условиях импеданс зонда принимает практически постоянное значение при фиксированном сопротивлении плёнки $R_{sh} = 1/(d\sigma)$. Сказанное означает, что измерения с помощью БСММ не позволяют отдельно найти параметры d, σ . Возможно лишь определить сопротивление R_{sh} . В такой ситуации достаточно выполнить измерение одним зондом ($N = 1$), поскольку диэлектрические и структурные параметры изолирующей матрицы считаются известными. Мы задавали в функции 2.1 некоторое оценочное значение толщины плёнки d , находили решение относительно проводимости σ , после чего рассчитывали величину R_{sh} . Время решения обратной задачи определяется, главным образом, количеством определяемых параметров исследуемой структуры. При одном искомом параметре минимизация функции 2.1 достигается 50 – 100 итерациями, а время нахождения решения составляет 1 – 5 с.

Образец	d_f (мкм)	$R_{sh}^{ВДП}$ (кОм/□)	μ (см ² /(В×с))	n (1/см ³)	$R_{sh}^{ПЗ}$ (кОм/□)	$R_{sh}^{КЗ}$ (кОм/□)
S1	0.50	14	20	4.5×10^{17}	13	16
S2	0.75	7.6	440	2.5×10^{16}	6.3	6.7
S3	0.90	1.4	160	3.1×10^{17}	1.7	1.9
S4	0.90	0.78	200	4.5×10^{17}	0.83	1.2
S5	0.75	0.40	220	9.5×10^{17}	0.50	0.72
S6	1.05	0.25	240	9.9×10^{17}	0.25	0.43
S7	1.30	0.076	260	2.4×10^{18}	0.107	0.38
S8	1.00	0.024	140	1.9×10^{19}	0.044	0.28

Таблица 2.3. Параметры плёнок GaN.

2.4 Исследование полупроводниковых структур. Точность метода

Разработанный метод БСММ-диагностики был апробирован в задаче определения сопротивления R_{sh} проводящего слоя плёнок n-GaN на сапфировой подложке и транзисторных гетероструктур на основе твёрдых растворов (Al,Ga)N, (Al,Ga,In)As. В данном исследовании основное внимание уделялось изучению динамического диапазона и точности метода микроволновой микроскопии.

2.4.1 Плёнки

Параметры исследованных плёнок GaN на сапфировой подложке приведены в табл. 2.3. Толщины плёнок d_f измерены методом оптической рефлектометрии. Значения слоевого сопротивления $R_{sh}^{ВДП}$, подвижности μ и концентрации n свободных электронов плёнки получены ВДП. Данный метод требует нанесения на поверхность структуры омических контактов, что приводит к деградации структур в соответствующих областях. Поскольку контакты наносились на края образца, применявшийся нами ВДП позволял определять среднее по площади сопротивление $R_{sh}^{ВДП}$, т. е. не исследовалась однородность плёнки вдоль поверхности. Напротив, характеристика с помощью БСММ является бесконтактной, неразрушающей, позволяющей сканировать поверхность образца с высоким пространственным разрешением. В табл. 2.3 приведены значения R_{sh} , измеренные с помощью БСММ: $R_{sh}^{ПЗ}$ — ПЗ, $R_{sh}^{КЗ}$ — КЗ. Для ПЗ наблюдается вполне удовлетворительное согласие со значениями, полученными ВДП, практически во всём диапазоне измерявшихся R_{sh} за исключением образца S8 с самым низким сопротивлением $R_{sh} = 24$ Ом/□. В диапазоне $R_{sh} = 0.07 - 14$ кОм/□ расхождение не

превышает 40%. При $R_{sh} < 0.05$ кОм/□ чувствительность БСММ оказывается недостаточной, с чем, вероятно, и связана довольно большая разница результатов для образца S8. Иная картина наблюдается для КЗ, где $< 40\%$ расхождение с данными ВДП имеет место лишь в диапазоне $R_{sh} > 1$ кОм/□. Для $R_{sh} < 1$ кОм/□ наблюдается систематическое превышение $R_{sh}^{КЗ}$ над $R_{sh}^{ВДП}$. Полученная существенная разница результатов для КЗ и ПЗ может быть связана с разной структурой квазистатического поля и размеров монополюльной и дипольной антенн соответствующих зондов. Различие в степени локализации поля КЗ и ПЗ было отмечено нами в п. 1.4, где обсуждалась измеренная разрешающая способность зондов (см. также Приложение В). Возможность определения сопротивления тонкой плёнки с использованием данных калибровочных измерений на объёмно-однородных образцах, по всей вероятности, зависит от указанных особенностей зондов этих двух типов. Данный факт и отражают приведённые в табл. 2.3 результаты. Естественно предположить, что ситуация с измерениями КЗ может быть улучшена, если использовать в качестве калибровочных эталонов образцы, имеющие сходную структуру с измеряемым объектом. Справедливость сделанного утверждения мы продемонстрируем на примере БСММ-исследования транзисторных гетероструктур.

2.4.2 Гетероструктуры

Были исследованы две полупроводниковые гетероструктуры, выращенные для создания транзисторов с высокой подвижностью электронов (high electron mobility transistors, HEMTs) [107]: структура на основе гетероперехода AlGaIn/GaN (T1) и структура на основе квантовой ямы AlGaAs/GaAs/InGaAs/GaAs/AlGaAs (T2). Параметры слоёв данных структур приведены в табл. 2.4 и табл. 2.5 соответственно. Искомый параметр обеих структур — латеральный профиль сопротивления проводящего канала $R_{sh}(x) = 1/(\sigma d)$, проводимость которого отмечена в табл. 2.4 и табл. 2.5 знаком (?). В случае образца T1 проводящий канал формируется на гетерогранице AlGaIn/GaN [108]. Он представляет собой двумерный электронный газ, заключённый в треугольной квантовой яме с характерным размером ~ 10 нм. В структуре T2 проводящий канал локализован в слое InGaAs шириной 14 нм. Проводимость структур вне канала пренебрежимо мала. Структура T2 содержит сверхрешётку, состоящую из периодически повторяющихся слоёв GaAs и AlGaAs (20 периодов). Для уменьшения времени решения обратной задачи сверхрешётка рассматривалась как однородный слой со средней диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 12.4$.

Сканирование структур T1, T2 производилось КЗ и ПЗ вдоль линий, показанных на вставках к рис. 2.1(а) и 2.1(б). В случае КЗ профили $R_{sh}(x)$ были получены с использовани-

Номер слоя	Состав	d (нм)	ε_r	σ (1/(Ом \times см))
1	$\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$	20	8.9	0
2	$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}$	10	8.8	0
3	GaN	~ 10	8.9	(?)
4	GaN	2.3×10^3	8.9	0
5	Al_2O_3	0.5×10^6	10	0

Таблица 2.4. Параметры слоёв структуры Т1.

Номер слоя	Состав	d (нм)	ε_r	σ (1/(Ом \times см))
1	GaAs	40	12.9	0
2	$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	18	12.0	0
3	GaAs	2.5	12.9	0
4	$\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}$	14	13.2	(?)
5	GaAs	2.5	12.9	0
6	$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	34	12.0	0
7	GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (20 периодов)	$(3.5 + 4) \times 20 = 150$	12.9/12.0	0
8	GaAs	0.35	12.9	0
9	GaAs	500	12.9	0

Таблица 2.5. Параметры слоёв структуры Т2.

ем двух различных систем калибровочных эталонов. Первая система — объёмно-однородные пластины с параметрами из табл. 2.1. Вторая система — плёнки GaN на сапфировой подложке. Для реализации разработанного нами метода необходимо определить априори сопротивление R_{sh} эталонных объектов. Для плёнок GaN это сопротивление взято из измерений ВДП (см. табл. 2.3). ПЗ профили $R_{sh}(x)$ были получены при калибровке только по первой эталонной системе. Результаты БСММ-исследования структур Т1, Т2 мы сопоставили с измерениями ВДП, выполненными в выколотых секторах соответствующих двухдюймовых пластин, показанных на вставках к рис. 2.1(а) и 2.1(б) пунктирными линиями.

Результаты сканирования транзисторных структур ПЗ в сравнении с данными, полученными ВДП, дали удовлетворительные точности измерения R_{sh} (лучше 50%), сходные с аналогичными результатами для плёнок GaN, представленными в табл. 2.3. Для образца Т1 среднее (\pm среднеквадратичное отклонение) значение сопротивления в профиле $R_{sh}(x)$ составило $R_{sh}^{ПЗ} = 830 \pm 180$ Ом/ \square , при этом $R_{sh}^{ВДП} = 450$ Ом/ \square . Соответствующие результаты для структуры Т2 — $R_{sh}^{ПЗ} = 700 \pm 110$ Ом/ \square , $R_{sh}^{ВДП} = 450$ Ом/ \square . Что же касается КЗ,

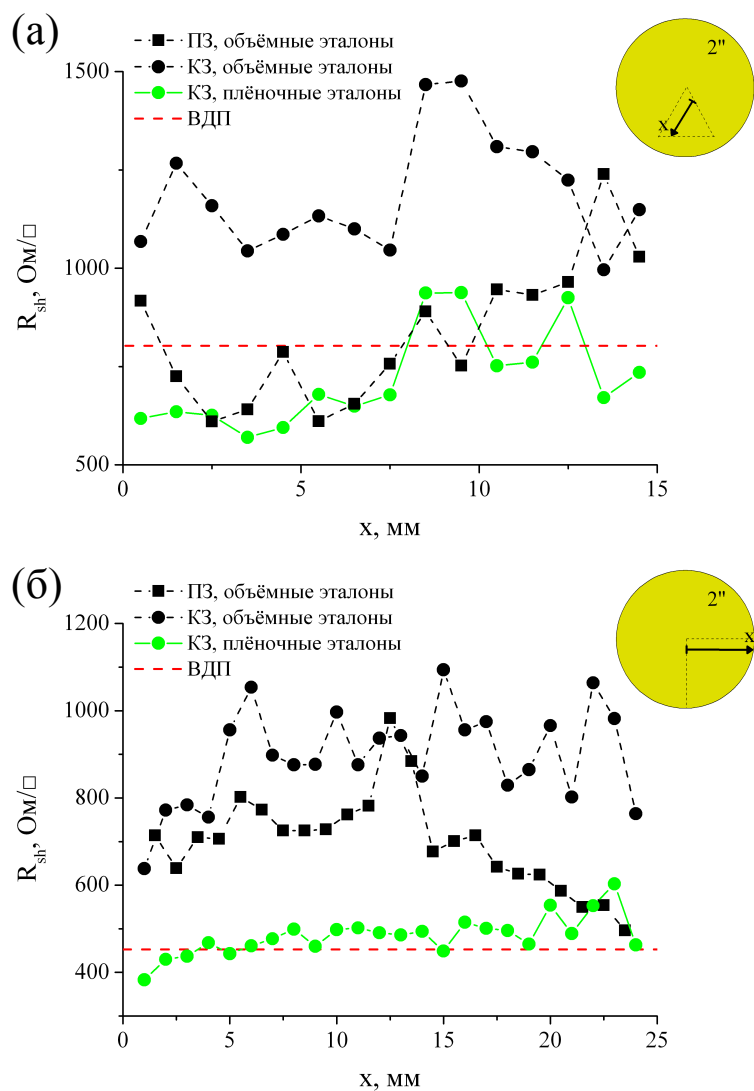


Рис. 2.1. Профили сканирования слоевого сопротивления R_{sh} транзисторных структур (а) Т1 и (б) Т2. Пунктирной прямой показано значение R_{sh} , полученное ВДП. На вставках показано положение линий сканирования.

здесь, как и предполагалось, точность измерения R_{sh} удалось существенно повысить за счёт применения системы эталонов в виде плёнок GaN, что ясно видно из соответствующих профилей $R_{sh}(x)$ на рис. 2.1. В частности, имеем $R_{sh}^{KZ} = 720 \pm 120$ Ом/□ для Т1, $R_{sh}^{KZ} = 480 \pm 50$ Ом/□ для Т2, т. е. расхождение с измерениями R_{sh} ВДП в среднем составляет $< 10\%$. Для сравнения, использование в качестве эталонов объёмных пластин даёт отличие $\sim 50 - 100\%$.

Обратим внимание, что измерения ВДП, очевидно, не являются идеальным тестом для проверки точности метода микроволновой микроскопии. Линии протекания микроволнового и постоянного токов могут отличаться при наличии микро- и макро- дефектов в исследуемых структурах. Данное обстоятельство приводит к отличию сопротивлений R_{sh} , полученных обоими методами, если для сравнения использовать измерения БСММ, осреднённые

по площади образца. Указанное явление мы отчётливо наблюдали в исследованиях полупроводниковых структур алмаза (гл. 3). Выполненное БСММ сканирование плёнок GaN не выявило аналогичных макроскопических дефектов, что, однако, не исключает наличие дефектов меньших размеров.

В заключение приведём оценку динамического диапазона наших измерений с помощью БСММ — $10 \text{ Ом}/\square < R_{sh} < 500 \text{ кОм}/\square$, который оказался приблизительно одинаковым для КЗ и ПЗ. Для структур с $R_{sh} < 10 \text{ Ом}/\square$ информативные параметры БСММ f_0 , Q_0 не отличаются от соответствующих характеристик для эталона Е6 в пределах флуктуационного порога чувствительности прибора по указанным параметрам. Аналогично, при $R_{sh} > 500 \text{ кОм}/\square$ измерения структуры дают параметры f_0 , Q_0 диэлектрической матрицы (например, для исследовавшихся плёнок GaN — это подложка ES). Интересно, что в средней части динамического диапазона $100 \text{ Ом}/\square < R_{sh} < 15 \text{ кОм}/\square$ более чувствительным параметром БСММ является частота f_0 . В этой части диапазона точность измерения R_{sh} максимальна. На краях диапазона, где наиболее сильно изменение добротности Q_0 , точность снижается, что мы и наблюдали для образца S8. Указанный динамический диапазон, естественно, не является фундаментальным ограничением метода БСММ, а лишь отражает внутренние свойства нашего прибора. Возможности БСММ могут быть существенно расширены за счёт введения ряда модернизаций, обычно используемых в микроскопах субмикронного разрешения [38]. Соответствующие устройства измеряют значительно меньшие трансформации функции $\Gamma(f)$, но являются более дорогостоящими и сложными в эксплуатации.

Выводы

Выполнена работа по развитию метода количественной микроволновой микроскопии. Метод распространён на задачу измерения сопротивления проводящего слоя многослойной полупроводниковой структуры. За счёт использования зонда коаксиальной геометрии удалось достигнуть микронного разрешения измерения проводящих слоёв. Возможности метода продемонстрированы на примере измерения слоевого сопротивления R_{sh} полупроводниковых плёнок и транзисторных гетероструктур. Показана хорошая точность определения R_{sh} , составляющая $\sim 10\%$ в диапазоне $0.1 \text{ кОм}/\square < R_{sh} < 15 \text{ кОм}/\square$. Время решения обратной задачи для каждой точки сканирования составило 1 — 5 с, что является хорошим показателем с точки зрения рутинного использования. Оптимальное сочетание точности и скорости решения обратной задачи является отличительной особенностью предложенного метода, приобретающее особенную ценность при решении практических задач.

Глава 3

Исследование полупроводникового алмаза

Разработанный метод микроволновой микроскопии (гл. 2) позволяет исследовать широкий класс полупроводниковых структур, имеющих неоднородное распределение электрических параметров микро- и нано- масштабов как по глубине, так и в латеральной плоскости. В данной главе описывается исследование нового перспективного материала — полупроводникового алмаза, включающее в себя исследование монокристаллических алмазных подложек и дельта-легированных эпитаксиальных структур.

3.1 Полупроводниковый алмаз — проблемы и перспективы

Алмаз как широкозонный полупроводник (ширина запрещённой зоны $E_g = 5.47$ эВ) рассматривается в качестве перспективного материала электроники [109] и фотоники [110]. С точки зрения электроники алмаз имеет огромный потенциал для создания как активных приборов, таких как высокочастотные полевые транзисторы и высокоомощные переключатели, так и пассивных устройств, таких как диоды Шоттки. Ожидается, что предсказанные выдающиеся характеристики алмаза — большая ширина запрещённой зоны, высокое значение поля пробоя, скорости насыщения, подвижности свободных носителей заряда, исключительная теплопроводность — помогут повысить параметры полупроводниковых приборов, включая рабочую температуру, максимальное значение электрического напряжения, мощность.

Основные проблемы технологии изготовления полупроводникового алмаза [111] сейчас включают в себя создание монокристаллических алмазных подложек большого размера (> 25 мм), достижение высоких значений концентрации ($> 5 \times 10^{20}$ см $^{-3}$) и подвижности ($> 10^3$ см 2 /(В×с)) свободных носителей заряда, формирование ультратонких проводящих слоёв (< 2 нм) с помощью дельта-легирования, достижение поверхностно-однородных характеристик структур. Современные монокристаллические алмазные подложки имеют размер

не более 15 мм [112]. Из-за высокой стоимости подложек исследования обычно проводятся на образцах гораздо меньшего латерального размера (стандартный размер — 3×3 мм²). Широко используются подложки, выращенные методом температурного градиента при высоком давлении и высокой температуре (high pressure high temperature, HPHT) [113, 114]. Подложки, выращенные методом HPHT, в зависимости от параметров роста различаются по своему кристаллическому качеству и содержанию примесей; они могут содержать сектора роста [115] и другие структурные дефекты, которые отражаются на структурных и электрических свойствах выращенных на этих подложках эпитаксиальных слоёв [116–118].

3.2 Образцы и методы исследования

В данной работе исследовались эпитаксиальные алмазные структуры, выращенные на HPHT-подложках с ориентацией поверхности (001), имеющих латеральный размер $\approx 3 \times 3$ мм². Структуры представляют собой дельта-легированные бором эпитаксиальные слои, толщина дельта-слоёв составляет 2 – 4 нм. Дельта-легирование производится в процессе эпитаксиального роста в реакторе усиленной микроволновой плазмой химического парофазного осаждения (microwave plasma-enhanced chemical vapor deposition, MPCVD) с системой быстрого переключения газа [119]. Типичная толщина эпитаксиальных слоёв составляет ~ 100 нм, хотя для некоторых образцов она составляла 10 – 20 нм. В качестве источника бора при легировании используется диборан (B_2H_6).

В связи с малыми размерами получаемых на сегодняшний день кристаллов ($\sim 1 - 10$ мм) и наличием неоднородностей микро- и наномасштаба важное место занимает изучение алмаза методами микроскопии. Данная работа посвящена микроскопии электрических характеристик (проводимости, подвижности и концентрации свободных носителей заряда) полупроводниковых структур алмаза. Основным методом исследования является микроволновая микроскопия, позволяющая бесконтактным неразрушающим способом с микронным разрешением измерять проводимость слоёв исследуемых структур. Измерение электрических характеристик также проводится стандартным ВДП (включая локальные измерения на холловских крестах). Помимо этого в данной работе задействованы интерферометрия белого света и вторично ионная масс-спектрометрия (ВИМС).

Метод ВИМС, реализованный на установке TOF. SIMS 5 (IONTOF), используется для измерения глубинного профиля концентрации атомов бора $N_B(z)$. Серия тестовых структур — слоёв алмаза, имплантированных ионами бора ^{11}B в различной дозе, — были изготовлены для калибровки чувствительности прибора к бору. ВДП [2, 120] позволяет измерять

концентрацию и подвижность свободных носителей заряда, в нашем случае дырок (соответственно N_p и μ), системы эпитаксиальная плёнка – подложка. В данном исследовании мы использовали две геометрии измерений ВДП, а именно, геометрию образца (ВДП-О) и локальную геометрию холловского креста (ВДП-Л). Для измерений ВДП-О четыре омических контакта формируются по углам исследуемого образца. Для реализации ВДП-Л на поверхности образца вытравливается пять холловских крестов, которые представляют собой электрически изолированные области эпитаксиального слоя, который вне холловских крестов полностью удалён. Каждый крест имеет четыре омических контакта, сформированных по его углам (рис. 3.1). Полный размер креста — 0.45×0.45 мм², однако область характеристики — область в центре креста размером 0.15×0.15 мм². В отличие от БСММ ВДП-Л включает в себя несколько технологических операций для создания холловских крестов, при этом необходимым является практически полное стравливание эпитаксиальной плёнки. Также заметим, что измерения ВДП-О требуют разрушения легированной плёнки в регионах, где формируются омические контакты, имеющих линейные размеры $\sim 200 - 300$ мкм. То же самое справедливо и для измерений методом ВИМС, побочным эффектом применения которого является формирование кратеров диаметра ~ 100 мкм на поверхности образца.

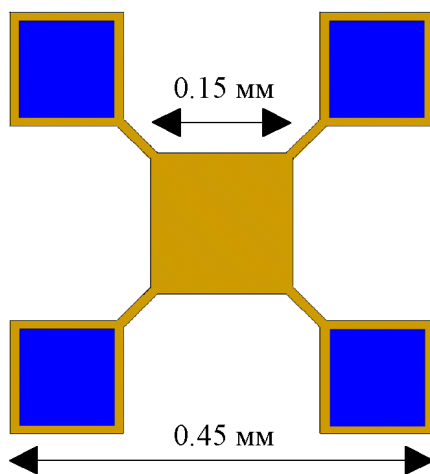


Рис. 3.1. Структура холловского креста.

Метод микроволновой микроскопии подробно описан в гл. 2. Для исследования полупроводникового алмаза использовался КЗ-2 (п. 1.4) с разрешением $\Delta \approx 70$ мкм. Сканирование поверхности образца $\{x, y\}$ производилось вдоль координаты x (при $y = const$) с шагом $\Delta x \sim \Delta$. В каждой точке поверхности игла приводилась в "мягкий" контакт с образцом и затем отводилась от поверхности на фиксированную высоту $\Delta z = 0.3$ мкм, как описано в п. 2.1. В отличие от примеров гл. 2, где измерялось сопротивление R_{sh} проводящего слоя в диэлектрической матрице, характеризующие эпитаксиальные слои алмаза располагались

на неоднородно проводящих подложках. Таким образом, для каждого образца измерялось два параметра: удельное сопротивление подложки ρ и сопротивление эпитаксиального слоя R_{sh} . Учёт проводимости подложки не вызывает каких-либо трудностей, т. к. предложенная в гл. 1 модель взаимодействия позволяет описывать среду с произвольным числом слоёв. Подробное изложение процедуры измерения сопротивления эпитаксиальных структур алмаза на проводящей подложке описано в соответствующем п. 3.4 данной главы.

В качестве первого примера измерений БСММ на рис. 3.2 представлены зависимости резонансной частоты f_0 и добротности Q_0 от координаты x вдоль линий сканирования 1 – 3 для образца De1. Это структура с эпитаксиальным слоем толщиной 80 нм, включающая в себя пять дельта-слоёв, отличающихся пиковой концентрацией атомов бора. Глубинный профиль концентрации $N_B(z)$, полученный методом ВИМС, показан на рис. 3.5(а). Профили $f_0(x)$ и $Q_0(x)$ на рис. 3.2(а) и 3.2(б) соответственно характеризуют неоднородность структуры De1. Более высокие значения f_0 и Q_0 отвечают более высоким значениям сопротивления. Вставка на рис. 3.2(а) показывает высокоомную область, схематически обозначенную затемнёнными овалами, определённую на основе данных сканирования БСММ. Экспериментальные данные на рис. 3.2(в) представлены в переменных ξ и η , где $\xi = (f_0^{EQ} - f_0)/f_0^{EQ}$, $\eta = 1/2(1/Q_0 - 1/Q_0^{EQ})$ — нормированные резонансная частота и обратная величина добротности; f_0^{EQ} и Q_0^{EQ} — параметры f_0 и Q_0 , полученные при контакте зонда с эталоном EQ. Значения A1–A3 на рис. 3.2(в) соответствуют трём характерным точкам на образце De1, показанных на рис. 3.2(а) и 3.2(б). Калибровочная кривая $\eta_c(\xi)$ построена исходя из измерений эталонов EQ, ES, E0 и E1. Данные на рис. 3.2(в) обеспечивают основу для реализации метода определения сопротивления R_{sh} (см. гл. 2). Более того, на основе данной информации мы можем быстро оценить латеральную неоднородность исследуемого образца. В частности, наш опыт в измерениях БСММ до вычисления R_{sh} позволяет нам утверждать, что образец De1 в точках A1 и A3 отличается по значению сопротивления примерно на порядок величины. Кроме того, в низкоомной области эпитаксиального слоя (вблизи точки A3) мы имеем $R_{sh} > 10$ кОм/□. Точка Ds0 на рис. 3.2(в) отвечает измерению, проведённому на диэлектрической подложке. Положение данной точки определяется действительной частью диэлектрической проницаемости алмаза ε : $\varepsilon' = Re(\varepsilon) = 5.7$ (для кварца, сапфира и нелегированного кремния $\varepsilon' = 4.5, 10$ и $11, 7$ соответственно).

Подложки алмаза часто содержат макроскопические дефекты кристаллической структуры. Некоторые примеры подложек — Ds1 и Ds2, трёхмерное изображение поверхности которых приведено на рис. 3.3. В отличие от структур De1, De2 и De3 с эпитаксиальным слоем мы обозначаем алмазные подложки без эпитаксиального слоя для соответствующих

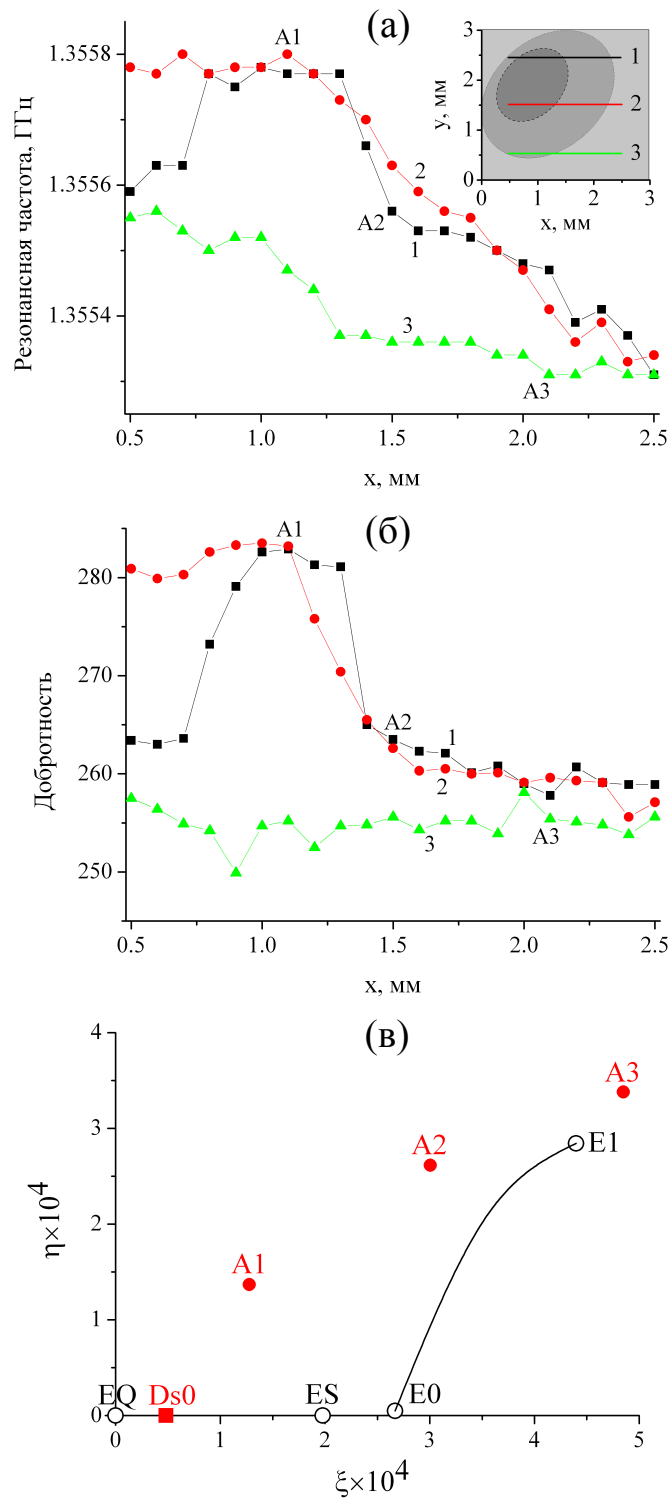


Рис. 3.2. (а) Резонансная частота f_0 и (б) добротность Q_0 , полученные сканированием БСММ образца De1 вдоль линий 1–3. (в) Параметры f_0 и Q_0 в нормированных переменных ξ и η . A1–A3 — значения ξ и η в точках на поверхности образца De1, обозначенных на (а) и (б). Линия — калибровочная кривая $\eta_c(\xi)$, рассчитанная из измерений эталонов EQ, ES, E0 и E1. Точка Ds0 — измерение подложки диэлектрического алмаза. Вставка на (а) показывает линии сканирования 1–3 и приблизительное расположение высокоомного региона (затемнённый овал).

образцов как Ds1, Ds2 и Ds3. Изображения подложек получены с помощью интерферометра белого света NewView 7300 (Zygo Corporation). Перед получением изображения поверхность подвергалась травлению в плазме H_2/O_2 . На рис. 3.3 можно видеть на подложках дефектные области с характерным размером 0.5 – 1 мм. Обнаруженная высокая неоднородность сопротивления в эпитаксиальном слое образца De1 (см. вставку на рис. 3.2(a)) с высокой степенью вероятности связана со структурным дефектом на поверхности подложки Ds1. Изображение последнего на рис. 3.3(a) совпадает с высокоомным регионом эпитаксиального слоя, измеренного БСММ.

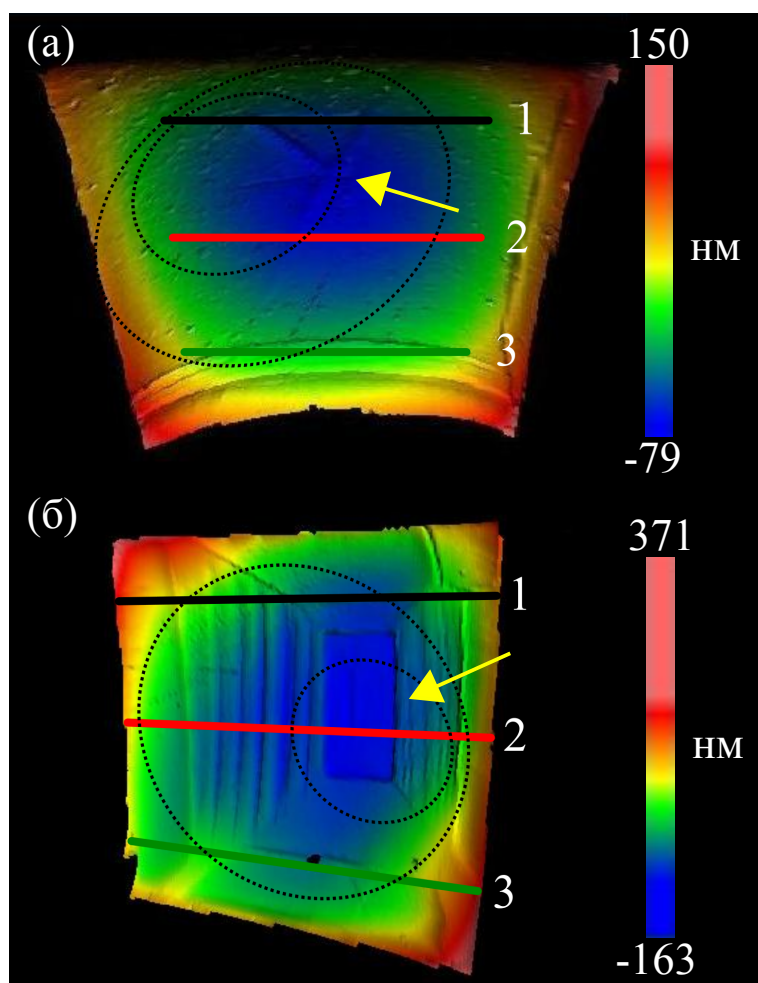


Рис. 3.3. Изображение поверхности подложек (а) Ds1 и (б) Ds2. 1–3 — линии сканирования БСММ, овалы — высокоомный регион. Стрелка указывает расположение дефекта.

3.3 Подложки

Основываясь на исследованиях БСММ, было установлено, что многие из алмазных подложек имеют латерально неоднородную проводимость. Применение метода, изложенного в

гл. 2, к объёмным образцам, таким как подложки, как было указано выше, даёт удельное сопротивление ρ . Рис. 3.4(а) и 3.4(б) показывают профили ρ подложек Ds2 и Ds3. Неоднородное распределение $\rho(x, y)$ на рис. 3.4 — высокоомный регион с $\rho \sim 10$ кОм \times см в центральной части с понижением сопротивления к краям до $\rho \sim 0.1 - 1$ кОм \times см — достаточно типичное для исследованных подложек. Высокоомная область подложки Ds2 примерно соответствует расположению дефекта, изображённого на рис. 3.3(б), в то время как никаких макроскопических дефектов не было обнаружено для Ds3. Следует отметить, что наши измерения ВДП-О также выявили заметную проводимость в ряде подложек. Для примера, проводимость подложки Ds2, полученная ВДП-О, составляет $\rho = 0.8$ кОм \times см. Сравнение этого значения с данными БСММ на рис. 3.4(а) отчётливо показывает, что такое значение ρ характерно только для краевой области подложки. Данное заключение вполне разумно для объектов с неоднородной проводимостью, т. к. при измерениях нелокальным ВДП-О постоянный ток сконцентрирован в области с низким сопротивлением, которая в нашем случае соответствует прикраевой области подложки Ds2. Напротив, локальные измерения БСММ дают распределение $\rho(x, y)$ в плоскости поверхности исследуемого образца.

3.4 Дельта-легированные структуры

Развитый метод (гл. 2) позволяет нам получать профили сканирования сопротивления R_{sh} эпитаксиального слоя, который выращен, в частности, на неоднородно проводящей подложке. Сначала измеряется распределение $\rho(x, y)$ подложки БСММ (для Ds2 и Ds3 см. рис. 3.4). После выращивания дельта-легированного эпитаксиального слоя система плёнка-подложка сканируется БСММ примерно вдоль тех же самых линий. Эффект проводимости подложки учитывается при вычислении сопротивления эпитаксиального слоя R_{sh} методом, описанным в гл. 2. Рис. 3.6 показывает профили R_{sh} эпитаксиальной плёнки для образцов De2 и De3. Линии сканирования 1 и 3 образца De3 прерываются из-за присутствия омических контактов, которые были сформированы по углам структуры для измерений ВДП-О. Глубинные профили концентрации бора $N_B(z)$ ВИМС в образцах De2 и De3 показаны на рис. 3.5(б) и 3.5(в) соответственно.

Эффект проводимости подложки наиболее сильно проявляется при измерениях БСММ структур с высокоомным эпитаксиальным слоем, таким как в образце De3 (см. 3.6(б)). Среднее по всем точкам значение сопротивления эпитаксиального слоя $R_{sh} = 250$ кОм/ \square , среднеквадратичное отклонение $\sigma_R = 100$ кОм/ \square . Основываясь на измерениях профилей $f_0(x)$ и $Q_0(x)$, можно было ожидать более высокой неоднородности эпитаксиального слоя. Соответ-

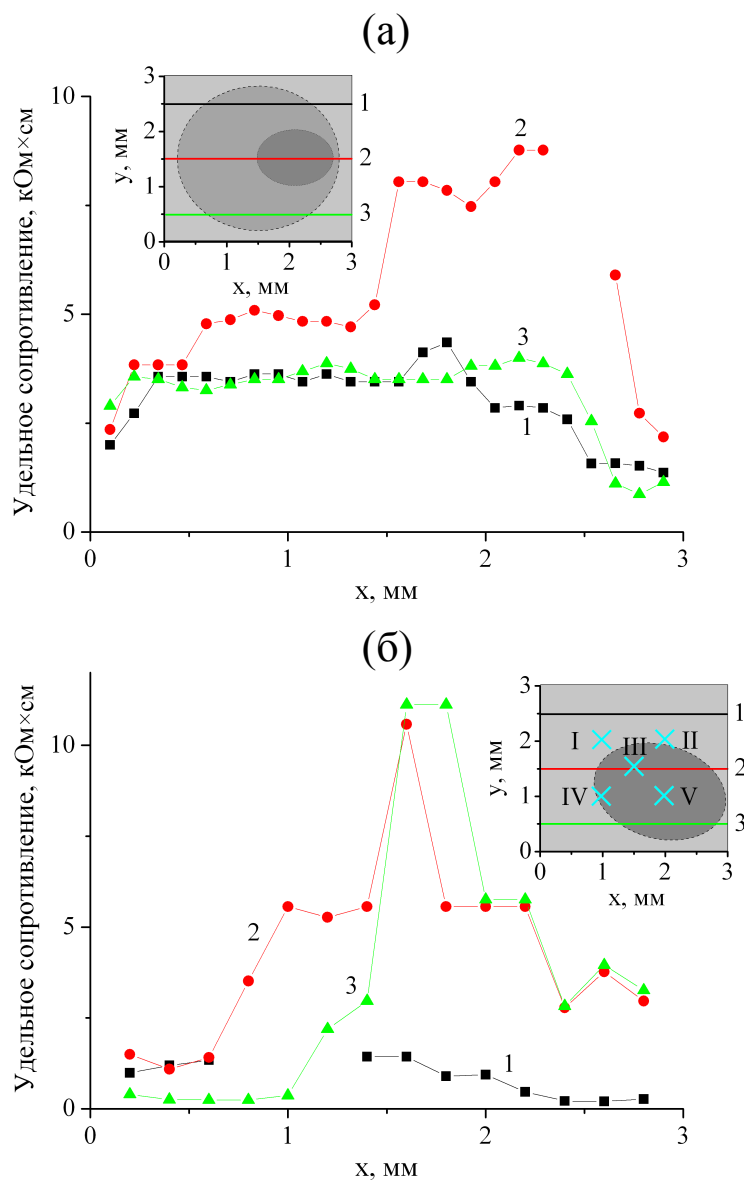


Рис. 3.4. Профили удельного сопротивления для подложек (а) Ds2 и (б) Ds3, полученные при сканировании вдоль линий 1–3. Вставки показывают расположение линий сканирования 1–3 и примерное расположение высокоомных регионов (затемнённые овалы). Вставка на (б) также показывает положение холловских крестов.

ствующий эффект, как было установлено, относится к неоднородной проводимости подложки, заключающейся в более низком сопротивлении краевой области образца. Действительно, слоиое сопротивление R_{sh} подложки толщиной 0.3 мм, имеющей удельное сопротивление $\rho = 0.2 - 11 \text{ k}\Omega \times \text{cm}$ (см. рис. 3.4(б)), составляет на постоянном токе $R_{sh} = 7 - 370 \text{ k}\Omega/\square$. В отличие от постоянного тока переменное микроволновое поле не проникает на полную глубину подложки. Глубина проникновения микроволнового поля определяется размером апертуры антенны D и для используемого в данной работе КЗ-2 составляет около 100 мкм.

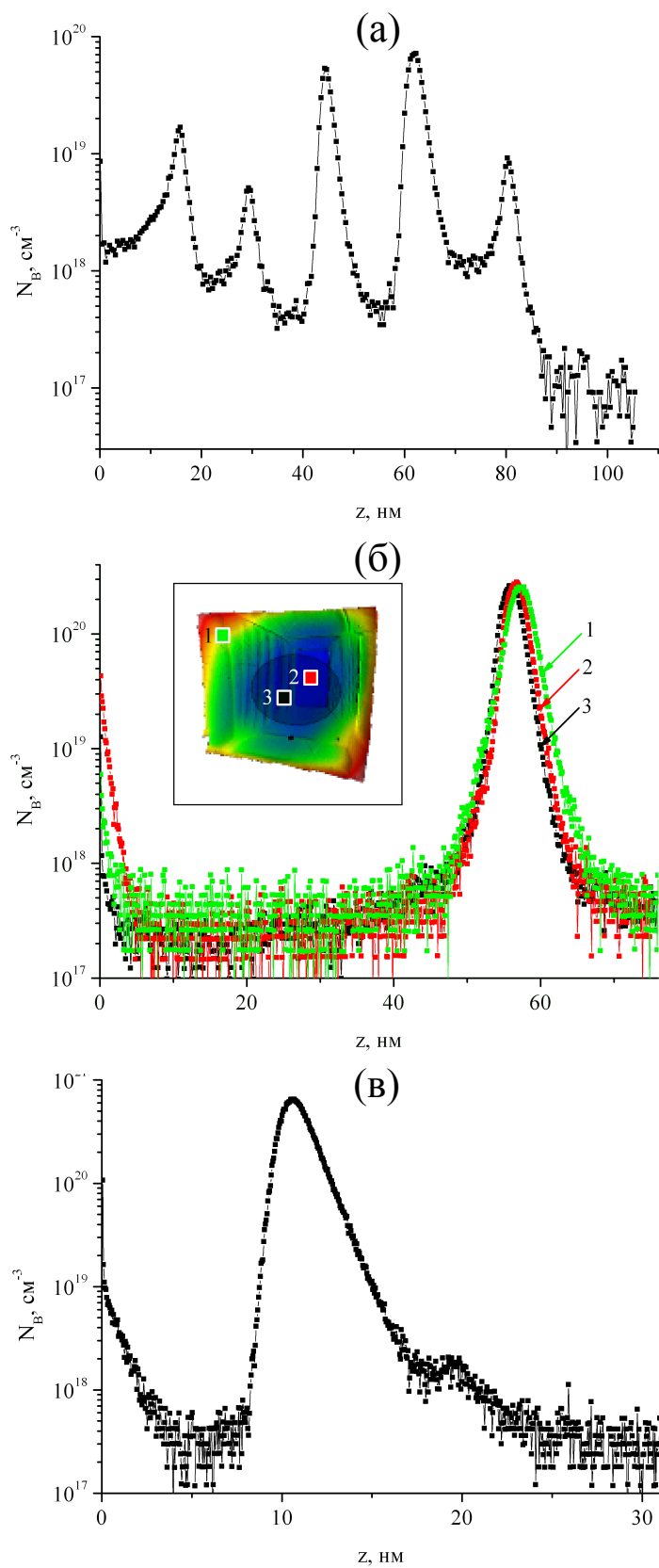


Рис. 3.5. Глубинные профили концентрации атомов бора $N_B(z)$ для образцов (а) De1, (б) De2 и (в) De3. Вставка на (б) показывает точки 1–3 на поверхности образца De2, в которых мы получили профили $N_B(z)$.

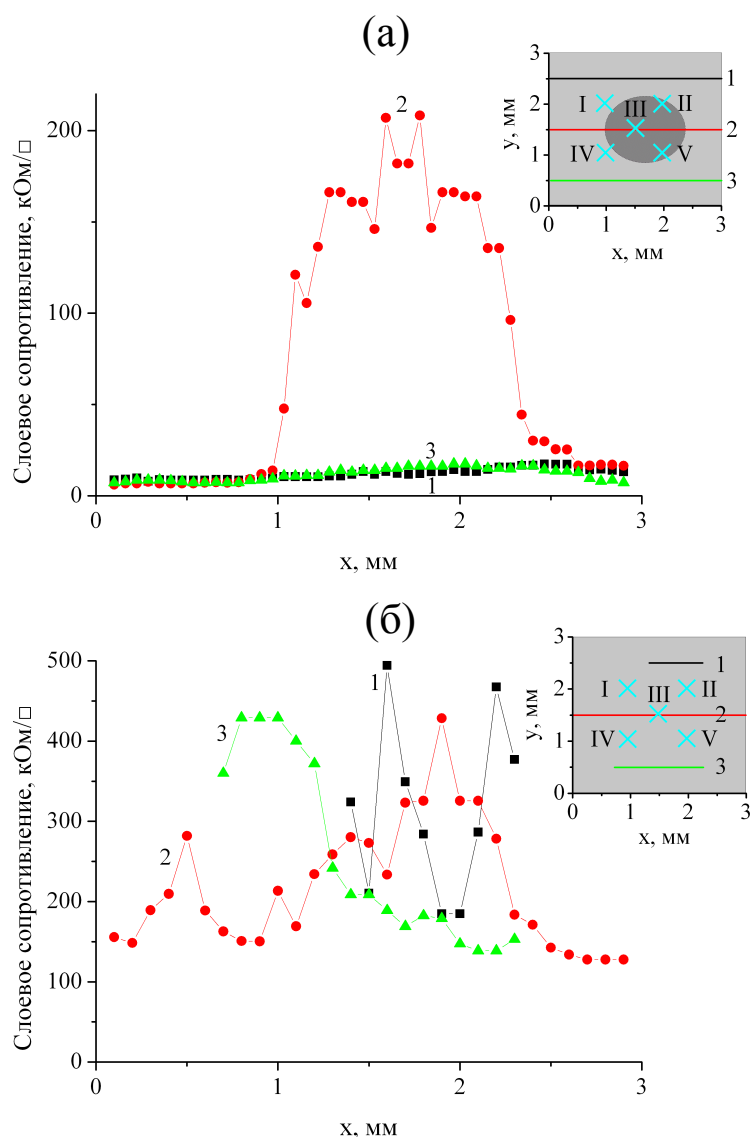


Рис. 3.6. Профили сканирования сопротивления эпитаксиального слоя образцов (а) De2 и (б) De3. На вставках показаны линии сканирования 1–3 и положение холловских крестов I–V для измерений ВДП-Л. На вставке к рис. (а) затемнённый овал обозначает высокоомную область.

Таким образом, эффективное шунтирующее сопротивление подложки в измерениях БСММ образца De3 оказывается равным 20 – 1000 кОм/□ в зависимости от положения измеряемой точки. Рассматривая указанные выше значения R_{sh} эпитаксиального слоя, видно, что низкоомная часть подложки даёт значительный вклад в измеренные БСММ зависимости $f_0(x, y)$, $Q_0(x, y)$ для краевой области образца De3. Развитый метод микроволновой микроскопии даёт значение сопротивления эпитаксиального слоя, не искажённое проводимостью подложки. Согласно данным рис. 3.6(б) эпитаксиальный слой образца De3, по всей видимости, достаточно однородный, а наблюдаемый разброс значений с большой долей вероятности связан с ошибкой измерений БСММ высокоомных структур с $R_{sh} > 100$ кОм/□. Как установлено в

п. 2.4, предел измерения R_{sh} для нашего БСММ ~ 500 кОм/□, т. е. значения R_{sh} , полученные для De3, близки к предельным. Для объёмного проводящего образца, такого как исследуемые здесь подложки, аналогичная оценка предельного сопротивления даёт $\rho_c \approx 15$ кОм×см. При $\rho > \rho_c$ БСММ воспринимает подложку как диэлектрик (точка Ds0 на рис. 3.2(в)). Предел измеримой характеристики может быть увеличен с помощью более тщательной стабилизации температуры/вибраций и других усовершенствований БСММ. В частности, современные устройства нанометрового разрешения [21, 22] имеют более высокий порог чувствительности, т. к. они разработаны для измерения меньших изменений резонансной кривой БСММ, чем микроскопы среднего разрешения. Естественно, данные устройства гораздо более дорогие и сложные в эксплуатации. Измерительные возможности нашего БСММ оказываются вполне достаточными, чтобы обеспечить выполнение задач данной работы.

Результаты для образца De2 показывают, что дефекты в кристаллической структуре подложки оказывают влияние на электрические свойства эпитаксиального слоя. Результаты сканирования БСММ на рис. 3.6(а) показывают неоднородность сопротивления эпитаксиального слоя R_{sh} . Высокоомная область слоя совпадает с расположением структурной неоднородности на подложке Ds2 (см. вставку на рис. 3.5(б)). Заметим, что в этом случае профиль концентрации бора $N_B(z)$, измеренный ВИМС в трёх точках образца как в дефектной области, так и вне её, даёт практически одно и то же (рис. 3.5(б)). Т. е. дефект кристаллической структуры подложки не влияет на содержание примеси, в то же время уменьшая концентрацию и/или подвижность носителей заряда в соответствующей области эпитаксиального слоя. Измерения ВДП-О дают сопротивление $R_{sh} = 8$ кОм/□, что характеризует только прикраевую область эпитаксиальной плёнки и находится в согласии с соответствующими данными БСММ на рис. 3.6(а), полученными для данной области.

Вероятнее всего, значения низкого сопротивления, полученные в прикраевой области эпитаксиальной плёнки образца De2, $R_{sh} \sim 7 - 8$ кОм/□, могут быть отнесены к высоколегированному дельта-слою. Тот факт, что измерения БСММ и ВДП-О дают близкие значения R_{sh} для низкоомной области, означает, что данные ВДП-О могут быть использованы для оценки электрофизических параметров в этой области. Беря толщину дельта-слоя $t = 3.5$ нм (см. данные ВИМС на рис. 3.5(б)), из данных ВДП-О мы находим следующие характеристики дельта-слоя: удельное сопротивление $\rho = R_{sh}t \approx 2.5 \times 10^{-3}$ Ом×см, концентрацию дырок $N_p \approx 1.7 \times 10^{20}$ см⁻³, подвижность $\mu \approx 15$ см²/(В×с). Используя пиковую концентрацию бора $N_B \approx 3 \times 10^{20}$ см⁻³ (см. рис. 3.5(б)), можно сделать оценку степени ионизации примеси на уровне $N_p/N_B \times 100\% = 57\%$. Полученные характеристики не противоречат доступным литературным данным проводимости дельта-слоя алмаза [121–127]. Однако окончательный вывод

о том, что данные характеристики относятся к дельта-слою, может быть сделан только на основе дальнейших исследований, т. к. в эпитаксиальном слое алмаза возможны другие каналы проводимости, например, вследствие присутствия на границах слоя водорода [128–130].

Таким образом, измерения БСММ позволили получить информацию об эпитаксиальном слое, которая не искажена эффектом шунтирования и неоднородной проводимости подложки. Это позволило нам изучить электрофизические свойства эпитаксиального слоя и дельта-слоя с высокой степенью точности. Мы также смогли корректно использовать данные измерений, полученные альтернативными методами. В частности, сопоставление фотографии подложки Ds2 на рис. 3.3(б) с результатами сканирования БСММ образца De2 на рис. 3.6(а) привело нас к заключению, что высокоомная область эпитаксиального слоя с большой долей вероятности вызвана дефектом подложки. С другой стороны, установление связи данных измерений ВДП-О с низкоомной прикраевой областью образца De2 на основе результатов БСММ позволило нам, с определённой степенью достоверности, оценить электрические параметры дельта-слоя.

Результаты БСММ подтверждаются измерениями ВДП-Л. В табл. 3.1 мы приводим измеренные значения слоевого сопротивления R_{sh} , подвижности μ и слоевой концентрации N_s свободных носителей заряда в структуре De3 и её подложке Ds3. Положение холловских крестов I–V показано на вставках рис. 3.4(б) и 3.6(б). Полученные значения структуры De3 определяются проводимостью как эпитаксиального слоя, так и подложки. Чтобы идентифицировать вклад каждого из этих двух каналов проводимости, мы измерили сопротивление подложки после того, как эпитаксиальный слой был полностью удалён. Следует отметить, что измерения ВДП-Л на структурах с проводящей подложкой дают приближённые данные. Использование ВДП требует формирования омических контактов на краях тестовой структуры, что не реализуется в случае наших измерений ВДП-Л образцов с высокой проводимостью подложек. Исследования ВДП-Л подтвердили неоднородность проводимости подложки Ds3. Её высокоомная область располагается вблизи холловских крестов III–V, где измерения не удалось произвести из-за высокого сопротивления между контактами крестов. Результат $R_{sh} = 60 - 330$ кОм/□ для образца De3 с эпитаксиальным слоем, который был получен для холловских крестов III–V, находится в согласии с данными БСММ (см. рис. 3.6(б)), т. е. они относятся к слою. Сопротивление $R_{sh} = 4 - 17$ кОм/□, также как и концентрация N_s и подвижность μ , измеренные на крестах I и II, характеризуют только подложку, которая шунтирует более высокое сопротивление эпитаксиального слоя. Такое же заключение сделано на основе данных БСММ, приведённых на рис. 3.4(б) и 3.6(б). Зная толщину подложки и слоевую концентрацию N_s , измеренную с помощью холловских крестов I и II, мы можем

Номер креста	R_{sh} (кОм/□) (образец/подложка)	μ (см ² /(В×с)) (образец)	N_s (1/см ²) (образец)
<i>I</i>	17/17	1180	3.2×10^{11}
<i>II</i>	5/4	680	1.5×10^{12}
<i>III</i>	130/—	18	2.8×10^{12}
<i>IV</i>	330/—
<i>V</i>	60/—	31	3.4×10^{12}

Таблица 3.1. Измерения ВДП-Л электрических параметров образца De3 и подложки Ds3.

Номер креста	R_{sh} (кОм/□)
<i>I</i>	54
<i>II</i>	310
<i>III</i>	4500
<i>IV</i>	47
<i>V</i>	крест испорчен

Таблица 3.2. Измерение ВДП-Л R_{sh} образца De2.

оценить объёмную концентрацию свободных носителей заряда в проводящей области подложки, которая $N_p \sim 10^{13} - 10^{14}$ 1/см³. Измерение сопротивления ВДП-О образца De3 с эпитаксиальным слоем даёт $R_{sh} = 20$ кОм/□, что определяется низкоомной краевой областью подложки. Таким образом, мы видим, что нелокальные исследования ВДП эпитаксиального слоя на подложке с неоднородной проводимостью недостаточно информативны. Измерения БСММ в этих условиях дают более объективную информацию о сопротивлении слоя.

Результаты измерения сопротивления ВДП-Л образца De2 представлены в табл. 3.2. Расположение холловских крестов I–V показано на вставке рис. 3.6(а). Выводы, сделанные из исследования с помощью БСММ, для образца De2 также подтверждаются: максимальное значение сопротивления наблюдается на холловских крестах II и III в области дефекта подложки; вне этого региона (кресты I и IV) сопротивление эпитаксиального слоя уменьшается. Полученные значения R_{sh} БСММ и ВДП-Л показывают удовлетворительное согласие (ср. рис. 3.6(а) с данными табл. 3.2). Единственное исключение — точка III, в которой результаты измерений отличаются на порядок, — вероятно, связано с ошибкой БСММ и ВДП-Л при измерении больших значений сопротивления R_{sh} .

Выводы

Проведённое исследование полупроводникового алмаза демонстрирует огромный потенциал количественного метода ближнепольной микроскопии, предложенного в данной работе. Гибкость метода, позволяющего определять параметры многослойных полупроводниковых структур, позволила исследовать сложную систему дельта-легированного эпитаксиального слоя на неоднородно проводящей подложке. При этом были получены профили сканирования как удельного сопротивления подложки, так и сопротивления эпитаксиального слоя. Была обнаружена взаимосвязь неоднородного распределения проводимости эпитаксиального слоя со структурным дефектом подложки. Метод ближнепольной микроскопии стал полезным дополнением к стандартным методам диагностики (ВДП, ВИМС), позволив получить недоступную ранее информацию.

Глава 4

Ближнепольная микроволновая томография

Развиваемый в данной работе метод БМТ является естественным обобщением метода микроволновой микроскопии (гл. 2) на задачу измерения более одного параметра образца в каждой точке сканирования. Основная цель данной работы — экспериментальная демонстрация возможностей БМТ с микронным латеральным разрешением. Мы исследуем частный случай достаточно простой планарной полупроводниковой структуры. Применение метода стало возможным благодаря коммерчески доступному оборудованию и использования ранее нами разработанного математического и алгоритмического аппарата. Несмотря на очевидную концептуальную общность методов электромагнитной томографии, каждый из них специализирован под приложения в конкретной области. Ниже мы рассматриваем особенности БМТ применительно к диагностике полупроводниковых структур.

4.1 Тестовая структура и методика измерений

В качестве тестового образца была выбрана структура низкобарьерного диода Мотта [131], представляющая собой дельта-легированную кремнием плёнку GaAs толщиной $d \approx 100$ нм (i-слой) на сильнолегированной подложке n^+ -GaAs с напылённой на поверхности структуры плёнкой Al толщиной 150 нм. Снижение высоты барьера металл-полупроводник достигается дельта-легированием i-слоя на глубине несколько нанометров от границы с Al за счёт того, что потенциальный барьер металл-полупроводник становится туннельно-прозрачным. Из слоя Al методами фотолитографии на всей поверхности образца диаметра 2 дюйма формировалась система зондов (антенная система). Каждый пиксель (1.5×1.5 мм²) антенной системы состоит из девяти concentрических антенн, окружённых металлическими квадратами с длиной стороны $s = 0.45$ мм, как показано на рис. 4.1. Квадраты разделены непроводящими промежутками. В наших измерениях мы использовали три из девяти антенн с различными радиусами: 1) $a = 5.5$ мкм, $b = 30$ мкм; 2) $a = 11$ мкм, $b = 35$ мкм; 3) $a = 25$ мкм, $b = 50$ мкм,

где a — радиус центрального диска, b — внутренний радиус внешней контактной площадки.

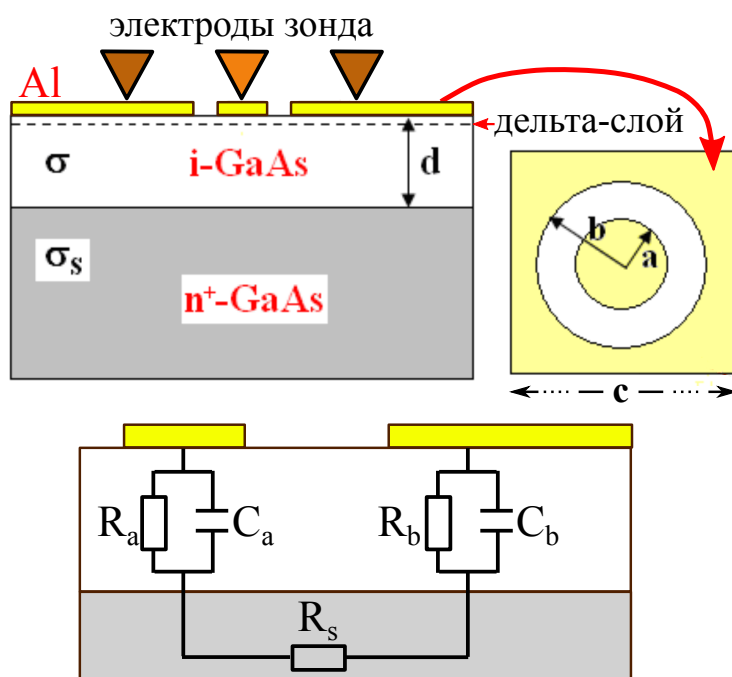


Рис. 4.1. Полупроводниковая структура с контактными площадками. На правой вставке показана геометрия антенны. На нижней вставке приведена эквивалентная схема взаимодействия антенны с образцом.

Для соединения тестовой структуры с векторным анализатором цепей E8361A PNA Series (Keysight Technologies) использовались микроволновый зонд $|Z|$ Probe (Cascade Microtech). Зонд представляет собой три заострённых вольфрамовых электрода, формирующих копланарный микроволновый волновод. Расстояние между электродами на конце линии — 150 мкм, диаметр острия иглы электрода — ~ 20 мкм. Перед измерениями проводится однопортовая калибровка векторного анализатора с подводящим кабелем и микроволновыми зондами с использованием планарных эталонов с волновым сопротивлением 0, 50, ∞ Ом из калибровочного набора микроволновой зондовой станции. В процессе калибровки зонд попеременно прикладывается к контактам калибровочных эталонов. Процесс контролируется программным обеспечением WinCal XE. При тестировании полупроводниковых структур электроды прижимаются к внешнему и внутреннему контактам антенны, и таким образом измеряется частотный спектр комплексного коэффициента $S_{11} = \Gamma$ матрицы рассеяния относительно плоскости образца. Коэффициент Γ преобразуется в комплексный импеданс системы антенна–образец $Z = R - iX$ по формуле $\Gamma(f) = (Z(f) - Z_0)/(Z(f) + Z_0)$, где $Z_0 = 50$ Ом. Измерения проводятся в 1.6×10^4 дискретных частотах в диапазоне $f = 0.1 - 67$ ГГц. Более подробно изложение процедуры измерений, а также микроизображение микроволнового

зонда $|Z|$ Probe можно найти в [132].

Комплексная диэлектрическая проницаемость полупроводникового i -слоя определяется по формуле

$$\varepsilon = \varepsilon_r - i \frac{\sigma}{\varepsilon^0 \omega}, \quad (4.1)$$

где ε_r — диэлектрическая проницаемость кристаллической решётки, σ — проводимость, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, ε^0 — электрическая постоянная. Заметим, что особенностью i -слоя является анизотропия проводимости σ . Протекание поперечного тока в i -слое обусловлено термополевой эмиссией электронов через потенциальный барьер на границе с металлом и нарушением дрейфово-диффузионного равновесия в слое [107]. Продольная проводимость в i -слое определяется, в основном, дрейфовым током. Таким образом, параметр σ в формуле 4.1 по существу некоторая эффективная проводимость i -слоя, когда транспорт тока в слое или только продольный, или только поперечный. В последнем случае диэлектрическая проницаемость, даваемая формулой 4.1, определяет элементы эквивалентной схемы тестовой структуры, показанной на вставке рис. 4.1, которые формируют измеряемый импеданс Z между контактными площадками. В этой схеме i -слой характеризуется сосредоточенными параметрами, а именно, ёмкостями $C_{a,b}$ и сопротивлениями $R_{a,b}$:

$$C_{a,b} = \varepsilon^0 \varepsilon_r S_{a,b} / d, \quad (4.2a)$$

$$R_{a,b} = d / (\sigma S_{a,b}). \quad (4.2b)$$

Сопротивление растекания легированной подложки R_s связывается с проводимостью подложки σ_s приближённым соотношением [133], в котором учитывается влияние скин-эффекта:

$$R_s = \frac{1}{2\pi} \left(\sqrt{\frac{\omega \mu^0}{2\sigma_s}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{1}{\sigma_s a} \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \right). \quad (4.3)$$

Здесь μ^0 — магнитная постоянная. Уравнения 4.2 написаны для случая, когда i -слой рассматривается как плоский конденсатор, заключённый между контактными площадками антенны и проводящей подложкой. При $a \gg d$ структура электрического поля антенны **Е**, показанная на вставке рис. 4.2, говорит о том, что $S_a \approx \pi a^2$ в формулах 4.2 представляет собой площадь центрального контакта, а эффективная площадь внешнего контакта $S_b \gg S_a$. В этих условиях $|Z_a| \gg |Z_b|$, где $Z_{a,b}^{-1} = R_{a,b}^{-1} + i\omega C_{a,b}$, т.е. импедансом Z_b в эквивалентной схеме на рис. 4.1 можно пренебречь, считая, что при протекании тока через i -слой между подложкой и внешним контактом антенны реализуется короткое замыкание. Предположение $S_a \approx \pi a^2$ в формулах 4.2 для импеданса антенны $Z \approx Z_a + R_s$ означает, что поперечный транспорт тока в i -слое доминирует, и σ в формуле 4.2b — поперечная компонента анизотропной проводимости данного слоя. Далее это утверждение будет обосновано более строго.

Диэлектрическая проницаемость подложки ε_s с проводимостью σ_s определяется формулой 4.1. Принимая во внимание, что для проводящей подложки $Im(\varepsilon_s) \gg Re(\varepsilon_s)$, мы получаем

$$\varepsilon_s = -i \frac{\sigma_s}{\varepsilon_0 \omega}. \quad (4.4)$$

Для сильнолегированной подложки параметр σ_s — истинная электрическая проводимость в отличие от параметра σ в соотношении 4.1 для i -слоя.

4.2 Многопараметрическая обратная задача

Нашей целью является разработка общего подхода к решению задачи определения электродинамических и структурных параметров неоднородного образца на основе данных, полученных измерением импеданса Z в микроволновом диапазоне. В общем случае результатом решения данной задачи томографии является трёхмерное изображение тестируемого объекта. Необходимой компонентой соответствующей обратной задачи служит теория, связывающая импеданс Z с распределением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r})$ внутри исследуемой среды. Очевидно, что эквивалентная схема, показанная на рис. 4.1, имеет достаточно ограниченную область применимости, поэтому мы не рассматриваем теории, основанные на подобных схемах, для решения обратной задачи. Как нам кажется, более строгим подходом является решение уравнений Максвелла для трёхмерной неоднородной среды с использованием метода конечных элементов. Однако существенным ограничением, пока ещё присущим данному методу, является значительное время вычислений, которое требуется для решения прямой задачи, хотя в последнее время намечается некоторое продвижение в решении данной проблемы [56]. Приемлемая для рутинного использования эффективность метода может быть достигнута на основе аналитической модели ближнепольного зонда, которая, к сожалению, не может быть построена для высококонтрастной среды с произвольным трёхмерным распределением $\varepsilon(\mathbf{r})$. Тем не менее, аналитическое решение для планарной одномерной структуры, когда $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(z)$, что представляет собой важный случай в полупроводниковой технологии, получено в [57]. Ближнепольный микроволновый зонд там рассматривался как дипольная антенна с некоторым модельным распределением тока по апертуре. Данная теория использовалась для численного исследования метода БМТ в [92]. В нашей работе теория [57] расширена на геометрию КЗ, являющегося, по-существу, системой контактных площадок, показанных на рис. 4.1.

Таким образом, получение трёхмерного изображения объекта проводится поэтапно. Мы ищем решение одномерной обратной задачи в каждой точке поверхности, в общем случае

для глубинного профиля $\varepsilon(z)$ (и/или $\mu(z)$) в рамках модели плоскостлой среды. Получение трёхмерного изображения реализовано за счёт сканирования поверхности образца или использования матрицы зондов, как в нашем случае. Результатом является получение трёхмерного изображения $\varepsilon(\mathbf{r})$. Принцип получения профиля $\varepsilon(z)$, общий для всех методов электромагнитной томографии, основан на секционировании образца посредством использования зондирующего электромагнитного поля. Применительно к методу и образцу, рассматриваемым в нашем исследовании, данный принцип пояснён на рис. 4.2, где на вставке показана мгновенная структура переменного электрического поля \mathbf{E} , излучаемого антенной. Из рис. 4.2 видно, что измерения параметров производятся только на части образца, которая попадает в объём зондирования антенны. Диаметр горизонтального сечения объёма зондирования того же порядка величины, что и размер центрального контакта коаксиальной антенны a , что является хорошо известным фактом в ближнепольной микроскопии [14, 38, 89]. Это тот же самый масштаб a , который определяет латеральное разрешение БСММ. Далее мы покажем, что для i -слоя исследуемой структуры данный масштаб точно равен диаметру центрального контакта $2a$. Секционирование образца электрическим полем выполняется с помощью частотной зависимости глубины зондирования антенны $d_s(f)$, которая представляет собой вертикальный размер объёма зондирования (см. рис. 4.2). Функция $d_s(f)$ приводится на рис. 4.2 для трёх значений радиуса a используемой антенны. Методика определения масштаба d_s основана на вычислении зависимости возмущения импеданса антенны $|\Delta Z(t)|$ от глубины t контрастного "пробного слоя", погружённого в тестовую структуру [92]. Наличие зависимости глубины d_s от частоты f , радиуса a или других параметров зондирующего устройства позволяет решить обратную задачу определения $\varepsilon(z)$, основываясь на данных измерений, полученных различными зондами и/или из спектральных измерений, проведённых с помощью одного зонда (см. также [90–92]). В частном случае рассматриваемой в данной работе двухслойной структуры решение обратной задачи сводится к определению параметров i -слоя и подложки.

Формула для импеданса Z рассматриваемого типа антенны, взаимодействующей со слоистой структурой, состоящей из M однородных слоёв, расположенных на однородном полупространстве, была выведена в гл. 1 (формула 1.22). Для исследуемой структуры мы имеем $N = 1$ в формуле 1.22. Характеризующая антенну функция $\Phi(x)$ в формуле 1.22 определяется параметрами контактов $r_0 = a$, $R_0 = b$, τ (формула 1.24). Рассматривая структуру поля антенны \mathbf{E} , показанную на рис. 4.2, мы пришли к заключению, что параметр τ , определяющий ширину внешнего кольцевого контакта в выражении 1.24, в интересующем нас случае является эффективным масштабом, значение которого для диапазона $f < \sim 60$ ГГц составляет

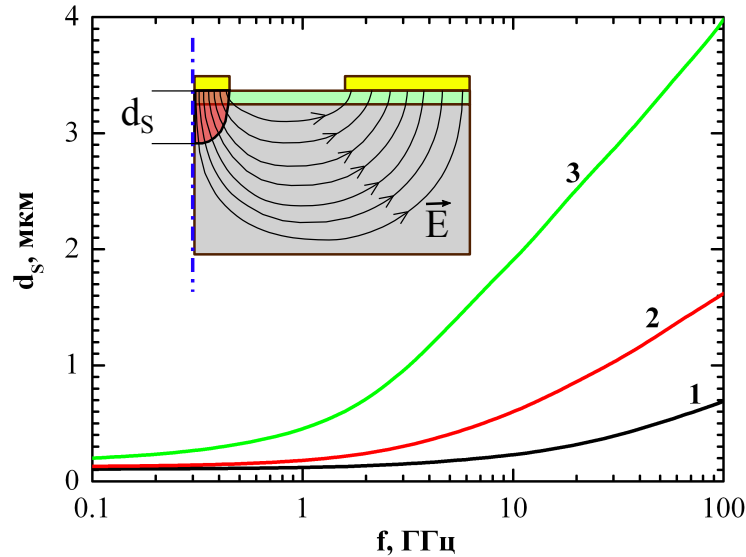


Рис. 4.2. Глубина зондирования антенны d_s как функция частоты f для центрального проводника радиуса $a = 5.5$ мкм (1), $a = 11$ мкм (2) и $a = 25$ мкм (3). На вставке: пространственная структура электрического поля \mathbf{E} в зоне ближнего поля коаксиальной антенны. Затемнённая область — объём зондирования антенны. Вертикальный масштаб данного объёма — глубина d_s .

$\tau > \sim 10$ мкм. В данной работе мы легко показываем простыми вычислениями, что вклад в импеданс Z внешней контактной площадки антенн, используемых в наших исследованиях, не влияет на измеренные значения параметров структуры. В этих условиях КЗ — монополюсный источник квазистатического электрического поля, импеданс которого определяется зарядом, сконцентрированным на центральном проводнике антенны радиуса a , что, как мы далее полагаем в наших расчётах, приводит к упрощённому выражению для функции антенны $\Phi(x)$, даваемому формулой 1.25 с $r_0 = a$. Данное приближение по существу то же самое, что и пренебрежение импедансом Z_b в эквивалентной схеме на рис. 4.1. Проблемой БСММ является то, что КЗ микроскопа имеет достаточно сложную форму, и антенная структура на рис. 4.1 — его грубая аппроксимация. В этом случае радиус a и высота антенны h — эффективные параметры, которые совпадают с геометрическими радиусом и высотой только по порядку величины, а их определение включает в себя дополнительные калибровочные измерения (см. гл. 2). В отличие от сканирующего микроскопа геометрия антенн, используемых в данной работе, точно соответствует модели. Далее мы покажем, что предложенная нами теория БСММ для таких антенн (п. 1.3) — достаточно точное квазистатическое решение, в котором параметры монополя a и h — истинные геометрический радиус и высота в отличие от подгоночных параметров БСММ. Именно этот факт стал для нас определяющим в выборе ближнепольных антенн в виде коаксиальных металлических структур, сформированных

непосредственно на поверхности тестового образца (т. е. $h = 0$).

Решение задачи томографии в нашем случае состоит в определении из измерений частотной зависимости импеданса $Z(f)$ вектора параметров $\mathbf{V} = \{\varepsilon_r, d, \sigma, \sigma_s\}$, который полностью характеризует исследуемую структуру. Стандартным подходом к решению данной задачи является минимизация функции невязки F (формула 2.1) в пространстве компонент вектора \mathbf{V} . В данной работе для секционирования образца мы использовали спектральные измерения, поэтому в формуле 2.1 суммирование выполняется по N различным частотам f_j ($j = 1, 2, \dots, N$). Решением обратной задачи является вектор $\mathbf{V} = \mathbf{V}_m$, для которого функция $F(\mathbf{V})$ достигает своего минимума. Поиск решения осуществляется итерационным спуском с уменьшением значения функции невязки $F(\mathbf{V})$ от величины $F(\mathbf{V}_n)$, рассчитанной для начальных значений компонент вектора $\mathbf{V} = \mathbf{V}_n$, к минимальному уровню $F(\mathbf{V}_m)$. По аналогии с работой [92] мы разработали компьютерную программу минимизации невязки 2.1 на основе алгоритма Нелдера-Мида [106].

Возможность определения всех указанных компонент вектора \mathbf{V} ограничена особенностями решаемой задачи. Для лучшего понимания данных ограничений рассмотрим свойства функции невязки 2.1. Используя уравнение 1.22, рассчитаем импеданс $Z(f = 1 \text{ ГГц}, \mathbf{V} = \mathbf{V}_0)$, который симулирует измерения Z_m в 2.1, проведённые с помощью антенны радиуса $a = 5.5 \text{ мкм}$, расположенной на высоте $h = 0$ над поверхностью образца. Компоненты вектора \mathbf{V}_0 берутся близкими к реальным значениям исследуемой структуры: $d_0 = 100 \text{ нм}$, $\varepsilon_{r0} = 10$, $\sigma_0 = 10^{-3} \text{ 1/(Ом}\times\text{см)}$, $\sigma_{s0} = 4 \times 10^2 \text{ 1/(Ом}\times\text{см)}$. На рис. 4.3 изображены рассчитанные функции нормализованных переменных $F_\sigma(x, y_\sigma)|_{\varepsilon_r/d=\varepsilon_{r0}/d_0} = F_\varepsilon(x, y_\varepsilon)|_{\sigma/d=\sigma_0/d_0} = F(x, y)$, где $x = d/d_0$, $y_\sigma = \sigma/\sigma_0$, $y_\varepsilon = \varepsilon_r/\varepsilon_{r0}$. Линии уровня функций F_σ и F_ε совпадают, тем самым $F(x, y)$ на рис. 4.3 отвечает обеим этим функциям. Точка $F(x = 1, y = 1) = 0$ на рис. 4.3(а) соответствует точному решению $d = d_0$, $\varepsilon_r = \varepsilon_{r0}$, $\sigma = \sigma_0$. Линии уровня $F = const$ представляют собой замкнутые кривые вокруг точки $F(1, 1)$. При $x, y \ll 10$ функция $F(x, y)$ имеет форму глубокого оврага, дно которого примерно соответствует линии $y = x$. Отношение проекций градиента функции $F(x, y)$ поперёк и вдоль линии $y = x$ составляет более чем $10^2 : 1$. При такой овражной структуре кривые $F(x, y) = 0.01, 0.02$ на рис. 4.3(а) практически сливаются с линией $y = x$; кривые $F(x, y) = 0.5, 0.75, 1.5$ пересекают данную линию в точках $x = y \approx 0$ и $x = y \approx 28, 44, 164$ соответственно, как видно из рис. 4.3(б). Форма функций $F(x, y)$ приводит к тому, что, скажем, при ошибке измерений импеданса Z_m 1% решение обратной задачи будет найдено в диапазоне значений $0.35 < d/d_0, \sigma/\sigma_0, \varepsilon_r/\varepsilon_{r0} < 1.56$, помеченном на рис. 4.3(а) символом \times . Другими словами, параметры d, σ, ε_r могут быть определены с ошибкой более чем 50%. Это справедливо для всего частотного диапазона, в

котором проводятся измерения. В конечном счёте мы пришли к заключению, что с разумной точностью измерений невозможно определить параметры d , σ , ε_r отдельно, а только в комбинации d/σ , ε_r/d . Последнее утверждение следует также из эквивалентной схемы, изображённой на рис. 4.1, где импеданс Z_b пренебрежимо мал, а параметры R_a и C_a выражаются соотношениями 4.2 с $S_a = \pi a^2$, как показано ниже.

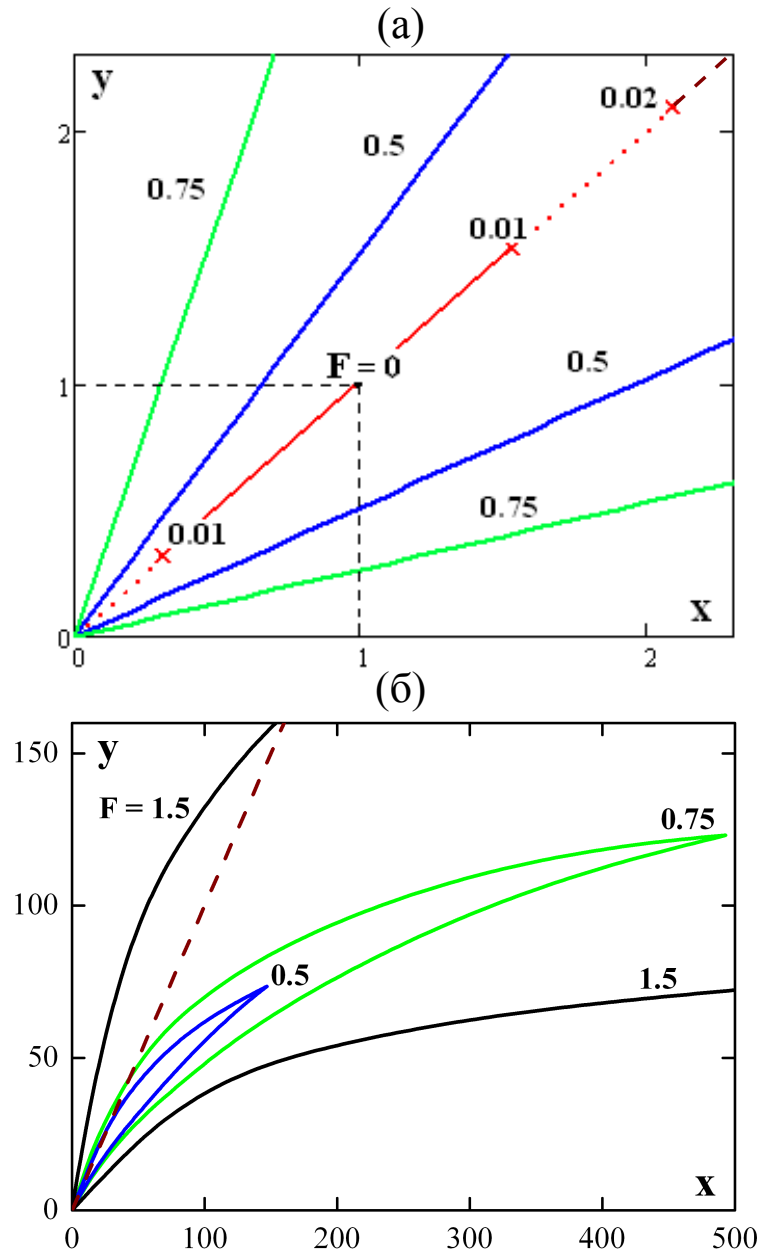


Рис. 4.3. Рассчитанные линии уровня функции $F(x, y)$. Значения для F указаны вблизи соответствующих линий. (а) График для $x, y < 2.5$ демонстрирует овражную структуру функции $F(x, y)$; (б) изображение на большем масштабе замкнутых кривых $F(x, y) = const$. Пунктирная линия — $y = x$.

4.3 Моделирование

Начнём исследование решения обратной задачи с компьютерного моделирования, которое позволит нам понять точность измерений и определить оптимальные частотные диапазоны. Моделирование проводится в следующей последовательности. Сначала мы симулируем экспериментальные данные $Z_m(f)$ в формуле 1.22. С этой целью мы рассчитываем зависимость $Z(f)$ для данных значений параметров вектора \mathbf{V} . Полученные компоненты комплексного импеданса R , X на каждой частоте изменяются на случайные величины $\delta_{R,X}$, симулирующие ошибки измерений. Анализ экспериментальных данных, который приведён ниже, показывает, что ошибки имеют абсолютную и относительную компоненты: $\delta_{R,X} = \delta_{R,X}^a + \delta_{R,X}^r$. Абсолютная ошибка определяется как $\delta_{R,X}^a = \delta_a \cdot u$, где $u = 0.2$ Ом, δ_a — генерируемое компьютером случайное число, имеющее гауссовое распределение вероятностей со средним значением равным 0 и среднеквадратическим отклонением — 1. Относительные ошибки $\delta_{R,X}^r = v \cdot (R_m, X_m) \cdot \delta_b$, где $v = 0.05$, δ_b — случайное число, генерируемое по тому же закону, что и число δ_a . Как будет показано ниже, симулируемая ошибка $\delta_{R,X}$ соответствует реальным условиям нашего эксперимента. Мы использовали полученный массив "экспериментальных данных" в качестве значений для $Z_m(f)$ в 1.22 для решения обратной задачи. В процессе компьютерного моделирования и последующей обработки экспериментальных данных мы полагали, что параметр ε_r i-слоя GaAs равен объёмной диэлектрической проницаемости данного материала: $\varepsilon_r = 12.9$. С учётом проведённого выше анализа данное предположение позволяет нам определить абсолютные значения толщины i-слоя d и проводимости σ . В результате, число компонент вектора \mathbf{V} , которые могут быть определены, сокращается до трёх, т.е. $\mathbf{V} = \{d, \sigma, \sigma_s\}$. При моделировании значения компонент вектора \mathbf{V}_0 брались такими же, как в п. 4.2.

Компьютерное моделирование позволило нам рассчитать ошибку решения обратной задачи. Основываясь на полученных данных, мы рассчитали вызванное ошибкой измерения среднеквадратическое отклонение компонент вектора \mathbf{V} по отношению к \mathbf{V}_0 как $\xi_k = \sqrt{\langle (V_k - V_{0k})^2 \rangle}$, где $k = 1, 2, 3$, а символ $\langle \rangle$ обозначает усреднение по ансамблю решений обратной задачи для M реализаций произвольной ошибки измерения. В нашем моделировании $M = 30$. Мы исследовали зависимость ошибки ξ_k от параметров измерительной системы. В процессе моделирования было обнаружено, что точность решения рассматриваемой обратной задачи зависит от стратегии поиска. Дело в том, что измеряемый импеданс Z в диапазоне низких частот $f < 3$ ГГц практически не зависит от проводимости подложки при $\sigma_s > 10^2$ 1/(Ом×см). В этом диапазоне достигается максимальная точность измерения параметров

i -слоя d , σ , при этом проводимости σ_s присваивается некоторое приближённое значение. В этом случае параметры d , σ могут быть найдены из измерения действительной R и мнимой X частей импеданса Z на одной фиксированной частоте f . После того как эти параметры определены, ищется проводимость σ_s с использованием измерений функции $Z(f)$ на высоких частотах $f > 5$ ГГц, что, как оказалось, также возможно сделать с использованием значения Z на одной частоте. Результаты моделирования, полученные с помощью данного алгоритма поиска решения для $a = 5.5$ мкм, $h = 0$, представлены на рис. 4.4 в виде зависимости относительной ошибки $\Delta_k = \xi_k/V_{0k}$ для каждой компоненты вектора \mathbf{V}_0 от частоты f . Эти зависимости определяют оптимальные частотные диапазоны измерений при поиске параметров тестовой структуры. Граница между этими диапазонами проходит на частоте $f_g \approx 5$ ГГц. Целесообразно использовать данные измерений $Z(f < f_g)$ для определения параметров d , σ с присвоением некоторого оценочного значения σ_s . Затем проводимость σ_s определяется из измерений $Z(f)$ при $f > f_g$ с использованием прежде полученных параметров d , σ .

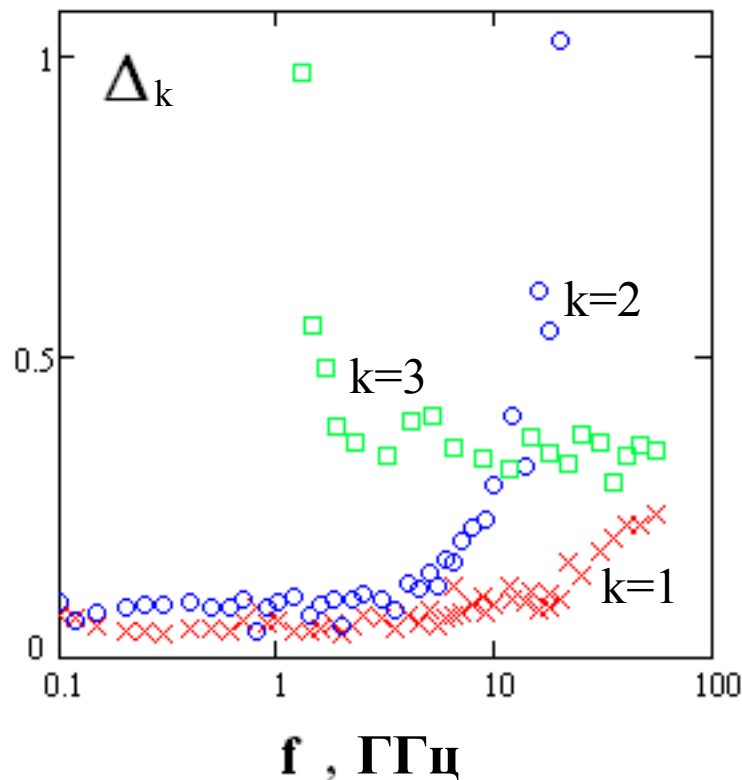


Рис. 4.4. Компьютерное моделирование относительной ошибки Δ_k при определении компонент V_k вектора \mathbf{V} как функции частоты f . Кривые соответствуют параметрам структуры V_k следующим образом: ($k = 1$) — d , ($k = 2$) — σ , ($k = 3$) — σ_s .

Следует отметить, что в общем виде исследуемая задача относится к классу некорректных обратных задач. Их типичным свойством является нестабильность решения, ошиб-

ка которого зачастую существенно превышает ошибку экспериментальных данных. Успех решения некорректной задачи в большой степени обусловлен априорной информацией об исследуемом объекте, которая позволяет ограничить класс функций, используемых для его описания. В нашем случае существенным ограничением является тот факт, что исследуемая структура представляет собой однородный слой, расположенный на подложке, рассматриваемой как однородное полупространство. Наша система имеет только три неизвестных параметра. В данном случае достаточно высокая степень точности решения — лучше 5–7% для параметров d , σ и 35% для σ_s — получена в вышеуказанных частотных диапазонах. Гораздо более высокая ошибка для σ_s обусловлена ошибкой измерения в высокочастотном диапазоне; она может быть найдена из экспериментальных данных, приведённых ниже. Описанный метод поиска приводит к единственному решению $\mathbf{V} \approx \mathbf{V}_0$, которое не зависит от выбора начального вектора $\mathbf{V} \approx \mathbf{V}_n$ в широком диапазоне компонент \mathbf{V}_n , которые отличаются от \mathbf{V}_0 , по крайней мере, на порядок величины. Следует отметить, что такая ситуация в решении некорректных обратных задач достаточно уникальна. В более сложных задачах, нелинейных по отношению к профилю $\varepsilon(z)$, которые характеризуется большим числом параметров, функция F часто имеет множество локальных минимумов. В этом случае начальный вектор \mathbf{V}_n следует выбирать, принимая в расчёт доступную априорную информацию о тестовом объекте, что позволит исключить ошибочные решения.

4.4 Экспериментальные результаты

Измеренные спектры $Z(f)$ для каждой антенны обрабатывались по схеме, использованной в нашем компьютерном моделировании (п.4.3). В качестве первого шага решения обратной задачи по отношению к параметрам i -слоя d , σ мы выбрали 20 точек из спектра $Z(f)$, которые равномерно заполняют интервал $0.1 \text{ ГГц} < f < 2 \text{ ГГц}$. Предполагалось, что проводимость подложки равна номинальному значению $\sigma_s = 3.8 \times 10^2 \text{ 1/(Ом}\times\text{см)}$. Затем искали параметры d , σ для каждой частоты f минимизацией невязки 2.1, и рассчитывались усреднённые по спектру $0.1 \text{ ГГц} < f < 2 \text{ ГГц}$ значения $\langle d \rangle$, $\langle \sigma \rangle$ и их среднеквадратичные отклонения $\delta_{d,\sigma}$. Результаты приведены в табл.4.1. Экспериментальное значение σ_s определялось из измерений в диапазоне $30 \text{ ГГц} < f < 67 \text{ ГГц}$ с помощью антенны минимального радиуса $a = 5.5 \text{ мкм}$. Как видно из рис.4.5, оценочное сопротивление данной антенны в высокочастотном диапазоне $R > 1 \text{ Ом}$. Тем самым, влияние абсолютной инструментальной ошибки $\delta_R^a \approx 0.2 \text{ Ом}$ при $f > 10 \text{ ГГц}$ минимально по сравнению с антеннами, имеющими больший радиус a (ср. рис. 4.5(а) и рис. 4.5(б,в)). Ошибка δ_R^a оказывает наибольший эффект

N	a (мкм)	$\langle d \rangle$ (нм)	$\delta_d / \langle d \rangle$ (%)	$\langle \sigma \rangle$ (1/(Ом×см))	$\delta_\sigma / \langle \sigma \rangle$ (%)	Δ_R (%)	Δ_C (%)
1	5.5	92.9	1.4	0.82×10^{-3}	3.2	1.5	1.3
2	11	97.6	0.8	1.42×10^{-3}	0.7	1.2	0.7
3	25	95.3	0.5	1.23×10^{-3}	0.5	3.0	0.2

Таблица 4.1. Параметры i -слоя, измеренные антеннами $N = 1 - 3$ разного размера.

на точность определения проводимости подложки σ_s . Полученное среднее значение проводимости близко к номинальному: $\langle \sigma_s \rangle = 3.6 \times 10^2$ 1/(Ом×см) при $\delta_{\sigma_s} / \langle \sigma_s \rangle = 0.14$. Здесь δ_{σ_s} — среднеквадратичная ошибка определения проводимости, характеризующая флуктуации значений σ_s , полученных на различных частотах. Мы обозначаем ошибки как $\delta_k / \langle V_k \rangle$ с индексом k , значение которого соответствует параметрам образца d , σ , σ_s , где $\langle \rangle$ означает усреднение по частоте, в отличие от оценки компьютерного моделирования Δ_k , показанной на рис. 4.4. Таким образом, усреднение по частотному спектру позволяет нам достичь более высокой точности определения параметров d , σ , σ_s по сравнению с результатами моделирования (рис. 4.4).

На рис. 4.5 представлены спектры $Z(f)$ для каждой антенны, рассчитанные по теории, изложенной в гл. 1, для средних по спектру значений параметров тестовой структуры d , σ , σ_s , определённых путём решения обратной задачи ($\langle d \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$ представлены в табл. 4.1). Можно видеть очень хорошее согласие между расчётами и измерениями в частотном диапазоне $f < 10$ ГГц. В этом диапазоне среднеквадратичное отклонение теоретического спектра от экспериментального даёт оценку относительной инструментальной ошибки, среднее значение которой по всему массиву данных составляет 5%, в точности такое, какое предполагалось в вышеописанном компьютерном моделировании (случайная величина $\delta_b v$). На высоких частотах $f > 20$ ГГц наблюдается заметное расхождение между теоретическими и экспериментальными результатами, вероятно, возникающее либо вследствие ошибки измерений, либо из-за влияния собственного импеданса проводящей поверхности антенн. В этом диапазоне паразитный импеданс Z_p добавляется к импедансу Z , что практически очевидно для антенны с максимальным радиусом $a = 25$ мкм (см. рис. 4.5(в)), когда расчёт даёт $|Z(f)| < |Z_p|$. Среднее значение паразитного импеданса для данной антенны $Z_p \approx 1 - i5$ Ом. Среднеквадратичное значение ~ 0.2 Ом флуктуационной компоненты Z_p даёт значение абсолютной инструментальной погрешности для компьютерного моделирования, которая в п. 4.3 описывается случайной величиной $\delta_a u$. Из рис. 4.5(а) видно, что вычисление проводимости подложки σ_s даёт лучшие результаты, если мы используем данные измерений, полученные

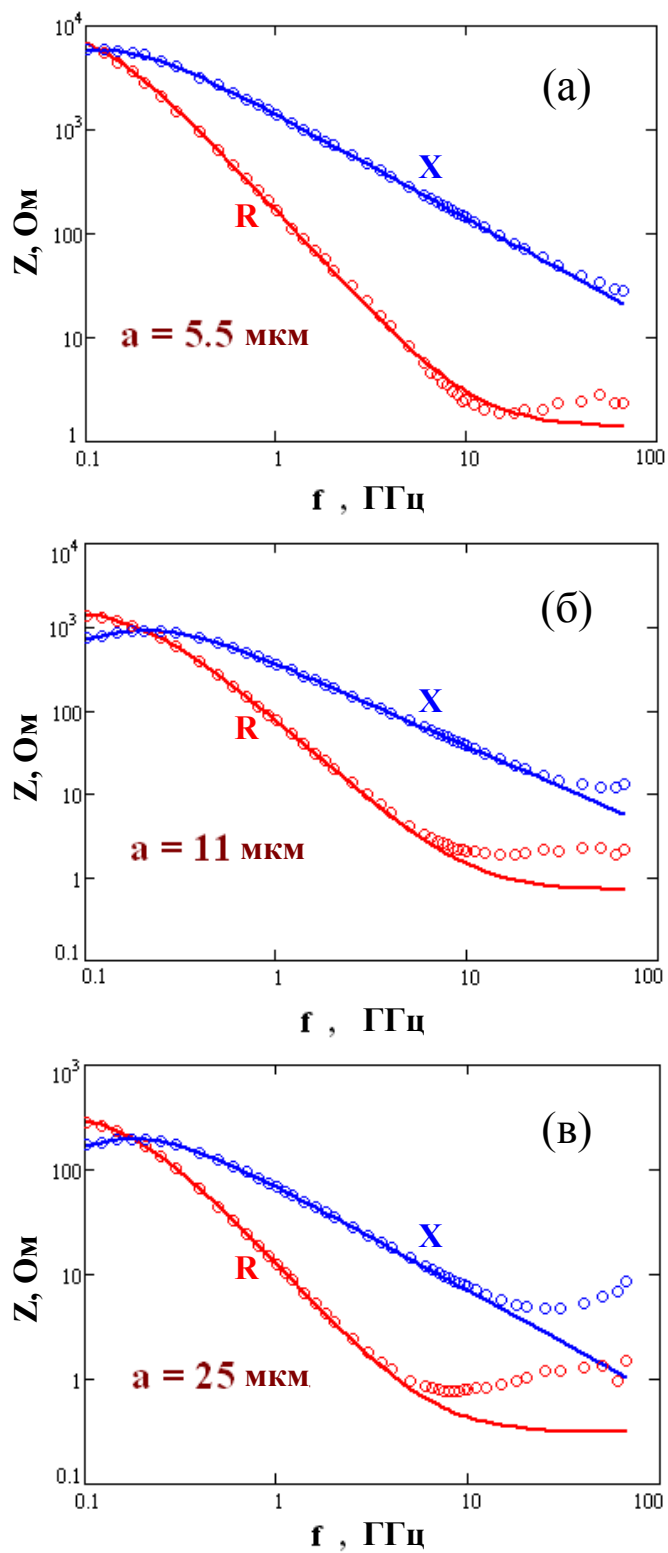


Рис. 4.5. Частотный спектр импеданса $Z = R - iX$ для антенн с различным радиусом a . Символы используются для обозначения данных измерений (выборка из 16000 точек спектра), линии — данных расчётов.

с помощью антенны наименьшего радиуса $a = 5.5$ мкм, для которой выполняется обратное соотношение $|Z(f)| > |Z_p|$ в высокочастотном регионе спектра. Вышеуказанное значение σ_s

находилось на основе данных исправленного спектра $Z(f) - Z_p$.

Данные на рис. 4.5 достаточно убедительно показывают, что используемая теория (п. 1.3) даёт адекватное описание экспериментального спектра импеданса антенны, если радиус a , используемый в расчётах, полагается равным геометрическому радиусу антенн, а высота $h = 0$. Из табл. 4.1 мы видим некоторые вариации параметров d , σ в измерениях, сделанных разными антеннами. Причиной этого различия является эффект латеральной неоднородности i -слоя, т. к. антенны, различающиеся радиусом a , имеют различное положение в пикселе на поверхности образца (см. вставку на рис. 4.6(б)). Такое заключение подтверждается дополнительными измерениями с использованием антенн, расположенных на различных частях поверхности образца (рис. 4.6(б)). Представленные в качестве примера результаты на рис. 4.6(а) были получены в четырёх точках поверхности образца диаметра 2 дюйма. Это малая часть полного изображения тестовой структуры, которое может быть получено с помощью антенной системы нашего дизайна. Формирование полного изображения представляет собой достаточно трудоёмкую задачу, кроме того, это не являлось целью данного исследования, которое демонстрирует возможности ближнепольной томографии. Из рис. 4.6(а) видно, как параметры i -слоя меняются от точки к точке на поверхности структуры с радиусом 2.5 см. Каждой точке соответствует среднее значение по данным измерений, выполненных тремя антеннами. Данные для $K = 1$ на рис. 4.6(а) представляют собой средние значения σ и d , полученные в измерениях, представленных в табл. 4.1. Как видно из рис. 4.6(а), проводимость σ варьируется в плоскости поверхности образца более чем на порядок величины, в то время как изменение толщины d составляет не более 10%. Высокая неоднородность σ вызвана изменением положения и слоевой концентрации легирующей примеси дельта-слоя [132]. Обнаруженные вариации толщины d , очевидно, следует отнести к объективной характеристике образца, т. к. они существенно превышают ошибку $\delta_d/d \sim 0.5 - 1.5\%$, возникающую из ошибок измерений и решения обратной задачи. Данные вариации могут иметь источником технологию роста структур. Они также могут происходить из нашего предположения $\epsilon_r = 12.9 = const$. Как сказано выше, решением обратной задачи является параметр ϵ_r/d , т. е. указанная неоднородность может относиться к действительной части диэлектрической проницаемости ϵ_r . Следует отметить, что значение проводимости подложки σ_s оказалось одинаковым в пределах точности измерений ($\delta_{\sigma_s}/\langle\sigma_s\rangle \sim 15\%$) в четырёх точках поверхности образца. Таким образом, подложка является достаточно однородной в отличие от i -слоя.

В табл. 4.1 мы также приводим отношение $\Delta_{R,C} = \langle S_{R,C} \rangle / S_a - 1$, где $\langle S_{R,C} \rangle$ — значения площади плоскопараллельного конденсатора, усреднённые по частотному диапазону 0.1 ГГц

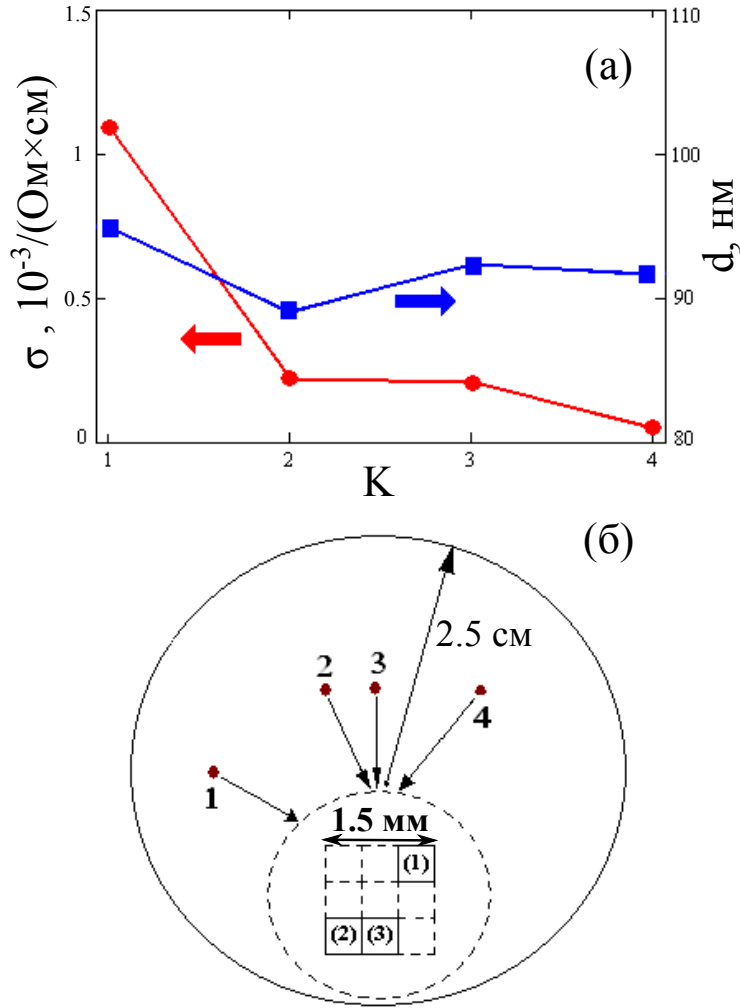


Рис. 4.6. Неоднородная структура *i*-слоя: (а) проводимость σ и толщина d от номера точки на поверхности структуры K ; (б) положение точек $K = 1 - 4$ на поверхности структуры диаметра 2 дюйма. Вставка: размещение антенн в каждом пикселе на поверхности образца. Номера антенн $N = 1 - 3$ соответствуют табл. 4.1.

$< f < 1$ ГГц; они рассчитываются для каждой отдельной антенны на основе формул 4.2:

$$S_R = \frac{d}{\sigma} \text{Re} \left(\frac{1}{Z} \right), S_C = \frac{d}{\omega \epsilon^0 \epsilon_r} \text{Im} \left(\frac{1}{Z} \right). \quad (4.5)$$

Здесь $Z = Z(f)$ — экспериментальный спектр импеданса; d, σ — параметры *i*-слоя, полученные из решения обратной задачи на некоторых частотах f используемого диапазона. Тот факт, что значения $S_{R,C}$ для каждой антенны оказываются близкими к геометрической площади центральной контактной площадки $S_a = \pi a^2$, свидетельствует о том, что продольная компонента электрического поля в *i*-слое незначительна для рассматриваемой задачи, поэтому использование поперечной проводимости σ для *i*-слоя в формуле 4.1 обеспечивает корректное описание электродинамики образца. Модель плоскопараллельного конденсатора, показанная на рис. 4.1, с сосредоточенными элементами R_a и C_a импеданса Z_a , определяемы-

ми формулами 4.2, и пренебрежимо малое значение Z_b также корректно описывают полный импеданс Z для частного случая исследуемой структуры. Тем не менее, лучшим подходом к вычислению импеданса Z и решению обратной задачи является теория, изложенная в п. 1.3, которая справедлива для произвольной планарной структуры с изотропными диэлектрической и магнитной проницаемостями каждого слоя, в то время как эквивалентная схема на рис. 4.1 имеет ограниченную область применимости. Некоторые проблемы, связанные с использованием схемы с сосредоточенными элементами для интерпретации экспериментальных данных в ближнепольной микроскопии, обсуждались в [65]. Уравнения 4.2, 4.3 становятся неприменимыми, например, если проводимость σ или толщина d i -слоя настолько большая, что шунтирует проводимость подложки. Более того, формула 4.3 даёт неверную асимптотику $R_s(a) \rightarrow \infty$ при $a \rightarrow 0$, $d \neq 0$ [65]. Правильная асимптотика $R_s(a \rightarrow 0) \rightarrow 0$ получается из теории п. 1.3. Следует быть очень аккуратным при использовании формулы 4.3 для оценки проводимости подложки σ_s . Однако, в рассматриваемой здесь ситуации формула 4.3 даёт разумное, хотя и менее точное значение $\sigma_s = 4.8 \times 10^2$ 1/(Ом×см) (ср. с выше указанным значением σ_s , полученным с использованием теории п. 1.3). Обобщение теории п. 1.3 на структуру с анизотропными слоями не вызывает каких-либо трудностей.

Полученное равенство $S_{R,C} \approx S_a$ также подтверждается вычислениями характеристической длины l_s растекания микроволнового тока под центральной контактной площадкой антенны, которые проведены с использованием метода [134]. Было установлено, что соотношение $l_s > a$ выполняется для всех антенн во всём частотном диапазоне, используемом для измерений. С этой точки зрения распределение заряда по контактной площадке однородное, что фактически предполагается в модели п. 1.3. Следует также отметить, что формирование системы антенн на поверхности образца травлением покрытия из Al приводит к разрушению подповерхностного дельта-слоя в промежутках между контактными площадками антенн. Проводимость σ в данном регионе, тем самым, резко падает к значению нелегированного слоя GaAs. Анализ, проведённый в данной работе, показывает, что такое нарушение планарной геометрии i -слоя не влияет на результаты вычислений импеданса Z , проводимых в рамках плоскостной модели тестовой структуры.

Выводы

Метод БМТ предназначен для получения трёхмерного изображения электрических параметров образца с микро- и нано- разрешением. Данную задачу удобно разбить на две составляющие: измерение глубинного профиля параметров в конкретной точке поверхно-

сти и измерение латерального распределения глубинных свойств за счёт сканирования или создания матрицы антенн, как в нашем случае. Необходимой компонентой решения обратной задачи диагностики глубинного профиля выступает теория взаимодействия антенны с плоскостойкой средой, в качестве которой мы использовали развитую нами и изложенную в гл. 1 теорию монопольной антенны. Матрица микроантенн была сформирована методами фотолитографии непосредственно на поверхности структуры, что позволило достигнуть высокой точности геометрических размеров антенн. В итоге, в настоящей работе было получено микронное латеральное разрешение метода БМТ. При этом продемонстрирована неплохая точность определения параметров тестовой структуры: при решении обратной задачи с тремя неизвестными параметрами ошибка метода составила не более 15%, а для некоторых параметров менее 1 – 3%. Разработанный метод БМТ можно рекомендовать для контроля параметров полупроводниковых структур на этапе изготовления приборов с включением соответствующего рисунка монопольных антенн в фотошаблоны литографии. Дальнейшее развитие метода БМТ мы видим в реализации бесконтактных измерений, что возможно за счёт использования техники БСММ.

Заключение

Диссертация посвящена развитию микроволновых методов бесконтактного неразрушающего исследования электрических характеристик полупроводниковых материалов и структур с микро- и наноразрешением. Основные результаты работы следующие:

1. Развита теоретическая модель взаимодействия коаксиального зонда микроволнового микроскопа с плоскостройной средой, имеющей произвольный глубинный профиль диэлектрической проницаемости. В рамках модели получено аналитическое выражение для импеданса зонда. На основании предложенной эквивалентной схемы микроскопа рассчитываются характеристики, содержащие информацию о параметрах исследуемого объекта. Продемонстрировано хорошее соответствие расчётных и экспериментальных данных в измерениях эталонных образцов.
2. Метод микроволновой микроскопии обобщен на измерение сопротивления проводящего слоя многослойной полупроводниковой структуры. При помощи зонда коаксиальной геометрии достигнуто микронное разрешение в измерении сопротивления. Взаимодействие коаксиального зонда с плоскостройной средой описывается разработанной теоретической моделью. Точность измерения слоевого сопротивления повышена за счёт использования в качестве эталонных образцов полупроводниковых плёнок на диэлектрической подложке. Возможности метода продемонстрированы в экспериментальных исследованиях эпитаксиальных полупроводниковых плёнок и транзисторных гетероструктур. Латеральное разрешение сконструированного прибора диапазона 1 – 3 ГГц составило 50 – 500 мкм. Точность метода проанализирована в измерениях зондами разной геометрии (коаксиальной и полосковой) в сравнении с данными, полученными стандартным методом ван дер Пау. Показано, что в диапазоне сопротивлений слоёв $\sim 0.1 - 15 \text{ кОм}/\square$ точность составляет $\sim 10\%$.
3. С помощью микроволнового микроскопа диапазона 1.3 – 1.5 ГГц с разрешением ~ 70 мкм исследованы проводящие свойства монокристаллических подложек и эпитаксиальных слоёв алмаза в условиях гигантской латеральной неоднородности проводимости.

Исследовались образцы размера 3×3 мм² с характерным масштабом неоднородности 0.1 – 1 мм. Разработанный метод позволил измерить сопротивление эпитаксиального слоя на фоне шунтирующего действия неоднородно проводящей подложки. Установлена корреляция области пониженной проводимости эпитаксиального слоя с низлежащим мезоскопическим дефектом кристаллической структуры подложки. Микроволновым методом в комплексе со стандартными методами диагностики полупроводников (метод ван дер Пау, вторично ионная масс-спектрометрия) были получены электрические параметры эпитаксиальных слоёв алмаза: сопротивление, подвижность и концентрация свободных носителей заряда, концентрация примесных атомов и степень их ионизации.

4. Разработан и апробирован в эксперименте метод микроволновой томографии с микронным латеральным разрешением. Параметры исследуемой структуры определялись с использованием развитой теоретической модели коаксиального зонда путем решения соответствующей обратной задачи. Экспериментальная демонстрация метода произведена на полупроводниковой структуре низкочастотного диода Мотта — дельта-легированный изолирующий слой на сильнолегированной подложке. Зондирующая система представляла собой решётку коаксиальных антенн с радиусом центрального контакта 5–25 мкм. Исходными данными обратной задачи служили измерения частотного спектра импеданса антенн в диапазоне 0.1 – 67 ГГц. В нескольких точках поверхности образца получены толщина d и проводимость σ изолирующего слоя, проводимость подложки σ_s . Точность измерения параметров составила 1 – 3% для величин d , σ и 15% для σ_s . Наблюдалась сильная (более чем на порядок) латеральная неоднородность σ при изменении d в пределах 10% и однородности σ_s .

Приложение

А Формула резонансной кривой

Для вывода формулы резонансной кривой 1.3 рассмотрим схему БСММ в виде отрезка двухпроводной линии, показанную на рис. А1. Для определённости будем считать, что точка подключения питающей резонатор линии $x = x_l$ находится справа от геометрического центра линии $x = -x_c$. Тогда плечо резонатора, к которому подключена антенна, более короткое, т. е. $l_2 < l_1$.

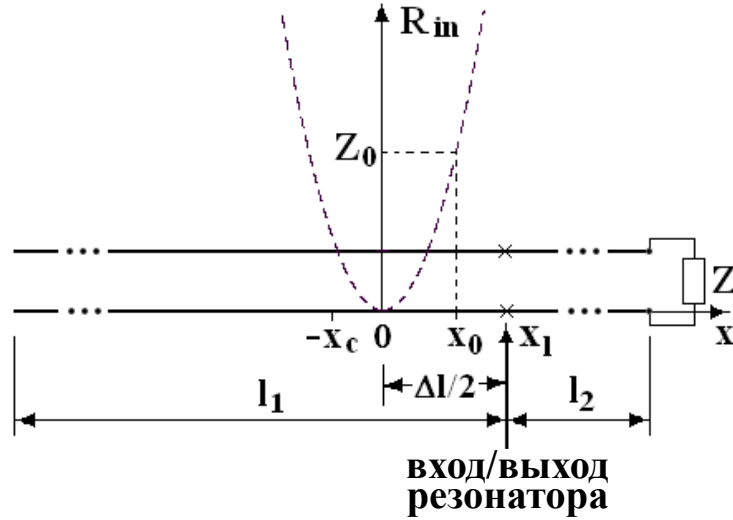


Рис. А1. Схема зонда БСММ в виде отрезка двухпроводной линии передачи.

На резонансной частоте $\omega_0 = 2\pi f_0$ выполняется условие

$$X_{in} = -Im(Z_{in}(f_0)) = 0, \quad (A1)$$

где входной импеданс резонатора задаётся формулами 1.2. Для антенн малых волновых размеров $D \ll \lambda$ обычно выполняются соотношения $X \gg Z_0, Z_l, R$, если $Z_0 \approx Z_l \sim 50 - 100$ Ом. Тогда из соотношения А1 с учётом формул 1.2 после несложных преобразований получим полуволновый резонанс на основной частоте $k_0 l_{ef} = \pi$, где $k_0 = Re(k_l(f_0))$, $l_{ef} = l(1 + Z_l/(\pi X))$, $l = l_1 + l_2$ — полная длина линии. Таким образом, ёмкостная нагрузка в виде антенны вызывает небольшое ($Z_l/(\pi X) \ll 1$) эффективное удлинение резонатора.

На частоте f_0 входное сопротивление резонатора $R_{in} = Re(Z_{in}(f_0))$ в зависимости от координаты x точки подключения питающей линии даётся выражением

$$R_{in}(x) = \frac{(k_0 x)^2 Z_l}{\pi \delta + (Z_l R)/X^2}. \quad (A2)$$

Формула А2 получена, когда начало координат $x = 0$ помещено в точку электрического центра линии $R_{in}(x = 0) = 0$, которая смещена относительно геометрического центра линии $x = -x_c$ в направлении антенны на величину $(l_{ef} - l)/2$, т. е. $x_c = lZ_l/(2\pi X)$ (см. рис. А1).

Идеальное согласование резонатора $\gamma_0 = 0$ достигается, когда точка подключения питающей линии совпадает с точкой x_0 на рис. А1, которая находится при помощи уравнения $R_{in}(x_0) = Z_0$, вытекающего из формулы А2. Идеальное согласование БСММ обычно не достигается, поскольку в условиях взаимодействия антенны с образцом параметры R, X — переменные величины. Из формулы А2 также следует, что в дополнение к собственным потерям линии, характеризуемым параметром δ , антенна вносит дополнительные потери, которые пропорциональны её сопротивлению R .

Преобразуя для частоты f_0 соотношения 1.2б, 1.2в, представим импедансы плеч резонатора в виде

$$Z_1(f_0) = iX_L + R_1, \quad (\text{А3а})$$

$$Z_2(f_0) = -iX_C + R_2, \quad (\text{А3б})$$

где $X_L = X_C = Z_l\pi\Delta l/(2l_{ef})$, $R_1 = (\pi/2)Z_l\delta$, $R_2 = (\pi/2)Z_l\delta + (Z_l^2 R)/X^2$. В рассматриваемом случае $l_1 > l_2$ плечо резонатора, к которому подключена антенна, представляет собой ёмкость, а свободное плечо — индуктивность.

В результате выполненных преобразований мы пришли к эквивалентной схеме БСММ, показанной на рис. А2, где входной импеданс Z_{in} по-прежнему задаётся формулой 1.2а, но теперь $Z_1(\omega) = i\omega L + R_1$, $Z_2(\omega) = -i/(\omega C) + R_2$ при $\omega - \omega_0 \ll 1$, где $L = X_L/\omega_0$, $C = (X_C\omega_0)^{-1}$. Введём параметры $\rho = \sqrt{L/C}$, $Q_0 = \rho/R$, $\beta = \rho^2/(Z_0 R)$, где $R = R_1 + R_2$. Тогда, используя схему на рис. А2, при $Q_0 \gg 1$ получим

$$Z_{in}(f) = \frac{\rho Q_0}{1 + 2iQ_0 \frac{\Delta f}{f_0}}, \quad (\text{А4})$$

что при подстановке в соотношение 1.1 даёт формулу 1.3.

В Разрешающая способность микроскопа

Для определения латерального разрешения БСММ был просканирован образец, имеющий резкую границу металл-диэлектрик в плоскости поверхности — пластина ситалла, частично покрытая плёнкой алюминия. Так же, как и при исследовании полупроводниковых структур, сканирование КЗ и ПЗ производилось на высоте $h = 0.3/3$ мкм соответственно. На рис. В1(а) и В1(б) приведены зависимости резонансной частоты $f_0(x)$ для ПЗ и КЗ, полученные при сканировании этого образца. Граница металл-диэлектрик находится при $x = 0$.

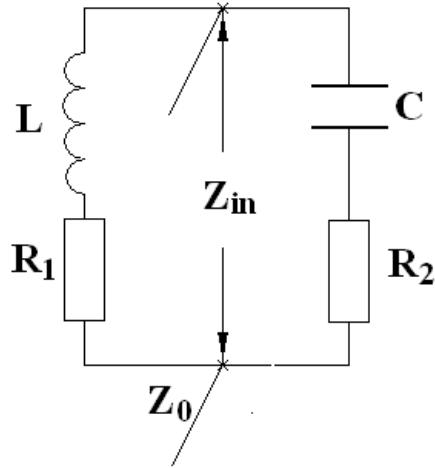


Рис. А2. Эквивалентная схема зонда БСММ.

Полученные зависимости $f_0(x)$ аппроксимировались гладкой функцией

$$F(x) = \frac{A - B}{1 + \exp(x/C)} + B, \quad (\text{В1})$$

где A , B , C — константы аппроксимации. Соответствующие кривые приведены на рис. В1 сплошными линиями. Интересно, что функции $f_0(x)$ несимметричны относительно точки $x = 0$, поэтому параметры A , B , C в зависимости В1 различны не только для ПЗ и КЗ, но также для левой и правой ветвей функции В1. Указанная асимметрия связана с зависимостью разрешающей способности БСММ от проводимости исследуемого образца. Следствием такой зависимости является уменьшение эффективного размера зонда D в табл. 2.2 с ростом проводимости эталонных образцов (Е5, Е0-Е6 в табл. 2.1). Как уже отмечалось в п. 1.5, данный эффект может быть связан со стеканием заряда на конец зонда из-за взаимодействия с наведённым зарядом в проводящем образце.

Разрешающая способность БСММ Δ определялась как ширина производной функции $F'(x)$ по уровню $1/2$. С учётом вышесказанного значения Δ отличались для левой (Δ_l) и правой (Δ_r) ветвей функции $F'(x)$. Мы получили: $\Delta_l = 50$ мкм, $\Delta_r = 200$ мкм для ПЗ, $\Delta_l = 20$ мкм, $\Delta_r = 50$ мкм для КЗ (см. рис. В1). В п. 1.4 приведена суммарная разрешающая способность БСММ $\Delta = \Delta_l + \Delta_r$.

Отметим, что кривые аналогичные рис. В1 получены нами также из измерения добротности БСММ $Q_0(x)$ в процессе сканирования границы металл-диэлектрик. В этих измерениях получены близкие с приведёнными выше значения Δ . Как уже было сказано, наблюдавшееся изменение Q_0 не связано с поглощением в металле или диэлектрике, но, возможно, обусловлено потерями в материале зонда БСММ. Соответствующие потери моделируются параметром δ в формуле 1.2г.

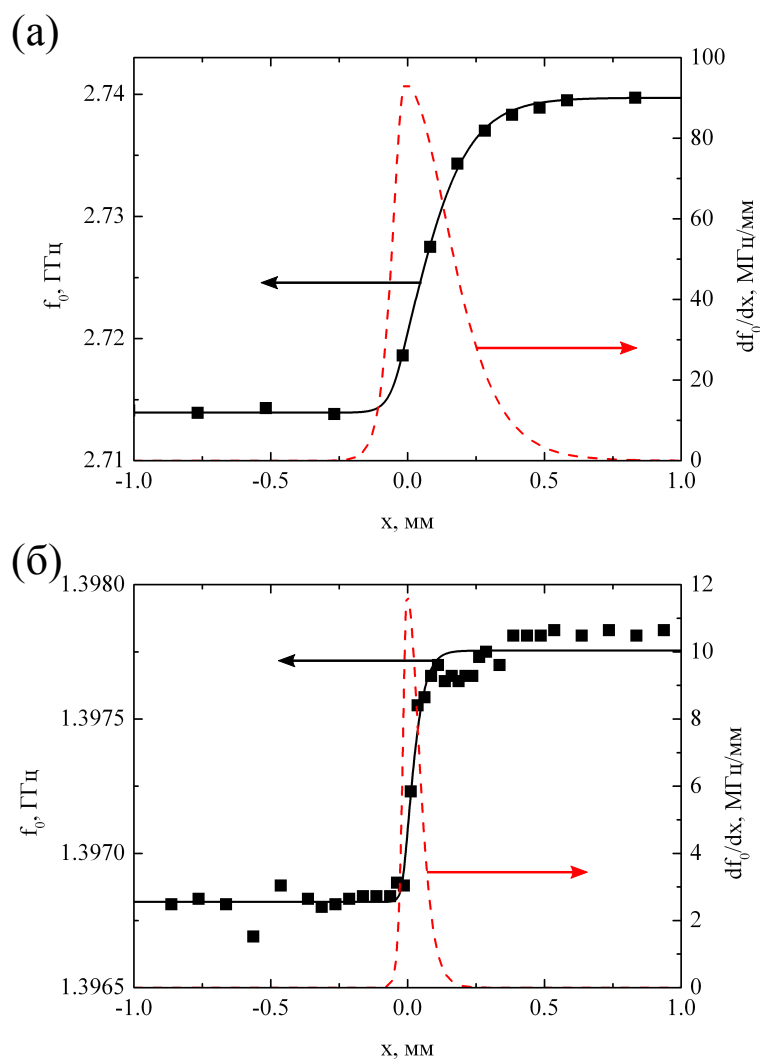


Рис. В1. Изменение резонансной частоты (а) ПЗ и (б) КЗ при сканировании границы металл-диэлектрик. Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — аппроксимирующая функция $F(x)$, пунктирные кривые — производная аппроксимирующей функции $F'(x)$. Область $x < 0$ — металл, $x > 0$ — диэлектрик.

Список публикаций автора по теме диссертации

Статьи в реферируемых журналах

- A1. Reznik A. N., Korolyov S. A. Monopole antenna in quantitative near-field microwave microscopy of planar structures // Journal of Applied Physics. — 2016. — V. 119. — № 9. — P. 094504.
- A2. Reznik A. N., Korolyov S. A., Drozdov M. N. Microwave microscopy of diamond semiconductor structures // Journal of Applied Physics. — 2017. — V. 121. — № 16. — P. 164503.
- A3. Reznik A. N., Vostokov N. V., Vdovicheva N. K., Korolyov S. A., Shashkin V. I. Near-field microwave tomography of planar semiconductor microstructures // Journal of Applied Physics. — 2017. — V. 122. — № 24. — P. 244505.
- A4. Korolyov S. A., Reznik A. N. Quantitative characterization of semiconductor structures with a scanning microwave microscope // Review of Scientific Instruments. — 2018. — V. 89. — № 2. — P. 023706.

Тезисы докладов

- A6. Королёв С. А., Резник А. Н. Определение импеданса туннельного контакта с помощью микроволнового ближнепольного микроскопа атомарного разрешения // II Всероссийская микроволновая конференция (Москва, 24–28 ноября 2014 г.): Доклады. — изд. JRE, Москва, 2014. — С. 9–14.
- A7. Королёв С. А., Резник А. Н. Микроволновый импеданс туннельного контакта в теории ближнепольного микроскопа атомарного разрешения // XIX Международный симпозиум "Нанопизика и нанозлектроника" (Нижний Новгород, 10–14 марта 2015 г.): Труды. Том 1. — изд. Нижегородского госуниверситета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 2015. — ISBN 978-5-91326-322-3. — С. 270–271.
- A8. Королёв С. А., Резник А. Н. Монопольная антенна в теории микроволнового микроскопа // VI Всероссийская молодёжная конференция по фундаментальным и инновационным

вопросам современной физики (Москва, 15–20 ноября 2015 г.): Сборник трудов. — изд. РИИС ФИАН, Москва, 2015. — С. 35.

- A9. Резник А. Н., Королёв С. А. Диагностика планарных полупроводниковых структур при помощи микроволнового ближнепольного микроскопа с монополярной антенной // II Российско-белорусская научно-техническая конференция "Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение" им. О. В. Лосева (Нижний Новгород, 17–19 ноября 2015 г.): Труды. — изд. типография ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 2015. — С. 232–236.
- A10. Королёв С. А., Резник А. Н. Модель монополярной антенны микроволнового ближнепольного микроскопа в задаче количественной характеристики планарных полупроводниковых структур // III Всероссийская микроволновая конференция (Москва, 25–27 ноября 2015 г.): Доклады. — изд. JRE, Москва, 2015. — С. 33–37.
- A11. Востоков Н. В., Королёв С. А., Резник А. Н., Шашкин В. И. Микроволновые методы исследования полупроводниковых наноструктур и приборов на их основе // X Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 29 февраля–3 марта 2016 г.): Тезисы докладов. — изд. редакционно-издательская группа ИПФ РАН, Нижний Новгород, 2016. — С. 116–118.
- A12. Королёв С. А., Резник А. Н. Микроволновая микроскопия планарных структур // XX Международный симпозиум "Нанопизика и нанозлектроника" (Нижний Новгород, 14–18 марта 2016 г.): Труды. Том 1. — изд. Нижегородского госуниверситета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 2016. — ISBN 978-5-91326-378-0. — С. 299–300.
- A13. Королёв С. А., Резник А. Н. Определение электрических характеристик планарных структур с помощью сканирующего микроволнового микроскопа // IV Всероссийская микроволновая конференция (Москва, 23–25 ноября 2016 г.): Доклады. — изд. JRE, Москва, 2016. — С. 33–38.
- A14. Резник А. Н., Королёв С. А. Микроволновая микроскопия полупроводниковых структур алмаза // XXI Международный симпозиум "Нанопизика и нанозлектроника" (Нижний Новгород, 13–16 марта 2017 г.): Труды. Том 1. — изд. Нижегородского госуниверситета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 2017. — ISBN 978-5-91326-371-1. — С. 322–323.

- A15. Королёв С. А., Резник А. Н. Микроволновая микроскопия полупроводниковых материалов и структур // XIX Координационный научно-технический семинар по СВЧ технике (Нижний Новгород, 5–7 сентября 2017 г.): Материалы. — изд. АО "Научно-производственного предприятия "Салют", Нижний Новгород, 2017. — ISSN 1816-434X. — С. 189–191.
- A16. Резник А. Н., Востоков Н. В., Вдовичева Н. К., Королев С. А., Шашкин В. И. Микроволновая ближнепольная томография полупроводниковых структур // V Всероссийская микроволновая конференция (Москва, 29 ноября–1 декабря 2017 г.): Доклады. — изд. JRE, Москва, 2017. — С. 5–9.

Литература

- [1] Grundmann, M. The physics of semiconductors: an introduction including devices and nanophysics / M. Grundmann. — Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010. — 689 p.
- [2] Schroder, D.K. Semiconductor material and device characterization: third edition / D.K. Schroder. — Hoboken: John Wiley and Sons, 2005. — 779 p.
- [3] Krupka, J. Contactless methods of conductivity and sheet resistance measurement for semiconductors, conductors and superconductors / J. Krupka // Meas. Sci. Technol. — 2013. — V. 24. — № 6. — P. 062001.
- [4] Miller, G.L. Contactless measurement of semiconductor conductivity by radio frequency-free-carrier power absorption / G.L. Miller, D.A.H. Robinson and J.D. Wiley // Rev. Sci. Instrum. — 1976. — V. 47. — № 7. — P. 799–805.
- [5] Hsieh, H.-T. A resonant cavity study of semiconductors / H.-T. Hsieh, J.M. Goldey and S.C. Brown // J. Appl. Phys. — 1954. — V. 25. — № 3. — P. 302–307.
- [6] Champlin, K.S. Electrodeless determination of semiconductor conductivity from TE_{01}° -mode reflectivity / K.S. Champlin, J.D. Holm and G.H. Glover // J. Appl. Phys. — 1967. — V. 38. — № 1. — P. 96–98.
- [7] Bryant, C.A. Noncontact technique for the local measurement of semiconductor resistivity / C.A. Bryant and J.B. Gunn // Rev. Sci. Instrum. — 1965. — V. 36. — № 11. — P. 1614–1617.
- [8] Миронов, В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии / В.Л. Миронов. — М.: Техносфера, 2005. — 144 с.
- [9] McCord, M.A. and Berenbaum L. Electrical probe incorporating scanning proximity microscope // U.S. Patent № 4992728. 1991. Appl. № 454677.
- [10] Eyben, P. Scanning spreading resistance microscopy and spectroscopy for routine and quantitative two-dimensional carrier profiling / P. Eyben, M. Xu, N. Duhayon, T. Clarysse,

- S. Callewaert and W. Vandervorst // J. Vac. Sci. Technol. B — 2002. — V. 20. — № 1. — P. 471–478.
- [11] Matey, J. R. Scanning capacitance microscopy / J. R. Matey and J. Blanc // J. Appl. Phys. — 1985. — V. 57. — № 5. — P. 1437–1444.
- [12] Nonnenmacher, M. Kelvin probe force microscopy / M. Nonnenmacher, M. P. O’Boyle and H. K. Wickramasinghe // Appl. Phys. Lett. — 1991. — V. 58. — № 25. — P. 2921–2923.
- [13] Ash, E. A. Super-resolution aperture scanning microscope / E. A. Ash and G. Nicholls // Nature. — 1972. — V. 237. — № 5357. — P. 510–512.
- [14] Scanning probe microscopy: electrical and electromechanical phenomena at the nanoscale / edited by S. Kalinin and A. Gruverman. — New York : Springer New York, 2007. — 980 p.
- [15] Hunsche, S. THz near-field imaging / S. Hunsche, M. Koch, I. Brener and M. C. Nuss // Optics Comm. — 1998. — V. 150. — № 1–6. — P. 22–26.
- [16] Mitrofanov, O. Terahertz near-field microscopy based on a collection mode detector / O. Mitrofanov, I. Brener, R. Harel, J. D. Wynn, L. N. Pfeiffer, K. W. West and J. Federici // Appl. Phys. Lett. — 2000. — V. 77. — № 22. — P. 3496–3498.
- [17] Chen, H.-T. Terahertz imaging with nanometer resolution / H.-T. Chen, R. Kersting and G. C. Cho // Appl. Phys. Lett. — 2003. — V. 83. — № 15. — P. 3009–3011.
- [18] Трухин, В. Н. Взаимодействие терагерцового электромагнитного излучения с системой зонд–объект в терагерцовом безапертурном ближнепольном микроскопе / В. Н. Трухин, А. В. Андрианов, В. А. Быков, А. О. Голубок, Н. Н. Зиновьев, Л. Л. Самойлов, И. Д. Сапожников, А. В. Трухин, М. Л. Фельштын // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — Т. 93. — № 3. — С. 134–138.
- [19] Centrone, A. Infrared imaging and spectroscopy beyond the diffraction limit / A. Centrone // Annu. Rev. Anal. Chem. — 2015. — V. 8. — P. 101–126.
- [20] Nano-optics: principles enabling basic research and applications / edited by B. Di Bartolo, J. Collins and L. Silvestri. — Dordrecht : Springer Netherlands, 2017. — 584 p.
- [21] Huber, H. P. Calibrated nanoscale dopant profiling using a scanning microwave microscope / H. P. Huber, I. Humer, M. Hochleitner, M. Fenner, M. Moertelmaier, C. Rankl, A. Imtiaz,

- T. M. Wallis, H. Tanbakuchi, P. Hinterdorfer, P. Kabos, J. Smoliner, J. J. Kopanski and F. Kienberger // J. Appl. Phys. — 2012. — V. 111. — № 1. — P. 014301.
- [22] Tselev, A. Near-field microwave scanning probe imaging of conductivity inhomogeneities in CVD graphene / A. Tselev, N. V. Lavrik, I. Vlassiuk, D. P. Briggs, M. Rutgers, R. Proksch and S. V. Kalinin // Nanotechnology. — 2012. — V. 23. — № 38. — P. 385706.
- [23] Lee, J. Atomic resolution imaging at 2.5 GHz using near-field microwave microscopy / J. Lee, C. J. Long, H. Y. Yang, X.-D. Xiang and I. Takeuchi // Appl. Phys. Lett. — 2010. — V. 97. — № 18. — P. 183111.
- [24] Steinhauer, D. E. Surface resistance imaging with a scanning near-field microwave microscope / D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, S. K. Dutta, F. C. Wellstood and S. M. Anlage // Appl. Phys. Lett. — 1997. — V. 71. — № 12. — P. 1736–1738.
- [25] Gao, Y. Calibration of electric coaxial near-field probes and applications / Y. Gao, A. Lauer, Q. Ren and I. Wolff // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — 1998. — V. 46. — № 11. — P. 1694–1703.
- [26] Kantor, R. Method of increasing spatial resolution of the scanning near-field microwave microscopy / R. Kantor and I. V. Shvets // J. Appl. Phys. — 2003. — V. 93. — № 9. — P. 4979–4985.
- [27] Gao, C. Quantitative microwave evanescent microscopy of dielectric thin films using a recursive image charge approach / C. Gao, B. Hu, P. Zhang, M. Huang, W. Liu and I. Takeuchi // Appl. Phys. Lett. — 2004. — V. 84. — № 23. — P. 4647–4649.
- [28] Popovic, D. Precision open-ended coaxial probes for *in vivo* and *ex vivo* dielectric spectroscopy of biological tissues at microwave frequencies / D. Popovic, L. McCartney, C. Beasley, M. Lazebnik, M. Okoniewski, S. C. Hagness and J. H. Booske // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — 2005. — V. 53. — № 5. — P. 1713–1722.
- [29] Wang, Z. Quantitative measurement of sheet resistance by evanescent microwave probe / Z. Wang, M. A. Kelly, Z.-X. Shen, L. Shao, W.-K. Chu and H. Edwards // Appl. Phys. Lett. — 2005. — V. 86. — № 15. — P. 153118.
- [30] Karbassi, A. Quadradial probe for high resolution near-field scanning rf/microwave microscopy / A. Karbassi, C. A. Paulson, A. B. Kozyrev, M. Banerjee, Y. Wang and D. W. van der Weide // Appl. Phys. Lett. — 2006. — V. 89. — № 15. — P. 153113.

- [31] Imtiaz, A. Nanometer-scale material contrast imaging with a near-field microwave microscope / A. Imtiaz, S. M. Anlage, J. D. Barry and J. Melngailis // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — V. 90. — № 14. — P. 143106.
- [32] Sun, W. Penetrative imaging of sub-surface microstructures with a near-field microwave microscope / W. Sun, Y. Yang, Z. Wu, T. Feng, Q. Zhuang, L.-M. Peng, S. Xu and C. K. Ong // *J. Appl. Phys.* — 2014. — V. 116. — № 4. — P. 044904.
- [33] Ma, E. Y. Mobile metallic domain walls in an all-in-all-out magnetic insulator / E. Y. Ma, Y.-T. Cui, K. Ueda, S. Tang, K. Chen, N. Tamura, P. M. Wu, J. Fujioka, Y. Tokura and Z.-X. Shen // *Science*. — 2015. — V. 350. — № 6260. — P. 538–541.
- [34] Tselev, A. Microwave a.c. conductivity of domain walls in ferroelectric thin films / A. Tselev, P. Yu, Y. Cao, L. R. Dedon, L. W. Martin, S. V. Kalinin and P. Maksymovych // *Nat. Commun.* — 2016. — V. 7. — P. 11630.
- [35] Tselev, A. Near-field microwave microscopy of high- κ oxides grown on graphene with an organic seeding layer / A. Tselev, V. K. Sangwan, D. Jariwala, T. J. Marks, L. J. Lauhon, M. C. Hersam and S. V. Kalinin // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — V. 103. — № 24. — P. 243105.
- [36] Berweger, S. Electronic and morphological inhomogeneities in pristine and deteriorated perovskite photovoltaic films / S. Berweger, G. A. MacDonald, M. Yang, K. J. Coakley, J. J. Berry, K. Zhu, F. W. DelRio, T. M. Wallis and P. Kabos // *Nano Lett.* — 2017. — V. 17. — № 3. — P. 1796–1801.
- [37] Talanov, V. V. Noncontact dielectric constant metrology of low- κ interconnect films using a near-field scanned microwave probe / V. V. Talanov, A. Scherz, R. L. Moreland and A. R. Schwartz // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — V. 88. — № 19. — P. 192906.
- [38] Imtiaz, A. Near-field scanning microwave microscopy: an emerging research tool for nanoscale metrology / A. Imtiaz, T. M. Wallis and P. Kabos // *IEEE Microw. Mag.* — 2014. — V. 15. — № 1. — P. 52–64.
- [39] Gao, C. High spatial resolution quantitative microwave impedance microscopy by a scanning tip microwave near-field microscope / C. Gao, T. Wei, F. Duewer, Y. Lu and X.-D. Xiang // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — V. 71. — № 13. — P. 1872–1874.

- [40] Tabib-Azar, M. Design and fabrication of scanning near-field microwave probes compatible with atomic force microscopy to image embedded nanostructures / M. Tabib-Azar and Y. Wang // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — 2004. — V. 52. — № 3. — P. 971–979.
- [41] Hommel, S. Determination of doping type by calibrated capacitance scanning microwave microscopy / S. Hommel, N. Killat, A. Altes, T. Schweinboeck and F. Kreupl // Microelectron. Reliab. — 2017. — V. 76–77. — P. 218–221.
- [42] Amster, O. Practical quantitative scanning microwave impedance microscopy / O. Amster, F. Stanke, S. Friedman, Y. Yang, S. J. Dixon-Warren and B. Drevniok // Microelectron. Reliab. — 2017. — V. 76–77. — P. 214–217.
- [43] Yang, Y. Shielded piezoresistive cantilever probes for nanoscale topography and electrical imaging / Y. Yang, E. Y. Ma, Y.-T. Cui, A. Haemmerli, K. Lai, W. Kundhikanjana, N. Harjee, B. L. Pruitt, M. Kelly and Z.-X. Shen // J. Micromech. Microeng. — 2014. — V. 24. — № 4. — P. 045026.
- [44] Steinhauer, D. E. Quantitative imaging of sheet resistance with a scanning near-field microwave microscope / D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, S. K. Dutta, B. J. Feenstra, F. C. Wellstood and S. M. Anlage // Appl. Phys. Lett. — 1998. — V. 72. — № 7. — P. 861–863.
- [45] Gao, C. Quantitative microwave near-field microscopy of dielectric properties / C. Gao and X.-D. Xiang // Rev. Sci. Instrum. — 1998. — V. 69. — № 11. — P. 3846–3851.
- [46] Reznik, A. N. Quantitative model for near-field scanning microwave microscopy: application to metrology of thin film dielectrics / A. N. Reznik and V. V. Talanov // Rev. Sci. Instrum. — 2008. — V. 79. — № 11. — P. 113708.
- [47] Reznik, A. N. Quantitative determination of sheet resistance of semiconducting films by microwave near-field probing / A. N. Reznik and E. V. Demidov // J. Appl. Phys. — 2013. — V. 113. — № 9. — P. 094501.
- [48] Галин М. А. Определение сопротивления полупроводниковой плёнки методом ближне-полевой микроволновой микроскопии / М. А. Галин, Е. В. Демидов, А. Н. Резник // Поверхность. — 2014. — № 5. — С. 74–80.

- [49] Jones, T. S. Quantitative microwave impedance microscopy with effective medium approximations / T. S. Jones, C. R. Pérez and J. J. Santiago-Avilés // AIP Advances. — 2017. — V. 7. — № 2. — P. 025207.
- [50] Steinhauer, D. E. Quantitative imaging of dielectric permittivity and tunability with a near-field scanning microwave microscope / D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, F. C. Wellstood, S. M. Anlage, C. Canedy, R. Ramesh, A. Stanishevsky and J. Melngailis // Rev. Sci. Instrum. — 2000. — V. 71. — № 7. — P. 2751–2758.
- [51] Lee, J. H. Quantitative analysis of scanning microwave microscopy on dielectric thin film by finite element calculation / J. H. Lee, S. Hyun and K. Char // Rev. Sci. Instrum. — 2001. — V. 72. — № 2. — P. 1425–1434.
- [52] Golosovsky, M. Near-field of a scanning aperture microwave probe: a 3-D finite element analysis / M. Golosovsky, E. Maniv, D. Davidov and A. Frenkel // IEEE Trans. Instrum. Meas. — 2002. — V. 51. — № 5. — P. 1090–1096.
- [53] Baida, F. I. Body-of-revolution FDTD simulations of improved tip performance for scanning near-field optical microscopes / F. I. Baida, D. Van Labeke and Y. Pagani // Optics Comm. — 2003. — V. 225. — № 4–6. — P. 241–252.
- [54] Balusek, C. A three-dimensional finite element model of near-field scanning microwave microscopy / C. Balusek, B. Friedman, D. Luna, B. Oetiker, A. Babajanyan and K. Lee // J. Appl. Phys. — 2012. — V. 112. — № 8. — P. 084318.
- [55] Qi, Y. Local dielectric measurements of BaTiO₃-CoFe₂O₄ nanocomposites through microwave microscopy / Y. Qi, S. M. Anlage, H. Zheng and R. Ramesh // J. Mater. Res. — 2007. — V. 22. — № 5. — P. 1193–1199.
- [56] Wei, Z. Quantitative theory for probe-sample interaction with inhomogeneous perturbation in near-field scanning microwave microscopy / Z. Wei, Y.-T. Cui, E. Y. Ma, S. Johnston, Y. Yang, R. Chen, M. Kelly, Z.-X. Shen and X. Chen // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. — 2016. — V. 64. — № 5. — P. 1402–1408.
- [57] Reznik, A. N. Electrodynamics of microwave near-field probing: application to medical diagnostics / A. N. Reznik and N. V. Yurasova // J. Appl. Phys. — 2005. — V. 98. — № 11. — P. 114701.

- [58] Imtiaz, A. Effect of tip geometry on contrast and spatial resolution of the near-field microwave microscope / A.Imtiaz and S.M.Anlage // J. Appl. Phys. — 2006. — V.100. — №4. — P.044304.
- [59] Baker-Jarvis, J. Analysis of an open-ended coaxial probe with lift-off for nondestructive testing / J.Baker-Jarvis, M.D.Janezic, P.D.Domich and R.G.Geyer // IEEE Trans. Instrum. Meas. — 1994. — V.43. — №5. — P.711–718.
- [60] Nozokido, T. Contrast analysis of near-field scanning microscopy using a metal slit probe at millimeter wavelengths / T.Nozokido, M.Ishino, R.Seto and J.Bae // J. Appl. Phys. — 2015. — V.118. — №11. — P.114905.
- [61] Vlahacos, C.P. Near-field scanning microwave microscope with 100 μm resolution / C.P.Vlahacos, R.C.Black, S.M.Anlage, A.Amar and F.C.Wellstood // Appl. Phys. Lett. — 1998. — V.69. — №21. — P.3272–3274.
- [62] Gramse, G. Calibrated complex impedance and permittivity measurements with scanning microwave microscopy / G.Gramse, M.Kasper, L.Fumagalli, G.Gomila, P.Hinterdorfer and F.Kienberger // Nanotechnology. — 2014. — V.25. — №14. — P.145703.
- [63] Джексон, Дж. Классическая электродинамика / Дж.Джексон. — М.: "Мир", 1965. — 702 с.
- [64] Gregory, A.P. Measurement of the permittivity and loss of high-loss materials using a near-field scanning microwave microscope / A.P.Gregory, J.F.Blackburn, K.Lees, R.N.Clarke, T.E.Hodgetts, S.M.Hanham and N.Klein // Ultramicroscopy. — 2016. — V.161. — P.137–145.
- [65] Reznik, A.N. Quasistatics and electrodinamics of near-field microwave microscope / A.N.Reznik // J. Appl. Phys. — 2014. — V.115. — №8. — P.084501.
- [66] McLeod, A.S. Model for quantitative tip-enhanced spectroscopy and the extraction of nanoscale-resolved optical constants / A.S.McLeod, P.Kelly, M.D.Goldflam, Z.Gainsforth, A.J.Westphal, G.Dominguez, M.H.Thiemens, M.M.Fogler and D.N.Basov // Phys. Rev. B. — 2014. — V.90. — №8. — P.085136.
- [67] Balanis, C.A. Antenna theory: analysis and design: third edition / C.A.Balanis. — Hoboken: John Wiley and Sons, 2005. — 1136 p.

- [68] Noel, M. Archaeological investigation by electrical resistivity tomography: a preliminary study / M.Noel and B. Xu // *Geophys. J. Int.* — 1991. — V.107. — № 1. — P.95-102.
- [69] Daily, W. Environmental process tomography in the United States / W.Daily and A.Ramirez // *Chem. Eng. J. Biochem. Eng. J.* — 1995. — V. 56. — № 3. — P. 159-165.
- [70] Chandra, R. On the opportunities and challenges in microwave medical sensing and imaging / R. Chandra, H. Zhou, I. Balasingham and R. M. Narayanan // *IEEE Trans. Biomed. Eng.* — 2015. — V. 62. — № 7. — P. 1667-1682.
- [71] Töpfer, F. Millimeter-wave tissue diagnosis: the most promising fields for medical applications / F. Töpfer and J. Oberhammer // *IEEE Microw. Mag.* — 2015. — V. 16. — № 4. — P. 97–113.
- [72] Meunier, V. On the challenges of tomography retrievals of a 2D water vapor field using ground-based microwave radiometers: an observation system simulation experiment / V.Meunier, D.D.Turner and P.Kollias // *J. Atmospheric Ocean. Technol.* — 2015. — V.32. — № 1. — P. 116–130.
- [73] Rocca, F. Airborne and satellite SAR tomography: a tool to investigate forests and glaciers structures / F.Rocca, S.Tebaldini and D. H. T. Minh // *Annals of GIS.* — 2016. — V.22. — № 2. — P. 103–112.
- [74] Henderson, R. P. An impedance camera for spatially specific measurements of the thorax / R.P.Henderson and J. G. Webster // *IEEE Trans. Biomed. Eng.* — 1978. — V. BME-25. — № 3. — P. 250-254.
- [75] Brown, B. H. Electrical impedance tomography (EIT): a review / B. H. Brown // *J. Med. Eng. Technol.* — 2003. — V. 27. — № 3. — P. 97-108.
- [76] Bayford, R. H. Bioimpedance tomography (electrical impedance tomography) / R. H. Bayford // *Annu. Rev. Biomed. Eng.* — 2006. — V. 8. — P. 63-91.
- [77] Hartinger, A. E. Accounting for hardware imperfections in EIT image reconstruction algorithms / A. E. Hartinger, H. Gagnon and R. Guardo // *Physiol. Meas.* — 2007. — V. 28. — № 7. — P. S13-S27.
- [78] Martin, S. A post-processing method for three-dimensional electrical impedance tomography / S. Martin and C. T. M. Choi // *Scientific Reports.* — 2017. — V. 7. — № 1. — P. 7212.

- [79] Huang, S. M. Tomographic imaging of two-component flow using capacitance sensors / S. M. Huang, A. B. Plaskowski, C. G. Xie and M. S. Beck // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* — 1989. — V. 22. — № 3. — P. 173–177.
- [80] Peng, L. Evaluation of effect of number of electrodes in ECT sensors on image quality / L. Peng, J. Ye, G. Lu and W. Yang // *IEEE Sensors J.* — 2012. — V. 12. — № 5. — P. 1554–1565.
- [81] Agu, C. E. Determination of onset of bubbling and slugging in a fluidized bed using a dual-plane electrical capacitance tomography system / C. E. Agu, L.-A. Tokheim, M. Eikeland and B. M. E. Moldestad // *Chem. Eng. J.* — 2017. — V. 328. — P. 997–1008.
- [82] Perera, K. Imaging of oil-water flow patterns by electrical capacitance tomography / K. Perera, C. Pradeep, S. Mylvaganam and R. W. Time // *Flow Meas. Instrum.* — 2017. — V. 56. — P. 23–34.
- [83] Ye, J. Image recovery for electrical capacitance tomography based on low-rank decomposition / J. Ye, H. Wang and W. Yang // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* — 2017. — V. 66. — № 7. — P. 1751–1759.
- [84] Griffiths, H. Magnetic induction tomography / H. Griffiths // *Meas. Sci. Technol.* — 2001. — V. 12. — № 8. — P. 1126–1131.
- [85] Ma, L. Magnetic induction tomography methods and applications: a review / L. Ma and M. Soleimani // *Meas. Sci. Technol.* — 2017. — V. 28. — № 7. — P. 072001.
- [86] Freeston, I. L. Impedance imaging using induced currents / I. L. Freeston and R. C. Tozer // *Physiol. Meas.* — 1995. — V. 16. — № 3A. — P. A257–A266.
- [87] Gençer, N. G. Electrical impedance tomography: induced-current imaging achieved with a multiple coil system / N. G. Gençer, Y. Z. İder and S. J. Williamson // *IEEE Trans. Biomed. Eng.* — 1996. — V. 43. — № 2. — P. 139–149.
- [88] Tozer, J. C. Magnetic impedance tomography / J. C. Tozer, R. H. Ireland, D. C. Barber and A. T. Barker // *Ann. N. Y. Acad. Sci.* — 1999. — V. 873. — P. 353–359.
- [89] Lai, K. Nanoscale microwave microscopy using shielded cantilever probes / K. Lai, W. Kundhikanjana, M. A. Kelly and Z.-X. Shen // *Appl. Nanosci.* — 2011. — V. 1. — № 1. — P. 13–18.

- [90] Резник, А. Н. Ближнеполюсная СВЧ томография биологических сред / А. Н. Резник, Н. В. Юрасова // ЖТФ. — 2004. — Т. 74. — № 4. — С. 108–116.
- [91] Gaikovich, K. P. Subsurface near-field scanning tomography / K. P. Gaikovich // Phys. Rev. Lett. — 2007. — V. 98. — № 18. — P. 183902.
- [92] Reznik, A. N. The near-field microwave technique for deep profiling of free carrier concentration in semiconductors / A. N. Reznik, I. A. Shereshevsky and N. K. Vdovicheva // J. Appl. Phys. — 2011. — V. 109. — № 9. — P. 094508.
- [93] Костров, А. В. Резонансная ближнеполюсная СВЧ-диагностика неоднородных сред / А. В. Костров, А. И. Смирнов, Д. В. Янин, А. В. Стриковский, Г. А. Пантелеева // Изв. РАН. Сер. Физическая. — 2005. — Т. 69. — № 12. — С. 1716–1720.
- [94] Янин, Д. В. Диагностика подповерхностных квазиодномерных неоднородностей методом резонансного ближнеполюсного сверхвысокочастотного зондирования / Д. В. Янин, А. Г. Галка, А. В. Костров, А. И. Смирнов, А. В. Стриковский, И. В. Кузнецов // Известия вузов. Радиофизика. — 2014. — Т. 57. — № 1. — С. 35–47.
- [95] Янин, Д. В. Диагностика нестационарных возмущений плотности плазмы / Д. В. Янин, А. В. Костров, А. И. Смирнов, А. В. Стриковский // ЖТФ. — 2008. — Т. 78. — № 1. — С. 133–136.
- [96] Усанов, Д. А. Ближнеполюсная СВЧ-микроскопия нанометровых слоёв металла на диэлектрических подложках / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, А. В. Абрамов, А. С. Боголюбов, Б. Н. Коротин, В. Б. Феклистов, Д. В. Пономарёв, А. П. Фролов // Известия вузов. Электроника. — 2011. — Т. 91. — № 5. — С. 83–90.
- [97] Трухин, В. Н. Диагностика полупроводниковых структур с использованием терагерцового безапертурного ближнеполюсного микроскопа / В. Н. Трухин, А. О. Голубок, А. В. Лютецкий, Б. А. Матвеев, Н. А. Пихтин, Л. Л. Самойлов, И. Д. Сапожников, И. С. Тарасов, М. Л. Фельштын, Д. П. Хорьков // Известия вузов. Радиофизика. — 2011. — Т. 54. — № 8–9. — С. 640–648.
- [98] Gaikovich, K. P. Subsurface near-field microwave holography / K. P. Gaikovich, P. K. Gaikovich, Y. S. Maksimovitch, and V. A. Badeev // IEEE J. Sel. Topics Appl. Earth Observ. in Remote Sens. — 2016. — V. 9. — № 1. — P. 74–82.

- [99] Lord Rayleigh XV. On the theory of optical images, with special reference to the microscope / Lord Rayleigh // Lond. Edinb. Dubl. Phil. Mag. — 1896. — V. 42. — № 255. — P. 167–195.
- [100] Вайнштейн, Л. А. Электромагнитные волны / Л. А. Вайнштейн. — М.: Радио и связь, 1988. — 440 с.
- [101] Kong, J. A. Electromagnetic wave theory / J. A. Kong. — Cambridge: EMW Publishing, 2008. — 1016 p.
- [102] Talanov, V. V. A near-field scanned microwave probe for spatially localized electrical metrology / V. V. Talanov, A. Scherz, R. L. Moreland, and A. R. Schwartz // Appl. Phys. Lett. — 2006. — V. 88. — № 13. — P. 134106.
- [103] Reznik, A. N. Electromagnetic model for near-field microwave microscope with atomic resolution: Determination of tunnel junction impedance / A. N. Reznik // Appl. Phys. Lett. — 2014. — V. 105. — № 8. — P. 083512.
- [104] Imtiaz, A. Near-field microwave microscope measurements to characterize bulk material properties / A. Imtiaz, T. Baldwin, H. T. Nembach, T. M. Wallis, and P. Kabos // Appl. Phys. Lett. — 2007. — V. 90. — № 24. — P. 243105.
- [105] Kurokawa, S. Gap dependence of the tip-sample capacitance / S. Kurokawa and A. Sakai // Appl. Phys. Lett. — 1998. — V. 83. — № 12. — P. 7416–7423.
- [106] Nelder, J. A. A simplex method for function minimization / J. A. Nelder and R. Mead // Comput. J. — 1965. — V. 7. — № 4. — P. 308–313.
- [107] Sze, S. M. Physics of semiconductor devices: third edition / S. M. Sze and K. K. Ng. — Hoboken: John Wiley and Sons, 2007. — 832 p.
- [108] Ambacher, O. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures / O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger and J. Hilsenbeck // J. Appl. Phys. — 1999. — V. 85. — № 6. — P. 3222–3233.
- [109] Wort, C. J. H. Diamond as an electronic material / C. J. H. Wort and R. S. Balmer // Mater. Today. — 2008. — V. 11. — № 1–2. — P. 22–28.

- [110] Aharonovich, I. Diamond photonics / I. Aharonovich, A. D. Greentree and S. Prawer // *Nat. Photonics*. — 2011. — V. 5. — № 7. — P. 397–405.
- [111] Gurbuz, Y. Diamond semiconductor technology for RF device applications / Y. Gurbuz, O. Esame, I. Tekin, W. P. Kang and J. L. Davidson // *Solid State Electron.* — 2005. — V. 49. — № 7. — P. 1055–1070.
- [112] Хмельницкий, Р. А. Перспективы выращивания монокристаллического алмаза большого размера / Р. А. Хмельницкий // *УФН*. — 2015. — Т. 185. — № 2. — С. 143–159.
- [113] Sumiya, H. Growth rate of high-quality large diamond crystals / H. Sumiya, N. Toda and S. Satoh // *J. Cryst. Growth*. — 2002. — V. 237–239. — № 1–4. — P. 1281–1285.
- [114] Sumiya, H. Large defect-free synthetic type IIa diamond crystals synthesized via high pressure and high temperature / H. Sumiya and K. Tamasaku // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2012. — V. 51. — № 9. — P. 090102.
- [115] Lang, A. R. Topographic methods for studying defects in diamonds / A. R. Lang // *Diam. Relat. Mater.* — 1993. — V. 2. — № 2–4. — P. 106–114.
- [116] Silva, F. High quality, large surface area, homoepitaxial MPACVD diamond growth / F. Silva, J. Achard, O. Brinza, X. Bonnin, K. Hassouni, A. Anthonis, K. De Corte and J. Barjon // *Diam. Relat. Mater.* — 2009. — V. 18. — № 5–8. — P. 683–697.
- [117] Martineau, P. M. High crystalline quality single crystal chemical vapour deposition diamond / P. M. Martineau, M. P. Gaukroger, K. B. Guy, S. C. Lawson, D. J. Twitchen, I. Friel, J. O. Hansen, G. C. Summerton, T. P. G. Addison and R. Burns // *J. Phys.: Condens. Matter*. — 2009. — V. 21. — № 36. — P. 364205.
- [118] Ristein, J. Surface conductivity of nitrogen-doped diamond / J. Ristein, M. Riedel, M. Stammler, B. F. Mantel and L. Ley // *Diam. Relat. Mater.* — 2002. — V. 11. — № 3–6. — P. 359–364.
- [119] Vikharev, A. L. Novel microwave plasma-assisted CVD reactor for diamond delta doping / A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, M. A. Lobaev, A. B. Muchnikov, D. B. Radishev, V. A. Isaev, V. V. Chernov, S. A. Bogdanov, M. N. Drozdov and J. E. Butler // *Phys. Status Solidi RRL*. — 2016. — V. 10. — № 4. — P. 324–327.

- [120] Náhlík, J. Study of quantitative influence of sample defects on measurements of resistivity of thin films using van der Pauw method / J. Náhlík, I. Kašpárková and P. Fitl // Measurement. — 2011. — V. 44. — № 10. — P. 1968–1979.
- [121] El-Hajj, H. Diamond MISFET based on boron delta-doped channel / H. El-Hajj, A. Denisenko, A. Kaiser, R. S. Balmer and E. Kohn // Diam. Relat. Mater. — 2008. — V. 17. — № 7–10. — P. 1259–1263.
- [122] Edgington, R. Growth and electrical characterisation of δ -doped boron layers on (111) diamond surfaces / R. Edgington, S. Sato, Y. Ishiyama, R. Morris, R. B. Jackman and H. Kawarada // J. Appl. Phys. — 2012. — V. 111. — № 3. — P. 033710.
- [123] Chicot, G. Hole transport in boron delta-doped diamond structures / G. Chicot, T. N. Tran Thi, A. Fiori, F. Jomard, E. Gheeraert, E. Bustarret and J. Pernot // Appl. Phys. Lett. — 2012. — V. 101. — № 16. — P. 162101.
- [124] Balmer, R. S. Transport behavior of holes in boron delta-doped diamond structures / R. S. Balmer, I. Friel, S. Hepplestone, J. Isberg, M. J. Uren, M. L. Markham, N. L. Palmer, J. Pilkington, P. Huggett, S. Majdi and R. Lang // J. Appl. Phys. — 2013. — V. 113. — № 3. — P. 033702.
- [125] Scharpf, J. Transport behavior of boron delta-doped diamond / J. Scharpf, A. Denisenko, C. I. Pakes, S. Rubanov, A. Bergmaier, G. Dollinger, C. Pietzka and E. Kohn // Phys. Status Solidi A. — 2013. — V. 210. — № 10. — P. 2028–2034.
- [126] Pernot, J. Hall hole mobility in boron-doped homoepitaxial diamond / J. Pernot, P. N. Volpe, F. Omnès and P. Muret // Phys. Rev. B. — 2010. — V. 81. — № 20. — P. 205203.
- [127] Суروهегина, Е. А. Атомный состав и электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев CVD алмаза, легированных бором / Е. А. Суروهегина, Е. В. Демидов, М. Н. Дроздов, А. В. Мурель, О. И. Хрыкин, В. И. Шашкин, М. А. Лобаев, А. М. Горбачев, А. Л. Вихарев, С. А. Богданов, В. А. Исаев, А. Б. Мучников, В. В. Чернов, Д. Б. Радищев, Д. Е. Батлер // ФТП. — 2016. — Т. 50. — № 12. — С. 1595–1598.
- [128] Kawarada, H. Hydrogen-terminated diamond surfaces and interfaces / H. Kawarada // Surf. Sci. Rep. — 1996. — V. 26. — № 7. — P. 205–259.
- [129] Hayashi, K. Investigation of the effect of hydrogen on electrical and optical properties in chemical vapor deposited on homoepitaxial diamond films / K. Hayashi, S. Yamanaka,

- H. Watanabe, T. Sekiguchi, H. Okushi and K. Kajimura // J. Appl. Phys. — 1997. — V. 81. — № 2. — P. 744–753.
- [130] Liu, F. Effects of hydrogen atoms on surface conductivity of diamond film / F. Liu, Y. Cui, M. Qu and J. Di // AIP Advances. — 2015. — V. 5. — № 4. — P. 041307.
- [131] Шашкин, В. И. Микроволновые детекторы на основе низкобарьерных планарных диодов Шоттки и их характеристики / В. И. Шашкин, В. Л. Вакс, В. М. Данильцев, А. В. Масловский, А. В. Мурель, С. Д. Никифоров, О. И. Хрыкин, Ю. И. Чеченин // Известия вузов. Радиофизика. — 2005. — Т. 48. — № 6. — С. 544–551.
- [132] Vostokov, N. V. Experimental studies of the frequency dependence of the low-barrier Mott diode impedance / N. V. Vostokov and V. I. Shashkin // IEEE Trans. Electron Devices. — 2017. — V. 64. — № 1. — P. 109–114.
- [133] Dickens, L. E. Spreading resistance as a function of frequency / L. E. Dickens // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. — 1967. — V. MTT-15. — № 2. — P. 101–109.
- [134] Востоков, Н. В. Применение низкобарьерных структур металл-полупроводник-металл для детектирования микроволновых сигналов / Н. В. Востоков, С. А. Королев, В. И. Шашкин // ЖТФ. — 2014. — Т. 84. — № 7. — С. 91–95.