

Расим МАМЕДОВ

УДК 621.382.22

Рецензенты: Член корр. НАН Азербайджана,
д.ф.м.н., проф. В.И.Тагиров

д.ф.м.н., проф. Р.А.Сулейманов

КОНТАКТЫ *МЕТАЛЛ –* *ПОЛУПРОВОДНИК* С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ПЯТЕН

Мамедов Р.К. Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен. - Баку, БГУ, 2003, 231 с.

Рассмотрены электрофизические процессы в реальных контактах металл – полупроводник, в приконтактной полупроводниковой области которых возникает дополнительное электрическое поле контактной разности потенциалов (поле пятен) как между микроучастками с различными высотами потенциальных барьеров на контактной поверхности, так и между контактной поверхностью и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника. Разработаны энергетические модели реальных контактов металл-полупроводник и механизмы токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии.

Представлены особенности определения электрофизических параметров периферийной области контактной поверхности и измерения действующих электрофизических параметров реальных контактов металл-полупроводник.

Для научных работников, специализирующихся в области полупроводников, полупроводниковых приборов и микроэлектроники.

М $\frac{0602000000}{658(07) - 048}$ 48 – 2003

БАКУ
БАКГОСУНИВЕРСИТЕТ
2003

Издательство «БГУ»

© Расим Мамедов, 2003

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие.....	6
ГЛАВА I. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ КОНТАКТА МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК	
1.1. Развитие физической модели выпрямляющего контакта металл - полупроводник.....	6
1.2. Образование потенциального барьера в однородном контакте металл - полупроводник с неограниченной площадью.....	14
1.2.1. Энергетические модели идеальных выпрямляющего и омического КМП.....	15
1.2.2. Действующая высота потенциального барьера идеального выпрямляющего КМП.....	20
1.3. Образование потенциального барьера в неоднородном контакте металл – полупроводник.....	24
1.3.1. Физические основы эмиссионной неоднородности реального контакта металл – полупроводник.....	25
1.3.2. Работа выхода неоднородной поверхности металлического электрода.....	35
1.3.3. Образование потенциального барьера в неоднородном КМП с неограниченной площадью..	47
1.3.4. Образование потенциального барьера в однородном КМП с ограниченной площадью.....	55
ГЛАВА II. ТОКОПРОХОЖДЕНИЕ В ВЫПРЯМЛЯЮЩИХ КОНТАКТАХ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК	
2.1 Токопрохождение в однородном выпрямляющем КМП.....	61
2.1.1. Теория термоэлектронной эмиссии.....	64

2.1.2. Диффузионная теория.....	70
2.1.3. Полевая и термополевая эмиссия.....	72
2.1.4. Рекомбинационные - генерационные токи.....	75
2.2. Токопрохождение в неоднородном КМП	76
2.2.1 Токопрохождение в КМП с неоднородной границей раздела.....	78
2.2.2 Токопрохождение в КМП с ограниченной площадью.....	86

ГЛАВА III. ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И МЕХАНИЗМЫ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ РЕАЛЬНЫХ КОНТАКТОВ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

3.1. Развитие физической модели неоднородных КМП....	94
3.2. Физические модели и механизмы токопрохождения в реальных контактах металл – полупроводник.....	106
3.2.1. Электрофизические процессы в широких КМП...107	
3.2.2. Электрофизические процессы в узких КМП.....121	
3.3. Особенности токопрохождения в реальных выпрямляющих контактах металл – полупроводник .	126
3.3.1. Результаты численных расчетов.....	126
3.3.2. Результаты экспериментальных измерений.....	133

ГЛАВА IV. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РЕАЛЬНЫХ ВЫПРЯМЛЯЮЩИХ КМП

4.1 Электрофизические параметры идеального выпрямляющего контакта металл – полупроводник.....	149
4.1.1. Высота потенциального барьера.....	155
4.1.2. Коэффициент неидеальности и безразмерный коэффициент.....	159
4.1.3. Сопротивление контакта.....	160
4.1.4. Постоянная Ричардсона.....	161
4.1.5. Напряжение пробоя.....	162

4.2 Геометрические и электрофизические параметры активной периферийной области реальных выпрямляющих КМП.....	163
4.2.1. Токи периферийных эффектов.....	163
4.2.2. Площадь и ширина активной периферийной контактной поверхности.....	164
4.2.3. Периферийные электрофизические параметры.....	166
4.3 Действующие электрофизические параметры реальных выпрямляющих КМП.....	175
4.4. Результаты измерений электрофизических параметров выпрямляющих КМП.....	187
Заключение	201
Литература	204

ПРЕДИСЛОВИЕ

Контакт металл-полупроводник (КМП), обладающий как омическим, так и выпрямляющим свойством, является основным многофункциональным физическим элементом полупроводниковой электроники. Без преувеличения можно сказать, что в настоящее время трудно найти современные электронные устройства, в которых не применялись бы КМП приборы или в качестве дискретных полупроводниковых приборов, или же составных элементов интегральных схем.

К простым полупроводниковым приборам, изготовленным на основе выпрямляющих КМП, т.е. диодов Шоттки (ДШ), относятся: выпрямительный, детекторный и смесительный диоды; стабилитрон; импульсный, переключающий, умножительный и параметрический диоды; элементы памяти; генераторный, лавинно-пролетные диоды; фотосопротивление; фотодиод; фотоемкость; фотокатод, стимулированный полем; датчики температуры и давления; счетчик ядерных частиц; холодный катод; солнечные элементы. Сложными полупроводниковыми приборами с выпрямляющим КМП являются: полевой транзистор с ДШ; поверхностно-барьерный транзистор; биполярный транзистор с шунтирующим диодом Шоттки; биполярный транзистор с коллектором с диодом Шоттки; МДП транзистор с истоком и стоком с ДШ; инжекционно-пролетный диод с БШ; транзистор с металлической базой и МП структурами; ПЗС с БШ; диод Ганна с БШ; усилитель бегущей волны с БШ; комбинированный прибор лампа-диод Шоттки; фототранзистор; полевой фототранзистор с БШ; электрооптический модулятор; тиристор; акустоэлектрические приборы с БШ; быстродействующие переключатели с БШ; датчик температуры на основе МП структуры и элемента Пельте.

Широкое применение КМП приборов в радиоэлектронике, информатике, вычислительной технике и

других областях современной электронной техники обусловлено их многочисленными преимуществами над р-п переходами: большим быстродействием, которое достигает 10^{11} - 10^{12} Гц; универсальностью и многофункциональностью; простотой технологии и ее совместимостью с технологией интегральных схем; малыми размерами действующей активной области; малой энергопотребляемостью; большим теплоотводом, дешевизной и т.д.

Основным недостатком КМП приборов является их большая чувствительность к воздействиям конструктивно-технологических и климатических факторов. Несмотря на то, что это ограничивает широкое применение КМП приборов, в тоже время это позволяет разработать наиболее оптимальные конструктивно-технологические способы для изготовления более высококачественных КМП приборов. Поскольку из-за существования серьезных разногласий между экспериментальными результатами реальных и теоретическими результатами идеализированных КМП, изготовление контактов с необходимыми электрофизическими параметрами связано с большими трудностями. Часто наблюдается отклонение вольтамперных, вольтемкостных, фотоэлектрических, термоэлектрических и других характеристик реальных ДШ от теоретических характеристик идеальных контактов.

В результате большого количества экспериментальных исследований электрофизических свойств КМП было твердо установлено, что образование потенциального барьера в реальных КМП происходит на основе физической модели Шоттки, базированной на разности работ выхода контактирующих металла и полупроводника. А токопрохождение в реальных выпрямляющих КМП хорошо описывается теорией термоэлектронной эмиссии. Принципиальное разногласие между результатами теоретических и экспериментальных исследований электрофизических свойств КМП возникает, в первую

очередь, потому, что физическая модель Шоттки и теория термоэлектронной эмиссии токопрохождения разработаны для идеального КМП, имеющего одинаковую высоту потенциального барьера вдоль неограниченной контактной поверхности, тогда как реальный КМП имеет разную локальную высоту потенциального барьера вдоль контактной поверхности, ограниченной свободными поверхностями контактирующих материалов.

Были сделаны многочисленные попытки интерпретировать разногласие между результатами теоретических и экспериментальных исследований электрофизических свойств КМП на основе физической модели неоднородного КМП, согласно которой реальный КМП представляется как совокупность параллельно соединенных электрически невзаимодействующих микроконтактов с различными электрофизическими параметрами. Однако, невозможность объяснения большинства разногласий между фундаментальными результатами теоретических и достоверными результатами экспериментальных исследований электрофизических свойств реальных КМП с помощью очевидной неоднородности вызывает сомнения.

В действительности, реальные КМП состоят из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера. В результате этого, в приконтактной области полупроводника наряду с основным электрическим полем контактной разности потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника, возникает и дополнительное электрическое поле (поле пятен) контактной разности потенциалов ($\sim \leq 1$ эВ) электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами барьера. В то же время, дополнительное электрическое поле (поле пятен) образуется в приконтактной области полупроводника реальных КМП с

ограниченной контактной площадью также и из-за возникновения контактной разности потенциалов между контактной поверхностью, имеющей высоту барьера порядка 1 эВ, и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника, имеющими работы выхода около 4-6 эВ. Следовательно, они участвуют как в формировании потенциального барьера, так и в процессе токопрохождения в реальных КМП. Такие особенности реальных КМП, имеющие ограниченные контактные площади и эмиссионные неоднородные границы раздела, практически не исследовались.

В предлагаемой книге рассмотрены электрофизические процессы в реальных КМП, в приконтактной полупроводниковой области которых возникает дополнительное электрическое поле контактной разности потенциалов (поле пятен) как между микроучастками с различными высотами потенциальных барьеров на контактной поверхности, так и между контактной поверхностью и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника. Разработаны энергетические модели реальных КМП и механизмы токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии. Представлены особенности определения электрофизических параметров периферийной области контактной поверхности и измерения действующих электрофизических параметров реальных КМП.

Автор выражает искреннюю благодарность проф. Ш.Г.Аскерову за полезные советы, а также членам Ученого Совета физического факультета Бакинского Государственного Университета за рекомендацию к печати данной книги.

Все пожелания по книге просим направлять по адресу: 370045, Баку, ул. З.Халилова 23, БГУ, Физический факультет.
E-mail: rasimaz@yahoo.com

ГЛАВА I

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

1.1. Развитие физической модели выпрямляющего контакта металл - полупроводник

Первые исследования выпрямляющего свойства контактов металл-полупроводник (КМП) обычно приписывают Брауну, обнаружившему еще более сто лет тому назад в 1874 г. зависимости полного сопротивления контакта железа и сульфида меди от полярности приложенного напряжения и особенности изготовления [131]. И хотя механизм выпрямления еще не был понятен, в ранних экспериментах по радиосвязи, в качестве детекторов широко использовались именно точечные контакты металлического острия с сульфидами металлов. В 1906 г. Пикард [201] получил патент на кремниевый точечно-контактный детектор, а в 1907 г. были сообщены о выпрямляющих свойствах КМП, полученных напылением металлов на различные полупроводники [202]. Быстрое развитие радиовещания в 20-х годов прошлого века во многом обязано детектору в виде контакта вольфрамового острия с кристаллом сульфида меди.

Первые шаги на пути понимания механизма выпрямления в КМП были сделаны в 1931 г. Шоттки, Строммером и Вайбелем [217]. Они показали, что при прохождении тока, падение потенциала сосредоточивается почти целиком на самом контакте, что указывало на существование некоего потенциального барьера. В 1938-39 гг. Шоттки [216] и независимо Б.И.Давыдов [34,144] показали, что потенциальный барьер создается неподвижным пространственным зарядом в полупроводнике, а не за счет возникновения между металлом и полупроводником промежуточного химического слоя [188]. Они исходили из

предположения, что в барьерной области полупроводника имеются заряженные примеси, распределенные с постоянной плотностью. В результате этого, напряженность электрического поля по мере приближения к металлу, в соответствии с уравнением Пуассона, увеличивается линейно, а потенциал – по квадратичному закону.

Большие успехи в понимании механизма выпрямления в КМП были достигнуты в годы второй мировой войны, когда начали широко использовать германиевые и кремниевые точечные КМП детекторы в СВЧ радиолокации. Наиболее важным вкладом была диодная теория Бете [129], согласно которой ток в контакте определяется в большей степени эмиссией электронов в металл, чем дрейфом и диффузией, как это предполагали Шоттки, Мотт и Давыдов.

После войны, исследование в области КМП было стимулировано активным развитием физики полупроводников, которое привело к изобретению точечного транзистора. Наверное, ни одно из открытий современной физики не повлияло столь непосредственно на жизнь людей, как транзистор [113]. Выпрямляющие КМП имеют ряд принципиальных преимуществ по сравнению с р-п переходами: высокое быстродействие; технологичность изготовления и простота управления параметрами; универсальность; малые размеры активной области, определяемые шириной области пространственного заряда; существование границы раздела двух сред с сильно различающимися параметрами и др. Однако широкое практическое применение выпрямляющих КМП ограничивалось следующими причинами: экспериментальные результаты реальных КМП трудно объяснялись идеализированными моделями, теоретически разработанными Шоттки, Бете и др.; технология изготовления выпрямляющих КМП была несовершенной и не обеспечивала хорошей воспроизводимости результатов; успехи в области р-п переходов позволили решать большинство практических

задач; выпрямляющие КМП было принято считать разновидностью р-п переходов.

В 60 годах двадцатого столетия научно-технический прогресс в области электронной техники открыл современную область электроники - микроэлектронику. При этом, с одной стороны была разработана уникальная фотолитографическая технология изготовления полупроводниковых приборов, с другой - возникла острая необходимость использования КМП в качестве активных и пассивных элементов микросхем.

Основополагающие теории и исторические обзоры экспериментальных исследований в области КМП изложены в монографиях [20, 26, 33, 45, 85, 92, 95, 97, 104-108, 156,] и обзорных статьях [4,15,55,87,91,94,199,206,207]. К настоящему времени, изучению свойств КМП, созданных на основе почти всех полупроводников и металлов, посвящено огромное количество как экспериментальных, как и теоретических работ. Интенсивное исследование электрофизических свойств КМП шло двумя путями.

Прежде всего, продолжалось развитие теории КМП, в которых реализовались объективно существующие факторы, играющие активную роль при формировании потенциального барьера. При этом было установлено, что физическая модель реального КМП является более сложной по сравнению с обычно принимавшейся моделью идеального КМП [20,97]. В реальных КМП следует учитывать тонкий диэлектрический слой и плотные локализованные поверхностные состояния между металлом и полупроводником, неоднородность электрофизических параметров вдоль границы раздела контактирующих материалов.

Проведенные широкие теоретические исследования КМП с тонким промежуточным диэлектрическим слоем и плотным поверхностным состоянием и экспериментальная проверка теоретических результатов позволили установить одну из возможных причин больших значений коэффициента неидеальности, заметного отклонения токов насыщения от

токов, рассчитанных по идеализированной теории и других особенностей реальных КМП [97, 105, 106]. Однако, экспериментальные исследования КМП без диэлектрического зазора (изготовленных на основе силицидов или же на сколотой поверхности полупроводника) показали, что аналогичные особенности коэффициента неидеальности, тока насыщения и других параметров реальных КМП остаются и в таких структурах [26,95,97].

При исследовании реальных КМП с неоднородными электрофизическими параметрами вдоль контактной поверхности, общий контакт представлялся как совокупность параллельно соединенных и электрически не взаимодействующих однородных микроконтактов [9,20,105]. Для проверки теоретических результатов с экспериментальными данными использовали усредненные электрофизические параметры по контактной поверхности реальных КМП. Такой подход, хотя в некоторых ситуациях является приемлемым, в целом, не в состоянии интерпретировать разновидности специфических особенностей реальных КМП. В действительности, микроконтакты реальных КМП находятся в электрическом контакте и электрически взаимодействуют друг с другом. Результаты теоретических и экспериментальных исследований электрофизических свойств реальных КМП, имеющих определенные геометрические размеры и состоящих из совокупности параллельно соединенных электрически взаимодействующих микроконтактов с различными высотами потенциального барьера, находились в удовлетворительном согласии. Это подробно изложено в данной книге.

Второй путь заключался в усовершенствовании технологии изготовления плоских КМП. Такое усовершенствование привело к созданию выпрямляющих КМП, характеристики которых близки к теоретическим, вычисленным на основе идеализированных физических

моделей. Исследование свойств подобных диодов подтвердила перспективность применения выпрямляющих КМП и их преимущества по сравнению с диодами на основе p-n перехода. Это направление было принято в качестве основного большинством исследователей.

Для объяснения проблемных вопросов КМП наиболее эффективной является физическая модель реальных КМП, имеющих ограниченные контактные поверхности и эмиссионно неоднородные границы раздела. Оказалось, что в реальных КМП из-за эмиссионной неоднородности границы раздела и ограниченности геометрических размеров контактной поверхности, в приконтактной активной области полупроводника возникает дополнительное электростатическое поле, напряженность которого вполне соизмерима с напряженностью электрического поля в активной области идеальных диодов Шоттки.

В данной главе сначала кратко рассматриваются основные физические модели идеальных КМП и далее подробно излагаются физические основы возникновения дополнительных электростатических полей в активной приконтактной области полупроводника неоднородного КМП. Наконец, детально рассматриваются энергетические структуры КМП с учетом наличия дополнительных электрических полей, обусловленных эмиссионной неоднородностью границы раздела и ограниченностью контактной площади.

1.2. Образование потенциального барьера в однородном контакте металл - полупроводник с неограниченной площадью

КМП, не имеющий препятствия, т.е. потенциального барьера к переносу свободных носителей заряда через границу раздела, обладает омическим свойством. Однако наличие потенциального барьера в контактной области КМП придает им выпрямляющее свойство.

Механизмы образования потенциального барьера в контактной области идеального КМП детально изучались в [34,131,216,217]. При этом в качестве идеального КМП рассматривался эмиссионно однородный КМП структур с неограниченной контактной поверхностью. Естественно, это не отражает физическую картину реальных КМП, но, в первом приближении, дает полное представление об основных физических процессах, происходящих в выпрямляющих контактах. Для объяснения образования потенциального барьера в идеальных КМП впервые, независимо друг от друга Шоттки [216] и Давыдов [34,144] предложили достаточно обоснованный механизм, согласно которому потенциальный барьер обусловлен возникновением контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником. Характер образования потенциального барьера КМП определяется соотношением работ выхода контактирующих материалов и типом проводимости полупроводника.

1.2.1. Энергетические модели идеальных выпрямляющего и омического КМП. Если металл с работой выхода Φ_M и полупроводник n-типа с работой выхода $\Phi_{П}$ (электронным сродством χ), где $\Phi_M > \Phi_{П}$, находятся на определенном расстоянии δ друг от друга в вакууме и обладают идеально монокристаллическими структурами (рис.1.1а), то их энергетические диаграммы имеют виды, представленные на рис.1.1б. При соединении их электрическим проводом (рис.1.1в), сразу же начинается перераспределение свободных электрических зарядов. После этого устанавливается термодинамическая равновесия, уровни Ферми металла F_M и полупроводника $F_{П}$ выравниваются (рис.1.1г) и между ними образуются электростатическое поле E_K и контактная разность потенциалов U_K , где

$$qU_K = \Phi_M - \Phi_{П} \quad (1.1)$$

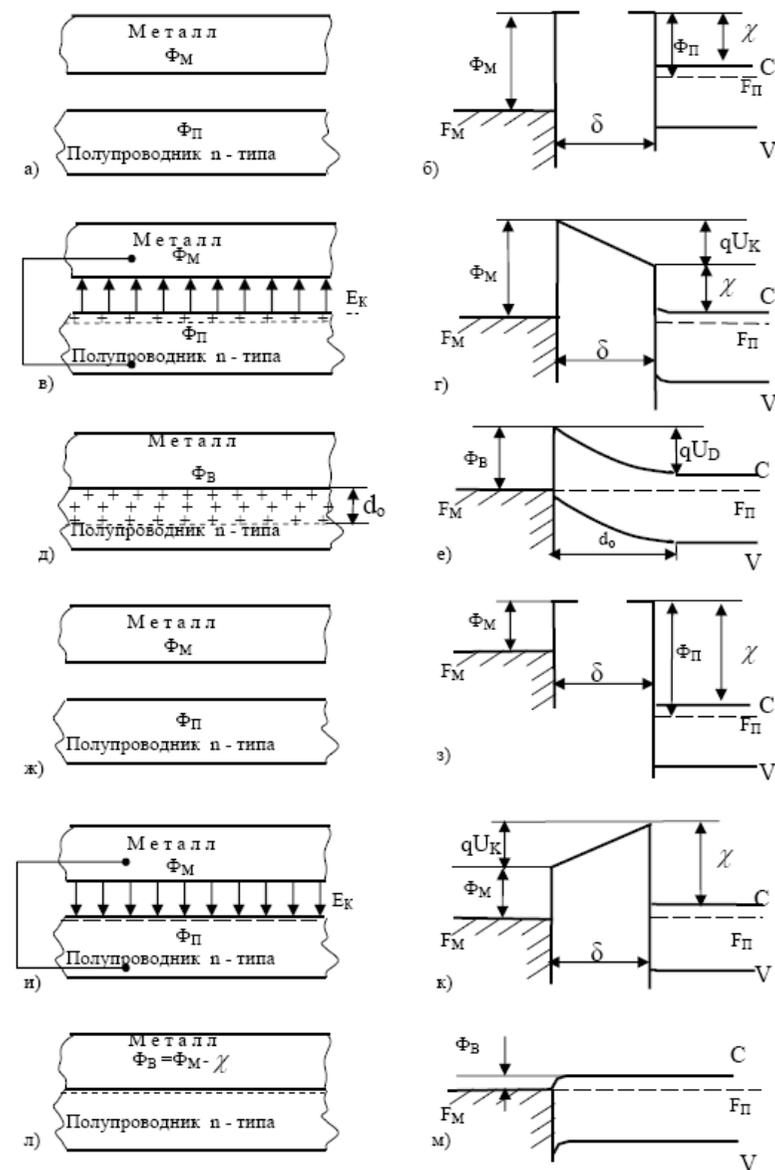


Рис.1.1. Энергетические диаграммы идеальных выпрямляющего и омического контактов металла с полупроводником n-типа.

Естественно, напряженность E_K электрического поля в промежуточном вакуумном пространстве, созданная избыточными электрическими зарядами на поверхностях металла и полупроводника определяется выражением:

$$E_K = \frac{U_K}{\delta} = \frac{(\Phi_M - \Phi_{II})}{q\delta} \quad (1.2)$$

Если поверхностная плотность избыточных зарядов на поверхностях будет $|\sigma|$ то $E_K = \sigma/\epsilon_0$ и число избыточных электронов N на единице площади поверхности определяется выражением

$$N = \frac{\sigma}{q} = \frac{\epsilon_0 E_K}{q} = \frac{\epsilon_0 (\Phi_M - \Phi_{II})}{q^2 \delta} \quad (1.3)$$

При расстоянии $\delta = 1$ см между металлом и полупроводником и разности работ выхода $\Phi_M - \Phi_{II} = 1$ эВ, значение N составляет $N = 5,5 \cdot 10^5$ см⁻². Для создания такого значения заряда на поверхности полупроводника с концентрацией доноров $N_D = 10^{14}$ см⁻³, из приповерхностного слоя толщиной $d = N/N_D = 0,5 \cdot 10^{-9}$ см должны уйти все электроны. Значит при слабых электростатических полях, между металлом и полупроводником всего несколько атомных слоев в приповерхности полупроводника освобождаются от свободных электронов.

Если между металлом и полупроводником расстояние δ имеет значение $\sim 10^{-7}$ см, то число электронов становится равным $N = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻² и глубина обедненной области полупроводника - $d = 5 \cdot 10^{-2}$ см. Это означает что, приповерхностный слой с достаточной глубиной освобождается от свободных электронов. Следует отметить что из-за большой концентрации электронов в металле ($\sim 10^{22}$ см⁻³) выше указанные поверхностные заряды составляют лишь некоторую часть от

поверхностных зарядов металла, т.е. обмен зарядов происходит лишь на поверхностном слое металла, а в глубине металла перераспределение зарядов не происходит.

При тесном контакте металла и полупроводника, приповерхностный слой полупроводника обедняется электронами и образуется обедненный слой на глубине d_0 (рис.1.1д), энергетическая диаграмма при этом имеет вид как на рис.1.1е.

Обедненный слой полупроводника определяется с помощью уравнения Пуассона, при решении которого энергетические положения валентной зоны и зоны проводимости полупроводника применяются в качестве граничных условий. Если, $Q \approx qN_D$ для $x < d_0$ и $Q \approx 0$ и $dU/dx \approx 0$ для $x > d_0$, то ширина обедненного слоя полупроводника d_0 аналогично одностороннему резкому p-n переходу определяется формулой:

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} \left(U_D - \frac{kT}{q} \right)} \quad (1.4)$$

Здесь U_D – диффузионный потенциал, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, q – заряд электрона, ϵ_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Зависимости напряженности электрического поля $E(x)$ и потенциала $U(x)$ от расстояния x от поверхности металла в обедненном слое определяются выражениями:

$$|E(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (d_0 - x) = E_m - \frac{qN_D}{\epsilon_s} x \quad (1.5)$$

$$U(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left(d_0 x - \frac{1}{2} x^2 \right) - \Phi_B \quad (1.6)$$

Максимальное значение напряженности электрического поля E_m , которое имеет место при $x=0$, определяется следующей формулой:

$$E_m = \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon_s} \left(U_D - \frac{kT}{q} \right)} = 2 \frac{\left(U_D - \frac{kT}{q} \right)}{d_o} \quad (1.7)$$

Значение объемного заряда Q_s на единицу площади полупроводника и емкость C на единицу площади обедненного слоя определяются формулами

$$Q_s = qN_D d_o = \sqrt{2q\varepsilon_s N_D \left(U_D - \frac{kT}{q} \right)} \quad (1.8)$$

$$C \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial U} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2 \left(U_D - \frac{kT}{q} \right)}} = \frac{\varepsilon_s}{d_o} \quad (1.9)$$

или

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2 \left(U_D - \frac{kT}{q} \right)}{q\varepsilon_s N_D} \quad (1.10)$$

В случае, когда работа выхода полупроводника Φ_{II} больше работы выхода металла Φ_M (рис.1.1ж,з), тогда при соединении проводом металла и полупроводника n-типа, электроны переходят из металла в полупроводник (рис.1.1и). В результате чего, после установления термодинамического равновесия, между ними образуется электростатическое поле E_K , направленное к поверхности полупроводника, и возникает контактная разность потенциалов U_K , как это показано на энергетической диаграмме (рис.1.1к). Электрическое поле между металлом и полупроводником создается недостающими

электронами на поверхности металла и избыточными электронами на поверхности полупроводника.

При уменьшении толщины δ вакуумного заряда, естественно, поверхностная плотность избыточных зарядов на поверхностях увеличивается, а также и увеличивается напряженность электрического поля в вакуумном зазоре. При уменьшении толщины зазора до порядка межатомных расстояний, т.е. при непосредственном контакте металла и полупроводника, поверхностный атомный слой металла и полупроводника образует единую квантомеханическую систему (рис.1.1л) и на границе раздела для свободных электронов потенциальный барьер практически не образуется (рис.1.1м).

Таким образом контакт металла с полупроводником n-типа имеет потенциальный барьер, т.е. обладает выпрямляющими свойствами, если $\Phi_M > \Phi_{II}$, и – омическими, если $\Phi_M \leq \Phi_{II}$.

В случае, когда металл контактируется с полупроводником p-типа, КМП имеет выпрямляющие свойства, если $\Phi_M < \Phi_{II}$, и – омические, если $\Phi_M \geq \Phi_{II}$.

Следует отметить, что если контакт металла с полупроводником n-типа и p-типа имеет соответствующие высоты барьера $\Phi_{Вn}$ и $\Phi_{Вp}$, тогда их сумма становится равной ширине запрещенной зоны этого полупроводника Φ_D .

1.2.2. Действующая высота потенциального барьера идеального выпрямляющего КМП. Согласно модели Шоттки высота потенциального барьера идеального контакта металла с полупроводником как n, так p-типа, определяется разностью работ выхода контактирующих материалов. Однако действующая высота барьера КМП оказывается несколько заниженной.

Для определенности рассмотрим контакт между металлом с работой выхода Φ_M и полупроводником n-типа с работой выхода Φ_{II} (рис.1.2а), энергетические диаграммы которых с вакуумным зазором δ представлены на рис.1.2б.

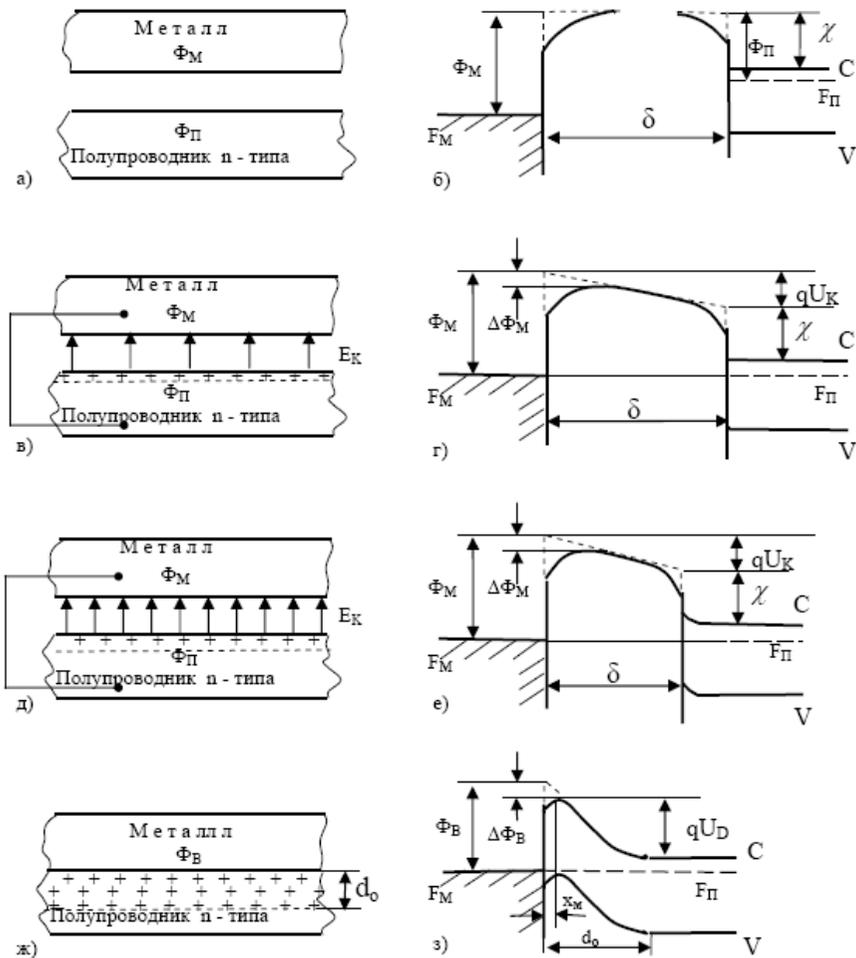


Рис.1.2. Энергетические диаграммы идеального выпрямляющего контакта металла с полупроводником n-типа при учете влияния силы зеркального изображения.

Работа выхода определяется минимальной энергией, необходимой для перехода электрона с уровня Ферми в вакуум. Когда электрон находится на определенном расстоянии от поверхности тела, на обратной стороне этой поверхности симметрично индуцируется положительный заряд. Со стороны этого индуцированного заряда на электрон действует сила притяжения, которая называется силой зеркального изображения.

Если электрон с зарядом q находится на расстоянии x от поверхности, тогда сила зеркального изображения F_x описывается выражением

$$F_x = \frac{-q^2}{4\pi(2x)^2 \epsilon_0} = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} \quad (1.11)$$

Если уровень вакуума принять за нулевую энергию, тогда потенциальная энергия электрона, равная работе по переходу электрона из бесконечности в точку x , выражается формулой

$$P = \int_{\infty}^x F_x dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (1.12)$$

Зависимости потенциальной энергии электрона от расстояния x как для металла, так и для полупроводника представлены на рис.1.2б.

При соединении электрическим проводом металла с полупроводником (рис.1.2в), начинает происходить перераспределение электронов. При установлении термодинамического равновесия, их уровни Ферми выравниваются (рис.1.2г) и между ними возникнет контактная разность потенциалов U_K , а в вакуумном зазоре появится электрическое поле с напряженностью E_K . Тогда общая потенциальная энергия в зависимости от расстояния x от поверхности металла определяется формулой:

$$P = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + qE_K x \quad (1.13)$$

Зависимость $P(x)$ имеет экстремум, т.е. максимум на расстоянии x_m :

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E_K}} \quad (1.14)$$

Тогда уменьшение работы выхода металла $\Delta\Phi_M$, как результат действия силы зеркального изображения и контактного электрического поля, в точке x_m определяется формулой:

$$\Delta\Phi_M = W(x_m) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E_K}}} + qE_K \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E_K}} = \sqrt{\frac{q^3 E_K}{4\pi\epsilon_0 E_m}} = 2qE_K x_m \quad (1.15)$$

Отсюда, действующая работа выхода металла Φ_{MD} будет меньше на величину $\Delta\Phi_M$ работы выхода Φ_M , т.е.

$$\Phi_{MD} = \Phi_M - \sqrt{\frac{q^3 E_K}{4\pi\epsilon_0}} \quad (1.16)$$

При уменьшении толщины вакуумного зазора δ , величина напряженности поля E_K , следовательно и значение $\Delta\Phi_M$ (рис.1.2д,е) увеличится. В тоже время электрическое поле контактной разности потенциалов проникнет в приповерхностный слой полупроводника на определенную глубину. При тесном контакте металла с полупроводником электростатическое поле полностью находится в объединенном приповерхностном слое полупроводника на глубине d_o (рис.1.2ж) и энергетическая диаграмма КМП имеет вид как на рис.1.2з, а действующая высота барьера становится на величину $\Delta\Phi_B$ меньше чем высоты барьера Φ_B ,

определенная разностью работ выхода контактирующих материалов. Максимум высоты барьера находится на расстоянии x_m от границы раздела и определяется формулой

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_s E_{KM}}} \quad (1.16)$$

Здесь E_{KM} – максимальное значение напряженности электрического поля в обедненном слое, ϵ_s - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

1.3. Образование потенциального барьера в неоднородном контакте металл – полупроводник

В настоящее время результаты огромного количества научно- исследовательских и опытно-испытательных работ достаточно убедительно подтвердили, что физическая картина реального КМП гораздо сложнее, чем эта представлялось при теоретических исследованиях и при интерпретации экспериментальных результатов реальных контактов с различными конструктивно-технологическими параметрами.

Конфигурация реального КМП определяется требованиями к режиму работы контакта в приборе или устройстве и способом подсоединения токопроводящих проводников. При изготовлении КМП с любой конфигурацией и с любыми контактирующими материалами используются следующие основные процессы: обработка полупроводника; обработка поверхности полупроводника; нанесение металла и обработка изготовленного контакта. При этом реальные КМП имеют эмиссионную неоднородную границу раздела и ограниченную контактную площадь. Образование потенциального барьера в таких реальных КМП определяется их специфическими особенностями, обусловленными эмиссионной неоднородностью границы раздела и ограниченности контактной площади.

1.3.1. Физические основы эмиссионной неоднородности реального контакта металл - полупроводник.

Для изготовления выпрямляющего КМП используются в основном монокристаллические полупроводники и эпитаксиальные пленки. Реальные монокристаллы и эпитаксиальные пленки имеют неравномерное распределение примесей, возникающее в процессе роста кристалла или пленки [1,54,58,99,122]. Неравномерное распределение примесей приводит к появлению механического напряжения и может привести к возникновению дислокаций, дефектов упаковки, трещин. Макро и микро дефекты в монокристаллах образуются также при росте кристалла из-за разности температур. Кроме того, в монокристалле существует определенное число дефектов по Френкелю и Шоттки, а также включения различных инородных атомов и молекул. Эпитаксиальные пленки имеют характерные структурные дефекты упаковки и дислокации [40,89,90]. Установлено, что большая часть дефектов упаковки зарождается на поверхности подложки из-за наличия примесей металлов, органических загрязнений, механических повреждений поверхности, скопления дислокаций.

Таким образом, монокристаллы и эпитаксиальные слои полупроводников, применяемые для изготовления выпрямляющих КМП, содержат области с повышенной концентрацией дефектов и неравномерным распределением примесей. Однако, при создании КМП получают заданное распределение примесей и уменьшают дефектности в приповерхностном слое полупроводника. При этом применяются следующие методы: диффузия, испарение примесей, ионная имплантация, электрохимическая имплантация, легирование методом ядерных реакций, введение одновременно с легирующей структурно-компенсирующей примеси, геттерирование [58,107].

При изготовлении выпрямляющих КМП, перед нанесением металла проводится обработка поверхности

полупроводника для устранения различных дефектов, удаления чужеродных примесей, получения минимального микрорельефа, приводящего к непланарности границы раздела металл-полупроводник. Применяются следующие способы обработки: химическое и электрохимическое травление полупроводников и их окислов; термическая очистка без и с электронно-лучевым, лазерным стимулированием; легирование поверхности металлами.

Химическое и электрохимическое травление полупроводников, происходящее на границе твердой и жидкой сред, рассматривается как гетерогенная реакция. Для равномерного травления необходимо, чтобы происходил процесс растворения полупроводника с катодным контролем. После травления и выдержки на воздухе в течение 2-3 ч на поверхности полупроводника обнаружены адсорбированные атомы металла (Na, K, Sn, Fe, Ni) и неметалла (S, N, C, O) в количествах 10^{12} - 10^{15} см⁻² и тонкие слои различных окислов [36,54,98]. Существует еще одна особенность в свойствах поверхности полупроводника после травления – гетерогенность химического состава адсорбированного слоя, их толщины и электронных свойств поверхности полупроводника. Гетерогенность состава поверхности Si изучена при получении изображения поверхности Si после обработки в растворе, содержащем Gd, в орбитальных электронах Si, Si в SiO_x, O, C, N, Gd [25]. Показано, что есть участки поверхности, покрытые C, на которых не обнаружен SiO₂.

При химическом травлении в газовой среде между газом и полупроводником образуются летучие соединения, удаляемые с поверхности потоком пропускаемого через систему газа. Травление осуществляется при высокой температуре (например, для Si при 800-1300 °C), при которой возможно перераспределение легирующих примесей и точечных дефектов.

При электрохимическом травлении происходит анодное окисление полупроводника с последующим растворением

окисла под действием протекающего через электролит тока. Образующийся на поверхности полупроводника после электрохимического травления слой окисла имеет сложный состав, особенно для полупроводников типа $A_{III}B_V$ [23].

При ионно-плазменном травлении полупроводника используются физико-химические процессы, происходящие при взаимодействии ионного пучка и активированных частиц плазмы с поверхностью полупроводника. По физико-химическим механизмам выделяют следующие виды травления: ионное, ионно-химическое, плазмохимическое. При ионном травлении происходит травление ионами полупроводника, служащего катодом, в тлеющем разряде в вакууме. В первую очередь вытравливаются участки с нарушенными или ослабленными связями в местах дефектов. После травления проводят термообработку в сверхвысоком вакууме для устранения радиационных дефектов. При ионно-лучевом травлении полупроводник облучают пучком ионов инертных газов под различными углами к его поверхности со строго дозируемой энергией. При энергиях 10-100 кэВ происходит распыление полупроводника. Осуществляется отжиг возникающих радиационных дефектов. При ионно-химическом травлении, реактивном ионно-плазменном травлении происходят бомбардировка полупроводника в плазме ионами в присутствии активных газов, образующих слой соединений на поверхности, и распыление этого слоя. При ионно-плазменном травлении приповерхностный слой полупроводника может амортизироваться, содержать адсорбированные атомы и ионы различных металлов и неметаллов в количествах до 10^{15} на 1 см^2 [27]. В приповерхностном слое полупроводника происходит образование дефектов упаковки, концентрация которых зависит от состава плазмы и режима травления.

При обработке поверхности полупроводников в вакууме, в инертной атмосфере с помощью термического, электронного, лазерного отжигов происходят испарение физически, химически адсорбированных газов с поверхности, газов и

легирующих примесей из приповерхностного слоя, а также фазовые превращения в твердой фазе и термохимические реакции [5,39].

Из вышеизложенного следует, что электрофизические параметры реальных поверхностей полупроводников после обработки существующими различными способами полупроводников и их поверхностей, становятся неоднородными вдоль поверхности. О такой неоднородности свидетельствует рис.1.4, на котором приведено распределение контактной разности потенциалов, измеренной с применением точечного вибрирующего электрода, по поверхности Si, травленного в смеси HF: HNO_3 , а затем в HF (площадь W зонда 10 мкм^2) [107]. На рисунке показана зависимость числа участков поверхности Si площадью 10 мкм^2 с отличающимся в пределах 10 мВ от средней контактной разности потенциалов для данного интервала. Кривые 1 и 2 соответствуют поверхности Si после обработки в HF: HNO_3 (1:5) и в 48 %-ной фтористоводородной кислоте (промывка в метиловом спирте, сушка на воздухе), а кривая 3 - после поверхностного легирования.

При изготовлении реальных КМП к свойствам пленок металлов предъявляется ряд физико-технологических требований. Эти требования определяются заданными параметрами КМП и они делятся на две группы: требования на физико-химические свойства металлов (работа выхода, энергия образования соединений с полупроводником, растворимость в полупроводнике) и требования к физическим параметрам пленки металла (микроструктура, структурно-примесные дефекты, толщина, адгезия, внутренние механические напряжения). Выполнение требований первой и второй группы зависит от конструкционной структуры создаваемого КМП.

Для выполнения физико-технологических требований к свойствам пленок металлов в КМП используются методы нанесения пленок, которые по механизму процесса их получения делятся на две основные группы: испарение (или

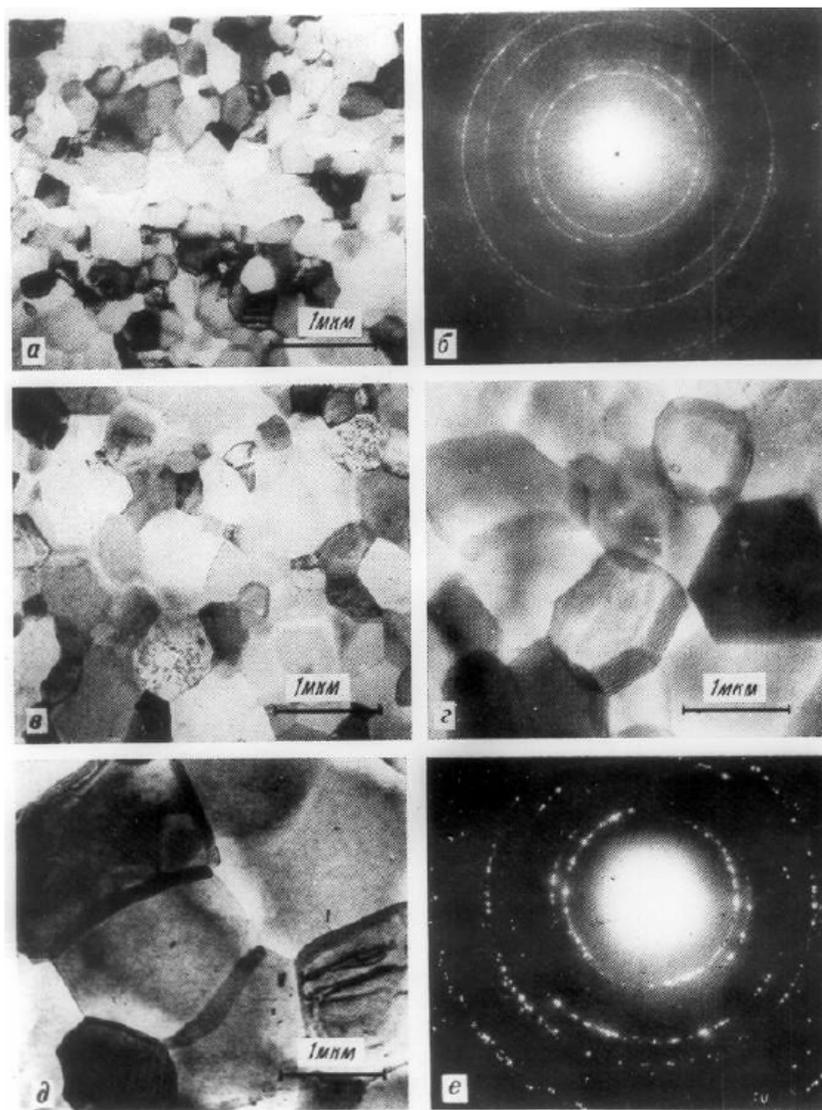


Рис.1.3. Зернистые структуры тонких пленок алюминия, кристаллизованных на поверхности кремниевой подложки с различными температурами (К): а,б) - 295, в) - 373 г) - 473, д,е) - 573.

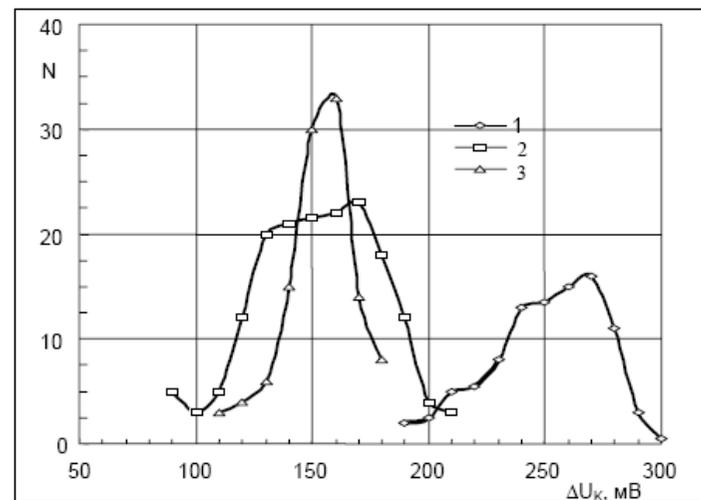


Рис.1.4. Диаграмма числа (N) микроучастков поверхности кремния с площадью 10 мкм², отличающихся от средней контактной разности потенциалов на величину ΔU_к в мВ.

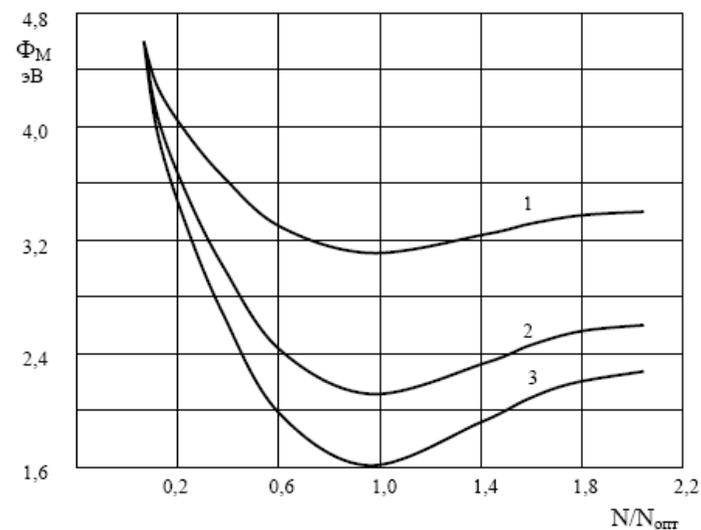


Рис.1.5. Зависимости работы выхода W от степени мономолекулярного покрытия Th(1), Ba (2) и Cs (3).

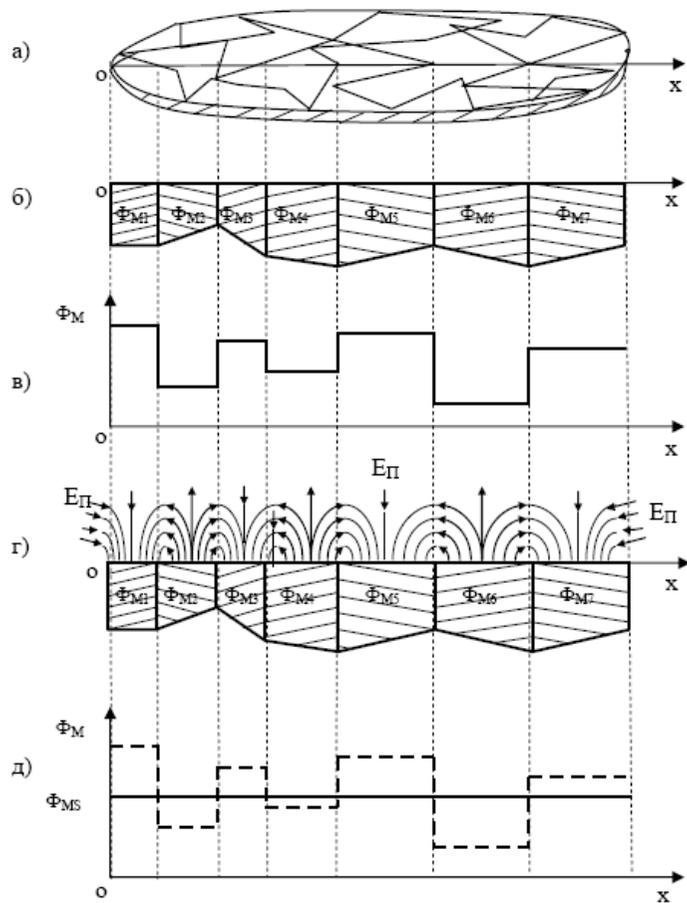


Рис.1.6. Схематическое изображение неоднородной поверхности (а), состоящей из различных граней микросталлитов (б) с различными локальными работами выхода (в) вдоль оси x , на поверхности которых образуется электрическое поле пятен E_{Π} (г), под действием которого общая работа выхода вдоль поверхности имеет одинаковое значение Φ_{MS} (д).

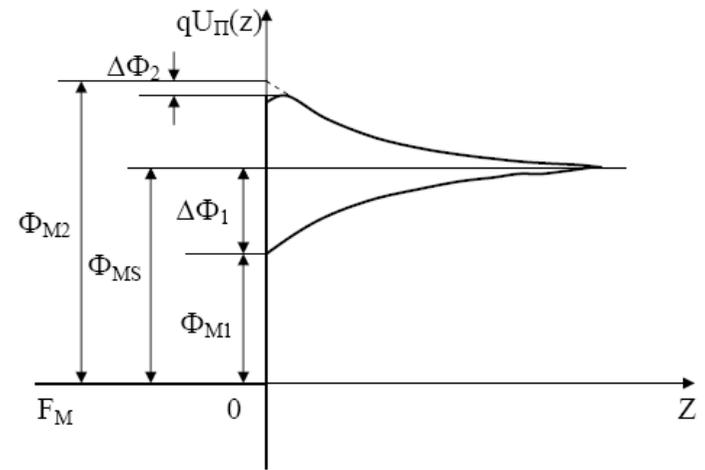


Рис.1.7. Схематическое изображение изменения работы выхода на величины $\Delta\Phi_{M1}$ и $\Delta\Phi_{M2}$ над поверхностями двух одинаковых взаимодействующих участков с локальными работами выхода Φ_{M1} и Φ_{M2} вдоль расстояния Z от поверхности металла в вакуум.

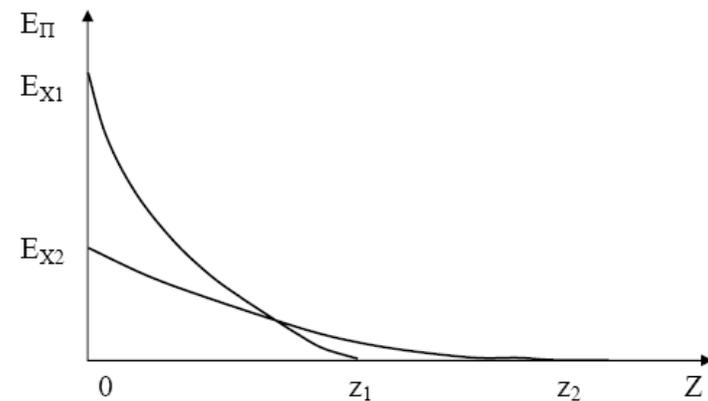


Рис.1.8. Схематическое изображение изменения напряженности E_{Π} поля пятен в зависимости расстояния z от поверхности металла в вакуум для участков с одинаковой разностью потенциалов и линейными размерами x_1 и x_2 , где $x_1 < x_2$.

распыление) – конденсация и химическое (из газовой, жидкой фаз) осаждение [58, 95,106, 120]. Для первой группы методы отличаются способом получения потока частиц металла, условиями переноса их к полупроводнику и конденсации. Так, при термическом испарении (испарение металла из нагретого тигля) создается поток частиц металла с энергией 0,01-1 эВ без ионизации в вакууме. Паток частиц металла загрязняется материалом тигля из-за нагрева металла вместе с тиглем. При термическом испарении частиц металла в результате его нагрева лазерным или электронным лучом эмиттируются как атомы, так и ионы металла. Степень ионизации потока частиц металла зависит от удельной мощности луча. При катодном распылении мишени из металла в разряде и ионно-лучевом распылении в вакууме диапазон значений энергий частиц металла составляет 0,1-10 эВ, а степень ионизации потока частиц металла незначительна. При осаждении из ионного пучка металла в вакууме диапазон значений энергий ионов составляет 50-1000 эВ. Поток частично ионизованного пара металла переносится к полупроводнику при термо-ионном осаждении металла. Диапазон значений энергий ионов металла составляет 10-1000 эВ, а частиц 0,01-1 эВ [43,120,121]. Следовательно, при конденсации металла может происходить бомбардировка растущей пленки ускоренными частицами паров металла, газа в рабочей камере.

Для второй группы методов нанесения пленок металла на полупроводник при химическом осаждении из газовой фазы происходит термическое разложение адсорбируемых соединений металлов на поверхности полупроводника. При химическом нанесении металлов из растворов (расплавов) без и с приложением напряжения осуществляется осаждения металлов. Перечисленные выше физические параметры пленок металлов управляются технологическими процессами как при конденсации, так и при химическом осаждении металла [116,120]. В то же время метод получения необходимых свойств

пленки металла в КМП определяет также стабильность этих свойств и степень равновесности микроструктуры пленки.

Независимо от способа получения пленок металла для них характерны следующие дефекты: чужеродные атомы и молекулы, дислокации, вакансии в зерне, границы зерен, холмики, усы на поверхности, поры и др. Плотность дислокаций в напыленных пленках металлов может достигать 10^{10} - 10^{11} см⁻³ [59,95].

От особенности зернистой структуры пленки металла зависит протекание ряда физико-химических процессов на границе металл-полупроводник: диффузия полупроводника в металл; структурная перестройка пленок при введении неравновесной концентрации примесей, дефектов; электроперенос; твердофазные химические реакции; дефектообразование; окисление; процессы при прохождении тока; деградационные процессы в металле, на границе раздела и в полупроводнике при воздействии радиации и др. В КМП при хранении и эксплуатации может происходить диффузия металла, примесей металла в полупроводник, а также материала полупроводника и примесей в нем в металл. Диффузия вещества сопровождается дефектообразованием и возможно изменение положения границы раздела металл-полупроводник.

После изготовления КМП для улучшения качеств, а также для управляемого изменения электрофизических свойств и получения заданных параметров КМП проводят термическую, лазерную, электронно (ионно) – лучевую и радиационную обработку контактов [59,95,97,120]. При этом стимулируются образование крупнозернистой структуры металла, взаимная диффузия металла и полупроводника для образования слоев твердых растворов и твердофазные реакции между металлом и полупроводником.

Изменение зернистой структуры пленок Al на поверхности Si в зависимости от температуры подложки представлено на рис.1.3 [111]. Из рисунка видно, что с ростом температуры размеры зерен сильно увеличиваются. В тоже

время, при этом образуются твердые растворы Si в Al и Al в Si при температурах ниже температуры эвтектики системы Al-Si и происходит осаждение на поверхности Si участков поли- или монокристаллического Si в результате распада пересыщенного твердого раствора Si в Al при охлаждении контактов [47,95]. На поверхности Si образуются осажденные эпитаксиальные слои Si под зёрнами Al и поликристаллические Si на межзеренных границах.

Образование химического соединения металла с полупроводником осуществляется во время нанесения пленки металла на нагретый полупроводник или при ионно-лучевом осаждении пленки металла, а также при термическом, лазерном, электронном отжиге и при ионном облучении КМП [29,95,111, 230]. Осуществляются следующие стадии протекания твердофазной реакции между полупроводником и металлом: образование зародышей растущего слоя; химическая реакция на границе металл-полупроводник; перенос атомов металла и полупроводника в зону реакции. Скорость образования химического соединения лимитируется самой медленной стадией процесса.

Когда процесс зародышеобразования является ограничивающей стадией, химическое соединение образуется скачком и растет в виде включений в пленке металла, перпендикулярных к поверхности полупроводника через всю толщину пленки металла, а затем начинается его разрастание от центра зарождения вдоль границы металл-полупроводник. Это могут быть игольчатые преципитаты химического соединения по границам зёрен металла. Такие стадии роста наблюдаются для ряда силицидов металлов при термоотжиге контактов металл-кремний: NiSi₂, HfSi₂, PdSi, IrSi, Rh₄Si₃, TbSi_{2-n}, ErSi_{2-n}.

Когда рост химических соединений ограничен стадией реакции на границе металл-полупроводник, то особенностью процесса является линейное увеличение толщины соединения со временем отжига, как это случается при росте CrSi₂. Если рост химических соединений ограничен диффузионным

переносом атомов металла и полупроводника через образующийся слой в зону реакции (например, для Pt₂Si, Pd₂Si), то толщина слоя соединения увеличивается со временем по параболическому закону.

Из выше изложенного следует, что существует три типа КМП, в процессе изготовления которых: не стимулируется твердофазное взаимодействие между металлом и полупроводником; металл образует с полупроводником твердые растворы; металл образует химические соединения с полупроводником. Для первого типа КМП характерна структура металл-полупроводник, а для второго и третьего КМП – эта же структура, но вместо пленки металла образуется соответственно пленка твердого раствора полупроводника в металле или их химическое соединение. Эти КМП практически всегда имеют неоднородные границы раздела вдоль контактной поверхности.

Для первого типа КМП неоднородность границы раздела контактной поверхности обусловлена: 1) отличающейся кристаллографической ориентацией зёрен в поликристаллической пленке металла; 2) рельефом поверхности полупроводника, образованным при травлении; 3) в результате локального образования твердых растворов или химических соединений металла с полупроводником; 4) наличием чужеродных атомов и молекул. Неоднородность контактной поверхности второго и третьего типов КМП определяется: 1) отличающейся кристаллографической ориентацией зёрен в поликристаллической пленке металла, твердого раствора и (или) химического соединения; 2) рельефом поверхности; 3) сегрегацией полупроводника на границах зёрен твердого раствора полупроводника в металле и (или) химических соединений; 4) наличием участков, содержащих химические соединения и (или) твердые растворы полупроводника в металле, отличающиеся по составу.

В работах [3,126,140,177,183,185] исследовался процесс формирования потенциального барьера КМП, изготовленных на основе Si, GaAs и др. полупроводников. При постепенном

нанесении ряда металлов Al, Ca, In, Ag в сверхвысоком вакууме на чистую поверхность кремния установлено, что потенциальный барьер КМП формируется при нанесении металлических покрытий толщиной до 1-4 атомных монослоев, а дальнейшее увеличение количества атомных монослоев не оказывает влияние на значение высоты потенциального барьера [182,183,185]. Такой же результат получен и для других полупроводников [3,140,177]. Немалый интерес представляет результаты исследования управления высоты барьера Au-CdS КМП за счет осаждения монослоя атомов Al на границу раздела [133]. КМП, изготовленный нанесением пленки Au с толщиной 15 нм на поверхность (10 $\bar{1}$ 0) CdS, имел высоту барьера равную 0,81 эВ. При нанесении сверхтонкого промежуточного монослоя алюминия с толщиной 0,03; 0,06 и 0,2 нм на границу раздела высота барьера КМП стали равной соответственно 0,53; 0,46 и ~0 эВ. В тоже время, тангенс угла наклона обратной ветви ВАХ плавно увеличился и контакт стал омическим.

Таким образом, в действительности границы раздела реальных КМП, не зависимо от способа изготовления и природы контактирующих материалов, образуются из непосредственного контакта монокристаллического полупроводника с неоднородной поверхностью металлического электрода, эмиссионные параметры которой существенно отличаются от соответствующих параметров однородной поверхности металла.

1.3.2. Работа выхода неоднородной поверхности металлического электрода. Основным эмиссионным параметром поверхности любого эмиттера является работа выхода. Вопрос о природе работы выхода изучался многими исследователями. В эмиссионных процессах определяющую роль играет состояние поверхности, которое определяется химической природой поверхностных атомов, законами их движения и взаимного расположения и электронным состоянием таких атомов. При этом структурно-геометрические

факторы ответственны за электростатический двойной слой на поверхности, а характеристики межатомного электронного взаимодействия – за обменный и корреляционный вклады в величину поверхностного потенциального барьера.

Теоретические и экспериментальные данные о величинах работ выхода, полученных разными методами, для простых веществ многих химических элементов (поликристаллических и монокристаллических), химических соединений (поликристаллических и монокристаллических) и твердых растворов (поликристаллических и монокристаллических) собраны в работах [105,115,123]. Значения работ выхода как всех простых веществ, так и всех химических соединений и твердых растворов находятся в основном в интервале 2-6 эВ. В то же время твердо установлено, что грани монокристаллов, имеющие различные кристаллографические ориентации (hkl), обладают разными значениями работы выхода. Для данного вещества работа выхода грани тем больше, чем плотнее расположены атомы на этой грани монокристалла. Разница в работе выхода в зависимости от кристаллографических ориентацией достигает около 1 эВ. В таблице 1.1 приводятся значения работ выхода для некоторых граней ряда монокристаллов [115]. Видно, что величина работы выхода является константой, характеризующей не только вещество, но и структуры его поверхности. Поэтому целесообразно говорить не о работе выхода вещества или тела, а о работе выхода определенной поверхности тела.

Следует отметить, что не только работы выхода разных граней монокристалла данного вещества, но и многие другие их свойства различны [42]. Так, например, различны теплота испарения атомов и ионов; адсорбционные и десорбционные способности; интенсивности миграции чужеродных атомов на поверхности граней; скорости химических реакций и т.д.

Для поликристаллических веществ работа выхода будет некоторой средней из локальных значений этой величины для разных граней, образующих поверхность. При этом усреднение

Таблица 1.1.
Работа выхода различных граней монокристаллов

Моно-кристалль	Работа выхода, эВ						
	(100)	(110)	(111)	(112)	(113)	(211)	(311)
Si Термо-электронный метод	4,3±0,05	3,76±0,05 4,12±0,05 4,14±0,05	4,04±0,05 5 4,07±0,05 5 4,1 4,2	3,86±0,05 5 3,92±0,05 5 4,1±0,05			
Al Фотоэлектронный метод	3,38±0,07 4,20±0,03 4,41±0,03	3,80 4,06±0,03 4,28±0,02	3,11±0,10 0 4,24±0,02 2 4,26±0,03		4,54±0,04		
Ni Термо-электронный метод	4,89±0,03 5,1 5,53±0,05	4,64±0,03	5,22±0,03 3				
Cu Метод КРП	4,07 4,43 4,458 4,75±0,01	4,400 4,7±0,01 4,92±0,02	4,632 4,9 5,25±0,1 5,54±0,02			4,438	4,418
W Термо-электронный метод	4,15±0,02 4,45±0,05 4,55±0,05 4,80±0,05	4,63±0,05 4,83±0,01 5,03±0,02 5,75±0,02	4,07±0,02 2 4,37±0,07 7 4,60±0,05 25,23±0,05	4,5±0,05 4,7±0,01 4,98±0,02 2 5,24±0,05	4,55±0,05 5 5,00±0,02	4,77	4,18

работы выхода, измеренной разными методами, различно, и поэтому даже для эмиттеров из данного материала усредненные значения, получаемые в разных опытах, могут быть неодинаковыми.

Исследование термоэмиссионных свойств сплавов показывает, что для некоторых сплавов, например, сплава W-Mo, работа выхода меньше, чем работа выхода компонента сплава.

Как указано выше, различные грани монокристалла данного вещества могут иметь работы выхода, отличающиеся примерно на 1 эВ, а наличие на поверхности тела мономолекулярного слоя чужеродных атомов может приводить к изменению работы выхода на несколько эВ [28]. На рис.1.5 представлена зависимости работы выхода для W при различной степени $N/N_{\text{ОПТ}}$ мономолекулярных покрытий атомами Cs, Ba и Th. (где N- число атомов в 1 см^2 покрытия, $N_{\text{ОПТ}}$ – то же число при наименьшей работе выхода). Работа выхода, начиная от 4,5 эВ, для чистого вольфрама проходит через минимумы (Cs-1,6 эВ, Ba-2,1 эВ и Th-3,1 эВ) при $N=N_{\text{ОПТ}}$ и уже при $N=2N_{\text{ОПТ}}$ она почти равна работе выхода чистых бария, цезия и тория (кривые 3, 2 и 1, соответственно).

Измерение температурного коэффициента работы выхода были проведены для поликристаллических электродов и обнаружено, что результаты этих измерений часто противоречивы и не согласуются друг с другом не только в отношении величины, но даже и знака [115,116]. В то же время, выполнены измерения температурного коэффициента работы выхода отдельных граней монокристалла и показано, что значения температурного коэффициента работы выхода для разных граней монокристалла различны и не только по величине, но часто и по знаку. Для плотноупакованных граней (112) W с большой работой выхода температурный коэффициент убывает с ростом температуры, тогда как у рыхлых граней (111) и (116) с меньшей работой выхода,

наоборот, возрастает. Для грани (100) W величина термического коэффициента работы выхода незначительна.

Установлены [7] характерные особенности изменения ВАХ тока медленных моноэнергетических электронов, проходящих из вакуума в монокристаллический GaAs(110), при удалении слоя естественного окисла с поверхности. Показано, что работа выхода уменьшается, а коэффициент прозрачности поверхностного потенциального барьера увеличивается с температурой отжига кристалла в условиях высокого вакуума.

Для расчета изменения работы выхода $\Delta\Phi$, вызванного адсорбцией атомов Cs на поверхности (110) рутила, предложена [37] простая модель, учитывающая как диполь-дипольное отталкивание адатомов, так и металлизацию адсорбционного слоя при больших покрытиях. Результаты расчета хорошо согласуются с данными эксперимента. В рамках модели, учитывающей диполь-дипольное отталкивание адатомов и металлизацию адсорбированного слоя, проведен [38] расчет изменения работы выхода вследствие адсорбции на поверхности TiO_2 атомов Na, K и Cs. Результаты расчета хорошо согласуются с данными эксперимента.

С применением полевой электронной микроскопии изучены [31] островки двумерной фазы гафния в области граней (100) вольфрама. Для островки обнаруживали существенный эффект усиления полевой электронной эмиссии с температурой, значительно превышающий теоретически ожидаемый. Отрицательный температурный коэффициент изменения высоты барьера для островков составил по величине $4-6 \cdot 10^{-4}$ эВ K^{-1} или более, тогда как для вольфрама было $2 \cdot 10^{-5}$ эВ K^{-1} .

Анализируется [36] связь между энергией ионизации атомов I и работой выхода Φ металлов, построенных из этих атомов. Энергия перехода $E=I-\Phi$ представляется в виде суммы

кинетической K и кулоновской C составляющих. Вклад K рассчитывается в рамках модели однородного газа квазисвободных электронов, затем C определяется по экспериментальным значениям E. Расчеты показали, что безразмерные коэффициенты, определяющие величину кулоновского вклада C, мало отличается для различных металлов. Рассчитана [50] поверхностная энергия и работа выхода электронов пленок сплавов щелочных металлов в модели электронного газа с использованием функции распределения электронов на межфазной границе.

Исследовано [47] влияние кислорода на процессы химического взаимодействия в структурах Ba-Si и BaO-Si. Нанесение тонких слоев Ba и BaO стимулирует процессы окисления поверхности кремния. При температурах более 500 °C на поверхности кремниевой подложки образуется слой ортосиликата бария. Уменьшение работы выхода поверхности кремния позволяет увеличить эмиссионные токи более чем на порядок.

Итак, эмиссионная пятнистость в той или иной степени свойственна всем эмиттерам. Однородная поверхность эмиттера характеризуется работой выхода, которая остается постоянной вдоль этой поверхности. А эмиссионная неоднородная поверхность характеризуется усредненной работой выхода по поверхности, отдельные участки которой имеют различные локальные работы выходы, не меняющиеся лишь вдоль поверхности этих участков. Под термином локальной работы выхода данного участка неоднородной поверхности понимается работа выхода такого однородного эмиттера, структура поверхности которого такая же, как у рассматриваемого участка неоднородной поверхности. Понятие локальной работы выхода сохраняет смысл для участков с линейными размерами порядка 10-20 постоянных решетки [41].

Изображение типичной эмиссионной неоднородной поверхности металлического электрода схематично представлено на рис. 1.6а. На этой поверхности вдоль оси ox помещены семь участков с локальной работой выхода $\Phi_{M1}, \Phi_{M2}, \Phi_{M3}, \Phi_{M4}, \Phi_{M5}, \Phi_{M6}, \Phi_{M7}$ (рис.1.6б).

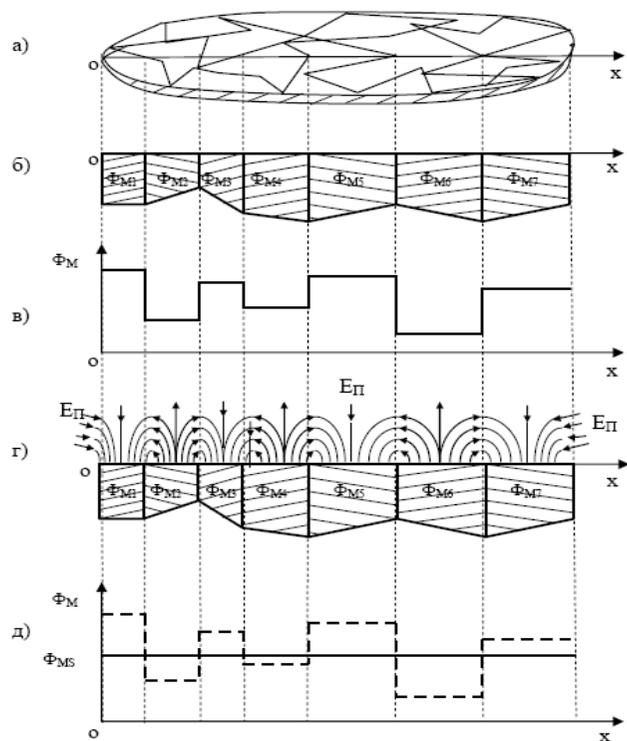


Рис.1.6. Схематическое изображение неоднородной поверхности (а), состоящей из различных граней микрокристаллитов (б) с различными локальными работами выхода (в) вдоль оси x , на поверхности которых образуется электрическое поле пятен $E_{П}$ (г), под действием которого общая работа выхода вдоль поверхности имеет одинаковое значение Φ_{MS} (д).

При условии $\Phi_{M1} > \Phi_{M2} < \Phi_{M3} > \Phi_{M4} < \Phi_{M5} > \Phi_{M6} < \Phi_{M7}$ изменение локальной работы выхода вдоль оси ox имеет вид, представленный на рис.1.6в. Видно, что в пределе каждого участка поверхности локальная работа выхода остается постоянной. Понятно, что такая зависимость работы выхода от ox в действительности быть не может. Потому, что участки поверхности с разной локальной работой выхода находятся в непосредственном электрическом контакте с окружающими соседними участками. В результате этого, между ними возникают контактные разности потенциалов и над поверхностями участков образуется, так называемое, электростатическое поле пятен $E_{П}$ [28,42,103,117] (рис.1.6г). Поле пятен направлено так, что задерживает электроны, эмитированные областями, обладающими малой работой выхода, и, наоборот, ускоряет электроны над областью с большей работой выхода. В результате этого, полная работа выхода Φ_{MS} остается постоянной вдоль оси ox (рис 1.6д, сплошная линия).

При наличии поля пятен полная работа Φ удаления электрона с уровня Ферми эмиттера на бесконечность с различных участков поверхности не равны локальным работам выхода. При отсутствии внешнего электрического поля E_0 полная работа Φ удаления электрона одинакова для всех участков поверхности и определяется формулой [42]:

$$\Phi = \frac{\int \Phi_M(x_s) ds}{S} = \Phi_{MS} \quad (1.17)$$

Здесь S - площадь поверхности эмиттера, $\Phi_M(x_s)$ - локальные работы выхода в точке x_s поверхности.

Полная работа выхода Φ равно среднему по поверхности значению локальной работы выхода эмиттера Φ_{MS} .

Дополнительная работа в поле пятен положительна для участков с $\Phi_M < \Phi_{MS}$, и отрицательна для участков с $\Phi_M > \Phi_{MS}$.

Напряженность поля пятен E_{Π} убывает с увеличением расстояния z от поверхности и существенно отличается от нуля лишь на расстояниях порядка линейных размеров пятен L , которые равны многим атомным диаметрам δ_o . Поле сил локальной работы выхода Φ_M сосредоточено на расстояниях порядка постоянной решетки $\delta_o \ll L$. Напряженности поля пятен E_{Π} и поля сил локальной работы выхода E_L могут быть оценены соответствующими формулами:

$$E_{\Pi} \sim \frac{\Phi_M - \Phi_{MS}}{qL} \quad \text{и} \quad E_L \sim \frac{\Phi_M}{q\delta_o} \quad (1.18)$$

Из (1.18) следует, что $E_{\Pi} \ll E_L$.

Поле пятен над участками поверхности с малой локальной работой выхода ($\Phi_M < \Phi_{MS}$) действует почти так же, как внешнее задерживающее поле между плоскими электродами, и уменьшает силу тока эмиссии с этих участков. При этом, возникающий дополнительный порог поля пятен $\Delta \Phi$ определяется формулой:

$$\Delta \Phi = q \int_0^{\infty} E_{\Pi}(x, z) dz \quad (1.19)$$

В противоположность этому электроны, эмитируемые из тех участков поверхности, для которых локальная работа выхода больше усредненной работы выхода ($\Phi_M > \Phi_{MS}$), ускоряются силами поля пятен. Однако действие этого ускоряющего поля на токи с рассматриваемых участков поверхности сводится здесь лишь к нормальному эффекту Шоттки, соответствующему полям пятен над этими участками, в результате чего сила тока с этих участков поверхности

немного превышает то ее значение, которое было бы при отсутствии поля пятен.

Энергетические диаграммы двух участков поверхности с одинаковыми размерами, имеющими локальные работы выхода Φ_{M1} и Φ_{M2} , где $\Phi_{M1} < \Phi_{M2}$, представлены на рис.1.7. Видно, что общая работа выхода для обоих участков Φ , равная Φ_{MS} , будет одинаковой лишь на достаточно удаленном расстоянии от поверхности. При этом поле пятен над участком с Φ_{M1} действует как внешнее задерживающее поле и создает дополнительный потенциальный порог на величину $\Delta \Phi_1$. В противоположность этому, поле пятен над участком с Φ_{M2} действует как внешнее ускоряющее поле. Действие этого ускоряющего поля пятен на токи сводится лишь к нормальному эффекту Шоттки, в результате чего величина локальной работы выхода незначительно уменьшается ($\Delta \Phi_2$ мала).

Характер поля пятен определяется геометрическими размерами участков поверхности. На рис.1.8 схематично представлено уменьшение напряженности поля пятен с ростом расстояния z от поверхности при постоянной контактной разности потенциалов для двух участков с различными геометрическими размерами. Видно, что при данной контактной разности потенциалов характер поля пятен зависит от геометрических размеров участков поверхности: при малых размерах x_1 участков это поле будет обладать большей напряженностью E_{x1} вблизи поверхности, но будет быстрее убывать с удалением от нее, а при больших размерах x_2 участков – поле E_{x2} слабее, чем в первом случае, вблизи поверхности эмиттера, но будет медленнее спадать с удалением от нее. Напряженность поля пятен на поверхности участка с достаточно большими геометрическими размерами становится незначительной и она характеризуется локальной работой выхода.

В работе [35] произведена оценка минимальных размеров L_m участков поверхности, для которых применяется

понятие локальной работы выхода. Согласно этой работе L_m определяется формулой:

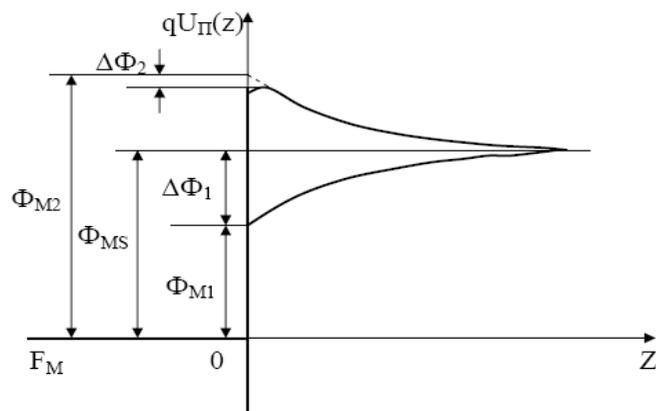


Рис.1.7. Схематическое изображение изменения работы выхода на величины $\Delta\Phi_1$ и $\Delta\Phi_2$ над поверхностями двух одинаковых взаимодействующих участков с локальными работами выхода Φ_{M1} и Φ_{M2} вдоль расстояния Z от поверхности металла в вакуум.

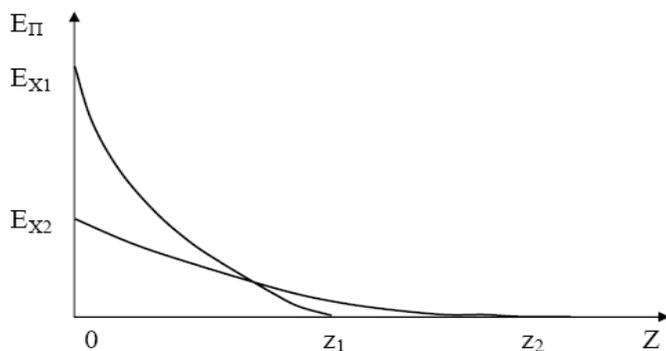


Рис.1.8. Схематическое изображение изменения напряженности E_{II} поля пятен в зависимости расстояния z от поверхности металла в вакуум для участков с одинаковой разностью потенциалов и линейными размерами x_1 и x_2 , где $x_1 < x_2$.

$$L_m \approx \frac{\hbar}{2\sqrt{mkT}} \quad (1.20)$$

Здесь, \hbar - постоянная Планка, m – масса электрона, k - постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Если положить постоянную решетки δ_o , равной $3 \cdot 10^{-8}$ см, то при $T=300$ °С значение L_m становится равным (2-3) δ_o и $L_m = \delta_o$ при $T=1500$ °С. Значит, участки с линейными размерами $L \gg (10-20) \delta_o$ характеризуются локальной работой выхода.

Широкий круг явлений приписывается влиянию полей пятен. Из них можно отметить следующее: изменение работы выхода эмиттеров при локальных покрытиях; процессы активации и дезактивации оксидных катодов; уменьшение работы выхода на микровыступах металлических и сложных эмиттеров; аномальный эффект Шоттки; отсутствие резкого излома характеристик электровакуумных приборов при переходе от отрицательных напряжений к положительным; расхождение экспериментального и теоретического значения константы Ричардсона; преимущественная ионизация в местах с большой работой выхода на накаливаемых объектах; отступление от максвелловского распределения медленных термоэлектронов у торрированного катода; в формировании контраста изображения в эмиссионных электронно-оптических системах и др.

Таким образом, из вышеизложенного следует, что работа выхода эмиссионной неоднородной поверхности, над которой существует поле пятен существенно отличается от работы выхода однородной поверхности эмиттера. Понятно, что поле пятен на поверхности эмиссионного неоднородного эмиттера при непосредственном электрическом контакте с полупроводником проникает в приповерхностный слой последнего и играет заметную роль при образовании в нем потенциального барьера [69,82,83].

1.3.3. Образование потенциального барьера в неоднородном КМП с неограниченной площадью. Из выше изложенного следует, что в отличие от идеального КМП, энергетические структуры эмиссионно неоднородного КМП достаточно сложны. Это связано с одной стороны с тем, что участки с вполне произвольными конфигурациями, различными геометрическими размерами и локальными работами выхода хаотично распределяются на поверхности металла, следовательно, направление и значение напряженности и максимальное расстояние от поверхности металла эффективного действия поля пятен неравномерно распределяются вдоль поверхности металла. С другой стороны, особенности образования потенциального барьера определяются типом проводимости и концентрацией примесей полупроводника. Поэтому, для определенности рассмотрим наиболее характерные случаи образования потенциального барьера в неоднородном КМП. Обсудим характер образования потенциального барьера КМП, рассмотрев простейший пример поверхности металла, содержащей участки лишь двух сортов с одинаковой конфигурацией и локальными работами выхода Φ_{M1} и Φ_{M2} (где $\Phi_{M1} < \Phi_{M2}$), правильно чередующиеся на этой поверхности.

Энергетические диаграммы участков с Φ_{M1} и Φ_{M2} поверхности металла и n- типа полупроводника с работой выхода Φ_{II} (рис.1.9а) до приведения их в непосредственный контакт при $\Phi_{M2} > \Phi_{M1} > \Phi_{II}$ представлены на рис.1.9б. При соединении металла и полупроводника с электрическим проводом (рис.1.9в) в обоих материалах уровни Ферми металла F_M и полупроводника F_{II} выравниваются и между ними возникает контактная разность потенциалов величиной U_K , энергетические диаграммы которых представлены на рис 1.9г. Электрическое поле E_K контактной разности потенциалов металла и полупроводника полностью

сосредотачивается в вакуумном заряде между ними. При этом

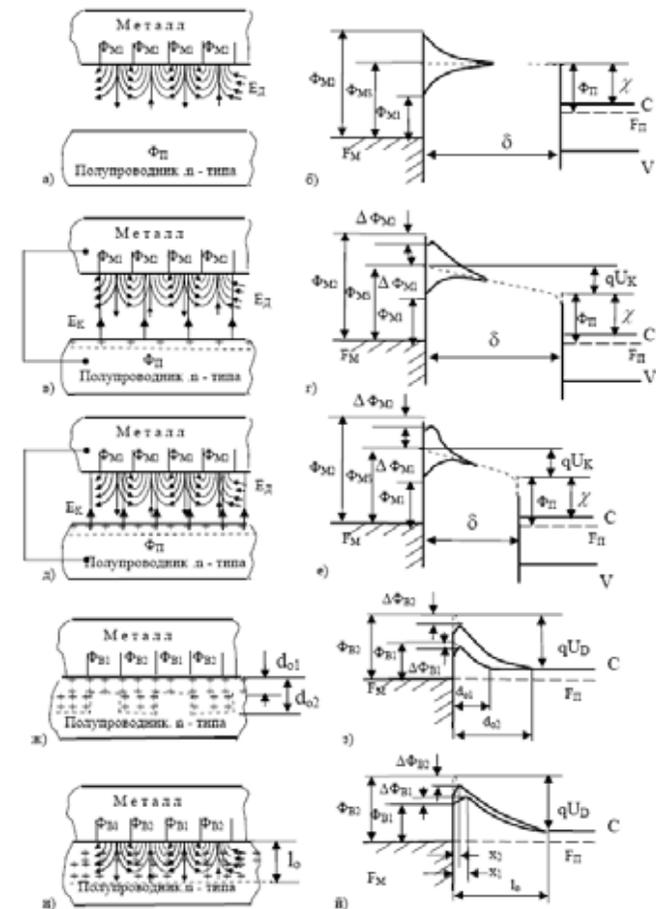


Рис.1.9 Схематические структуры и энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих выпрямляющих контактов металла с полупроводником n-типа при наличии дополнительного электрического поля.

напряженности поля E_K и поля пятен E_D на поверхности участков с Φ_{M1} направлены противоположно, а на поверхности участков с Φ_{M2} направлены параллельно.

Поэтому изменение работы выхода $\Delta\Phi_{M1}$ на поверхности участка с Φ_{M1} уменьшится и уменьшится работа выхода участка с Φ_{M2} согласно нормальному эффекту Шоттки на величину $\Delta\Phi_{M2}$. При уменьшении толщины δ вакуумного зазора (рис.1.9д) напряженность контактного поля E_K увеличивается и, соответственно, увеличивается количество зарядов на поверхностях. Такое количество зарядов в металле располагается лишь на поверхности, а в полупроводнике - в приповерхностном слое с определенной толщиной. В тоже время, еще больше уменьшаются и работы выхода на участках с Φ_{M1} и с Φ_{M2} . Соответствующие энергетические диаграммы представлены на рис.1.9е.

При приведении в тесный контакт металла и полупроводника, в случае отсутствия поля пятен, в приповерхностном слое полупроводника из неподвижных объемных зарядов образовались бы обедненные слои с глубиной d_{o1} для участков с Φ_{M1} и с глубиной d_{o2} для участков с Φ_{M2} , где $d_{o2} > d_{o1}$ (рис.1.9ж, пунктирная линия). Соответствующие энергетические диаграммы участков с Φ_{M1} и с Φ_{M2} представлялись бы как на рис.1.8,з. В действительности же, при тесном контакте, поле пятен проникает в полупроводник на глубину l_o и в результате этого при $l_o < d_{o1}$, для участков с Φ_{M1} под влиянием поля пятен обедненный слой углубляется и образуется дополнительный потенциальный барьер на величину $\Delta\Phi_{B1}$. Для участков с Φ_{M2} высота барьера уменьшается на величину $\Delta\Phi_{B2}$.

Если глубина l_o проникновения поля пятен больше чем ширина обедненного d_{o1} , тогда электроны в объеме полупроводника за пределами d_{o1} движутся к поверхности металла. При этом, обедненный слой расширяется (рис.1.9и) и в то же время возникающее электрическое поле, направленное к поверхности металла несколько уменьшает величину барьера $\Delta\Phi_{B1}$. Для участков с Φ_{M2} поля пятен в обедненном слое полупроводника направляется к металлу, и следовательно

согласно нормальному эффекту Шоттки несколько уменьшает высоту барьера. Таким образом, как видно из рис. 1.9й, высота барьера участка с Φ_{B2} под влиянием как контактной разности потенциалов контактирующих материалов, так и поля пятен уменьшается на величину $\Delta\Phi_{B2}$ и становится $\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}$. А для участка с Φ_{B1} под влиянием поля пятен образуется дополнительный потенциальный барьер на величину $\Delta\Phi_{B1}$ и высота барьера становится $\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}$. При этом расстояние x_1 максимума потенциального барьера для участков с Φ_{B1} становится намного больше того же расстояния x_2 для участка с Φ_{B2} .

Теперь рассмотрим контакт между эмиссионно неоднородным металлом с локальными работами выхода Φ_{M1} и Φ_{M2} и полупроводником n-типа с работой выхода Φ_{II} , где $\Phi_{II} > \Phi_{M2} > \Phi_{M1}$ (рис.1.10а). Их энергетические диаграммы для двух участков до приведения в контакт представлены на рис.1.10б. Если металл и полупроводник соединить электрическим проводом (рис.1.10в), тогда свободные электроны переходят из металла в полупроводник до установления термодинамического равновесия. В результате этого, в них уровни Ферми металла F_M и полупроводника F_{II} выравниваются и между ними возникает контактная разность потенциалов U_K . Их энергетические диаграммы предоставлены на рис.1.10г. Электрическое поле E_K контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником сосредотачивается в вакуумном зазоре. При этом напряженности контактного поля E_K и поля пятен E_{II} на поверхности участка с Φ_{M1} направлены параллельно, а на поверхности участка с Φ_{M2} — направлены противоположно. При этом потенциальный барьер как на поверхности с Φ_{M1} , так и на поверхности Φ_{M2} увеличится на величину qU_K , а характер изменения потенциала в зазоре будет иметь вид как на рис. 1.10г. Отрицательные заряды, т.е. свободные электроны, накапливаются на поверхности полупроводника. При

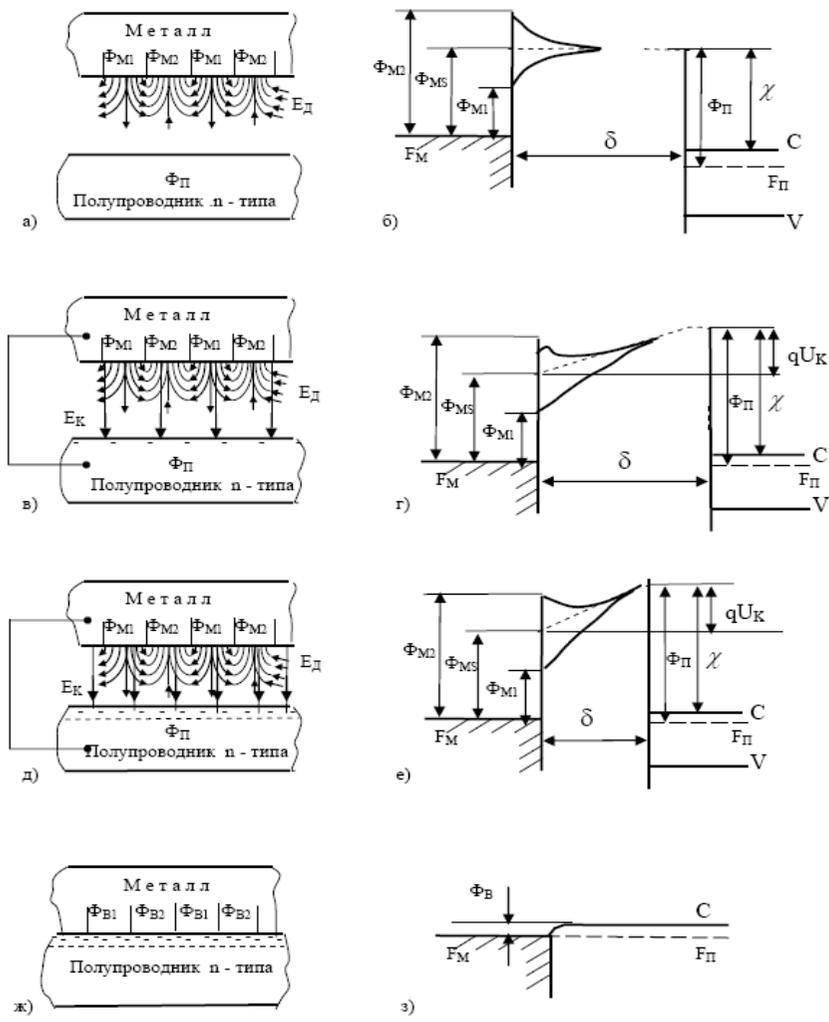


Рис.1.10 Схематические структуры и энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих омических контактов металла с полупроводником n-типа при наличии дополнительного электрического поля.

уменьшении толщины вакуумного зазора, напряженность контактного поля E_K увеличивается, и увеличивается

количество электронов на поверхности полупроводника (рис. 1.10д).

Например, когда контактная разность потенциалов между металлом и полупроводником равна $U_K=1В$, а ширина вакуумного зазора равна $\delta_1 = 10^{-4} см$, поверхностная плотность заряда становится равной:

$$\sigma_1 = \epsilon_o E_K = \epsilon_o \frac{U_K}{\delta_1} = 8,85 \cdot 10^{-14} \frac{Кл}{В \cdot см} \cdot \frac{1В}{10^{-4} см} = 8,85 \cdot 10^{-10} \frac{Кл}{см^2} \quad (1.21)$$

При этом, поверхностная плотность электронов на полупроводнике N_1 будет равна:

$$N_1 = \frac{\sigma_1}{e} = \frac{8,85 \cdot 10^{-10} Кл \cdot см^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-19} Кл} = 5 \cdot 10^9 см^{-2} \quad (1.22)$$

При уменьшении вакуумного зазора до величины $\delta_2 = 30 \text{ \AA} = 3 \cdot 10^{-7} см$, поверхностные плотности заряда и электронов становятся равным $\sigma_2 = 3 \cdot 10^{-7} \frac{Кл}{см^2}$ и $N_2 = 2 \cdot 10^{12} см^{-2}$,

соответственно. А при достаточно тесном контакте ширина вакуумного зазора составляет порядка $\delta_3 = 5 \text{ \AA} = 5 \cdot 10^{-8} см$ и поверхностные плотности заряда и электронов на полупроводнике становятся равным $\sigma_3 = 1,6 \cdot 10^{-6} \frac{Кл}{см^2}$ и $N_3 = 1 \cdot 10^{13} см^{-2}$, соответственно.

Поверхностная плотность свободных электронов на металле составляет порядка $10^{14} см^{-2}$ и полностью экранирует его от проникновения в него поля пятен. Значит при тесном контакте накопленные электроны на поверхности полупроводника образуют тонкий слой электронов (рис.1.10ж)

и полностью экранируют полупроводник от проникновения в него поля пятен. Поэтому, при этом на границе раздела металл-полупроводник потенциальный барьер отсутствует, КМП при этом имеет омические свойства и его энергетическая диаграмма становится как на рис.1.10з.

Рассмотрим контакт между эмиссионно неоднородным металлом со средней работой выхода Φ_{MS} (локальными работами выхода Φ_{M1} и Φ_{M2}) и полупроводником n-типа с работой выхода $\Phi_{П}$, где $\Phi_{MS} > \Phi_{П} > \Phi_{M1}$ (рис.1.11а). Их энергетические диаграммы для двух участков до приведения в контакт представлены на рис.1.11б. Если металл и полупроводник соединить электрическим проводом (рис.1.11в), тогда свободные электроны переходят из полупроводника в металл до тех пор, пока не установится термодинамическое равновесие. В результате этого, уровни Ферми металла F_M и полупроводника $F_{П}$ выравниваются и между ними возникает контактная разность потенциалов U_K . Соответствующие энергетические диаграммы предоставлены на рис.1.11г. Электрическое поле E_K контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником сосредотачивается в вакуумном зазоре. При этом напряженности контактного поля E_K и поля пятен $E_{П}$ на поверхности участка с Φ_{M1} направлены противоположно, а на поверхности участка с Φ_{M2} направлены параллельно.

При сближении металла и полупроводника напряженность контактного поля E_K увеличится (рис 1.11д) и их энергетические диаграммы становятся как на рис 1.11е. При тесном контакте, если пренебрегать полем пятен, согласно модели Шоттки участки с Φ_{M2} обладали бы выпрямляющим свойствами, а участки с Φ_{M1} - омическими свойствами. В то же время, при поверхности полупроводника для участков с Φ_{M2} образовался бы объединительный слой, а для участков с Φ_{M1} обедненный слой отсутствовал бы

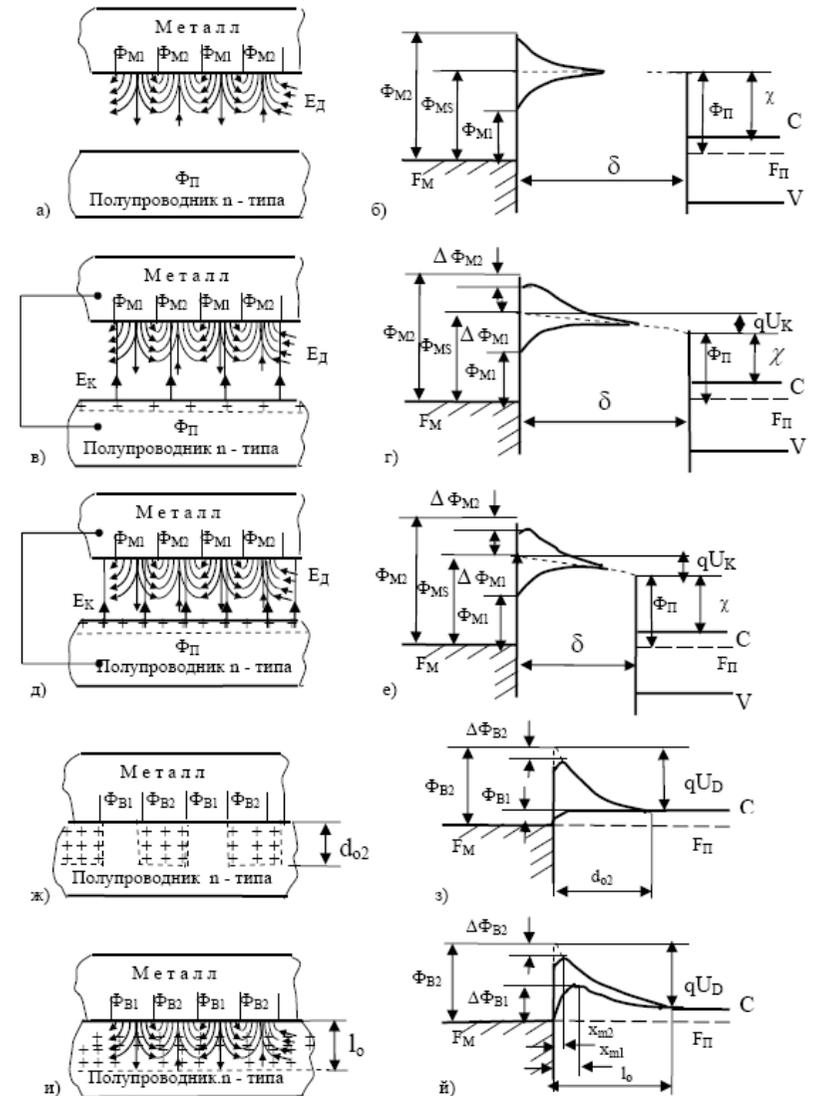


Рис.1.11 Схематические структуры и энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих выпрямляющих и омических контактов металла с полупроводником n-типа при наличии дополнительного электрического поля.

(рис.1.11ж). Энергетические диаграммы КМП представлялись бы как на рис.1.11з. В действительности же наличие поле пятен на поверхности участков с Φ_{M2} , согласно нормальному эффекту Шоттки, несколько снижает высоту барьера. Однако, на поверхности участков с Φ_{M1} под действием поля пятен свободные электроны, накапливаясь на границе раздела, образуют обедненный слой (рис.1.11и). В этом слое формируется потенциальный барьер с высотой $\Delta\Phi_{B1}$, максимум которой находится на достаточно большом расстоянии x_1 от границы раздела. Энергетические диаграммы КМП в этом состоянии представлены на рис.1.11й.

1.3.4. Образование потенциального барьера в однородном КМП с ограниченной площадью. Как было показано в предыдущем параграфе, в приконтактной области полупроводника из-за неоднородности локальной высоты барьера вдоль контактной поверхности образуется дополнительное электрическое поле, так называемое поле пятен, которое оказывает существенное влияние на формирование действующей высоты барьера реальных контактов. Оказывается, в приконтактной области полупроводника дополнительное электрическое поле также возникает вследствие ограниченности контактной поверхности со свободными поверхностями металла и полупроводника [60-75].

Для определенности рассмотрим контакт между металлом с конкретными геометрическими размерами и постоянной работой выхода Φ_M по всей поверхности, и полупроводником n-типа с определенными геометрическими размерами и постоянной работой выхода Φ_{II} (электронным сродством χ) вдоль планарной поверхности, где $\Phi_M \approx \Phi_{II}$. Когда они находятся на определенном расстоянии δ друг от друга (рис.1.12а), их энергетические диаграммы изображаются как на рис.1.12б. При соединении их с электрическим проводом (рис.1.12а, пунктирная линия) между ними не возникнет

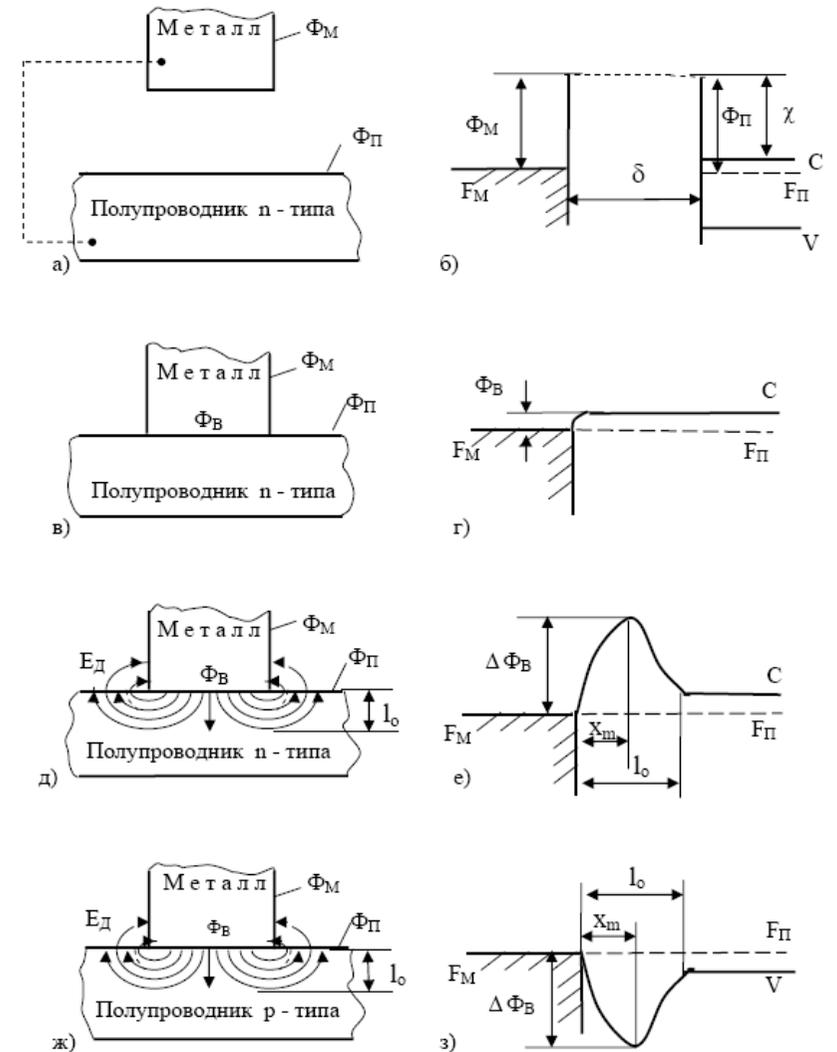


Рис.1.12 Схематические структуры и энергетические диаграммы омического контакта металла с полупроводником n-типа при наличии дополнительного электрического поля, обусловленного ограниченностью однородной контактной площади.

онтактная разность потенциалов и, следовательно, не образуется контактного электрического поля.

При приведении определенной поверхности металла в тесный контакт с планарной поверхностью полупроводника (рис.1.12в), согласно модели Шоттки для идеального КМП с неограниченной контактной поверхностью, возникающий между ними потенциальный барьер имеет незначительную величину $\Phi_B = \Phi_M - \chi$, а это не препятствует свободному перемещению электронов в противоположных направлениях через границу раздела металл-полупроводник. При этом КМП обладает омическими свойствами и его энергетическая диаграмма имеет вид, представленный на рис.1.12г.

В действительности, при приведении определенной поверхности металла в тесный контакт с планарной поверхностью полупроводника (рис.1.12д) потенциал на контактной поверхности металла (и полупроводника) уменьшается, становится равным $\Phi_B = \Phi_M - \chi$, а на остальной свободной поверхности металла (и полупроводника) потенциал остается неизменным и равным $\Phi_M \approx \Phi_{II}$. Значит, контактная поверхность металла (и полупроводника) с потенциалом порядка 0,1-0,2 В ограничивается со свободной поверхностью металла (полупроводника) с потенциалом порядка 4-6 В, т.е. отдельные (контактный и свободный) участки с разными локальными потенциалами поверхности металла (и полупроводника) находятся в электрическом контакте между собой. Тогда, аналогично возникновению поля пятен на эмиссионной неоднородной поверхности эмиттера в вакууме, описанному в п.1.3.2, из-за возникновения контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, в приконтактной области полупроводника образуется дополнительное электрическое поле E_d . Направление напряженности E_d этого дополнительного электрического поля, проникающего в полупроводник на глубину l_0 , направляется от контактной поверхности границы

раздела к свободным поверхностям металла и полупроводника через приконтактную область полупроводника, как это схематично представлено на рис.1.12д для достаточно узкого металлического электрода.

В приконтактной области полупроводника на глубине l_0 КМП, где сосредотачивается дополнительное электрическое поле, происходит перераспределение свободных электронов. Под действием дополнительного электрического поля свободные электроны накапливаются на границе раздела и в приповерхности полупроводника образуются неподвижные положительные объемные заряды, электрическим полем которых компенсируется дополнительное электрическое поле. В результате этого в обедненном слое полупроводника формируется потенциальный барьер с высотой $\Delta\Phi_B$ (рис.1.12е), максимум которой находится на расстоянии x_m от поверхности металла.

Если полупроводник является р-типом, тогда под действием дополнительного электрического поля свободные дырки отталкиваются в глубь полупроводника и в приповерхностной области полупроводника на глубине l_0 (рис.1.12ж), образуются неподвижные отрицательные объемные заряды, электрическим полем которых компенсируется дополнительное электрическое поле. При этом в обедненном слое полупроводника формируется потенциальный барьер с высотой $\Delta\Phi_B$ (рис.1.12з).

Очевидно, что дополнительное электрическое поле для узкой контактной поверхности КМП сосредотачивается во всей приповерхностной области полупроводника. Однако для КМП с достаточно большой площадью, влияние дополнительного электрического поля окажется в периферийной приповерхностной области полупроводника. Кроме того влияния дополнительного электрического поля зависит от степени концентрации примесей полупроводника.

Для наглядности выше были рассмотрены КМП, для которых выполнялось условие $\Phi_B = \Phi_M - \Phi_{II} = 0$. Аналогичные процессы происходят и при условии $\Phi_B = \Phi_M - \Phi_{II} < 0$. Нетрудно заметить, что в других возможных случаях, где $\Phi_B = \Phi_M - \Phi_{II} > 0$, в приповерхностном слое полупроводника наряду с дополнительным электрическим полем, существует и электрическое поле, обусловленное контактной разностью потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника. В таких КМП потенциальный барьер образуется под действиями основного электрического поля контактной разности потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника, и дополнительного электрического поля контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и свободными поверхностями металла и полупроводника.

Рассмотрим контакт между металлом с определенными геометрическими размерами и одинаковой работой выхода Φ_M по всей поверхности, и полупроводником n-типа с определенными геометрическими размерами и одинаковой работой выхода Φ_{II} (электронным сродством χ) вдоль планарной поверхности, где $\Phi_M > \Phi_{II}$. Когда они находятся на определенном расстоянии δ друг от друга (рис.1.13а), их энергетические диаграммы изображаются как на рис.1.13б. При соединении их с электрическим проводом (рис.1.13а, пунктирная линия) между ними возникнет контактная разность потенциалов U_K и следовательно, в вакуумном зазоре с толщиной δ образуется контактное электрическое поле E_K . Напряженность контактного поля направляется от полупроводника к металлу (рис.1.13а, пунктирные стрелки).

При приведении определенной поверхности металла в тесный контакт с планарной поверхностью полупроводника (рис.1.13в), согласно модели Шоттки для идеального КМП, в приконтактной поверхности полупроводника образуется обедненный слой с глубиной d_0 и в нем потенциальный барьер с высотой Φ_B , максимум которой находится на расстоянии x_m .

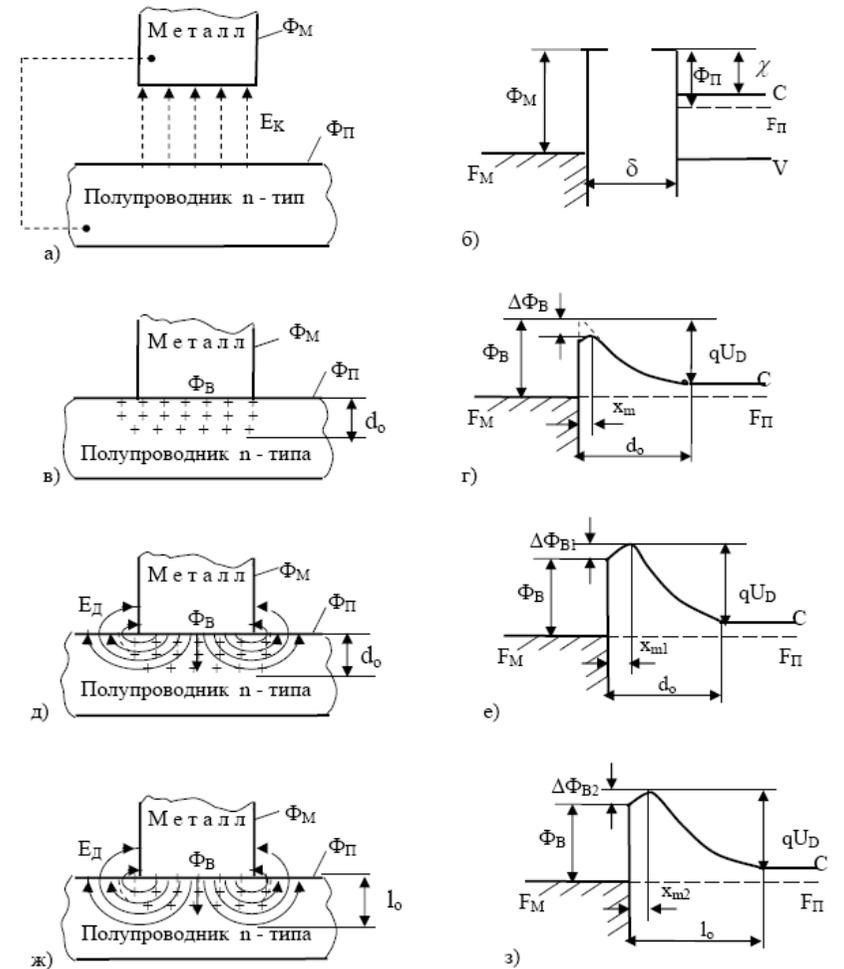


Рис.1.13 Схематические структуры и энергетические диаграммы выпрямляющего контакта металла с полупроводником n-типа при наличии дополнительного электрического поля, обусловленного ограниченности однородной контактной площади.

МП обладает выпрямляющими свойствами и его энергетическая диаграмма имеет вид, представленный на рис.1.13г, при учете уменьшения высоты потенциального барьера на величину $\Delta\Phi_B$ под действием силы изображения.

В действительности при приведении определенной поверхности металла в тесный контакт с планарной поверхностью полупроводника (рис.1.13д) потенциал на контактной поверхности металла (и полупроводника) уменьшается, становится равным $\Phi_B = \Phi_M - \chi$, а на остальной свободной поверхности металла (и полупроводника) потенциал остается неизменным и равным Φ_M и Φ_P . Значит, контактная поверхность металла (и полупроводника) с потенциалом порядка 1В ограничивается со свободной поверхностью металла (полупроводника) с потенциалом порядка 4-6 В, т.е. отдельные (контактные и свободные) участки с разными локальными потенциалами поверхности металла (и полупроводника) находятся в электрическом контакте между собой. Тогда, аналогично возникновению поля пятен на эмиссионной неоднородной поверхности эмиттера в вакууме, описанному в п.1.3.2, из-за возникновения контактной разности потенциалов между контактной и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, в приконтактной области полупроводника образуется дополнительное электрическое поле E_d . Напряженность E_d этого дополнительного электрического поля, проникающего в полупроводник на глубину l_0 , направлена от контактной поверхности границы раздела к свободным поверхностям металла и полупроводника, как это схематично представлено на рис.1.13д для достаточно узкого металлического электрода при условии $l_0 \leq d_0$.

Если дополнительное электрическое поле в целом сосредотачивается в обедненном слое, т.е. $l_0 \leq d_0$, тогда поскольку, напряженность дополнительного поля направлена противоположно направлению напряженности электрического

поля положительных объемных зарядов, то высота барьера увеличивается на величину $\Delta\Phi_{B1}$ (рис.1.13е).

Когда дополнительное электрическое поле сосредотачивается в приконтактной области полупроводника на глубину $l_0 > d_0$, за глубиной d_0 , куда проникает дополнительное электрическое поле, происходит перераспределение свободных электронов. Под действием дополнительного электрического поля свободные электроны за пределом d_0 направляются на границу раздела и в приповерхности полупроводника образуются неподвижные положительные объемные заряды, т.е. обедненный слой, на глубине l_0 (рис.1.13ж). При этом увеличение высоты барьера становится $\Delta\Phi_{B2} < \Delta\Phi_{B1}$ (рис.1.13з).

Таким образом, в реальных КМП из-за ограниченности контактной поверхности со свободными поверхностями металла и полупроводника, в активной приконтактной области полупроводника возникает дополнительное электрическое поле.

ГЛАВА II

ТОКОПРОХОЖДЕНИЕ В ВЫПРЯМЛЯЮЩИХ КОНТАКТАХ МЕТАЛЛ - ПОЛУПРОВОДНИК

Как изложено в предыдущей главе, энергетические структуры реальных КМП существенно отличаются от идеализированной физической модели КМП. Следовательно, токопрохождение в реальных КМП имеет специфические особенности.

Для ясного представления процесса токопрохождения в реальных КМП возникает необходимость рассмотреть основы теории токопрохождения в однородных и неоднородных контактах.

2.1 Токопрохождение в однородном выпрямляющем КМП

Токопрохождение в идеальном выпрямляющем КМП, имеющем эмиссионную однородную границу раздела и неограниченную контактную площадь, происходит, в основном, благодаря основным носителям заряда по сравнению с р-п переходом. В зависимости от особенности механизма прохождения основных носителей через приконтактную активную область полупроводника, были разработаны две фундаментальные теории токопрохождения в КМП: теория термоэлектронной эмиссии Бете [129] и диффузионная теория Шоттки [216].

Особенности токопрохождения через потенциальный барьер КМП характеризуются отношением толщины слоя объемного заряда L и длины свободного пробега основных носителей полупроводника λ [92]:

$$L = \sqrt{\frac{\varepsilon U_D}{2\pi q n}} \quad \text{и} \quad \lambda = \frac{3u\sqrt{2\pi mkT}}{4q} \quad (2.1)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника; U_D - диффузионный потенциал; q - заряд электрона; n - концентрация основных носителей полупроводника; u - подвижность носителей заряда; m - масса носителей заряда; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура.

Теория термоэлектронной эмиссии справедлива, если:

$$\lambda \gg \frac{kT}{2qU_D} L \quad (2.2)$$

А диффузионная теория справедлива, если:

$$\lambda \ll \frac{kT}{2qU_D} L \quad (2.3)$$

Из (2.1) - (2.3) следует, что теория термоэлектронной эмиссии справедлива для полупроводников с большой концентрацией основных носителей и большой длиной свободного пробега, т.е. большой подвижностью. А диффузионная теория справедлива для полупроводников с малой концентрацией основных носителей и малой длиной свободного пробега, т.е. небольшой подвижностью.

2.1.1. Теория термоэлектронной эмиссии. В полупроводнике, где длина свободного пробега сравнима с толщиной обедненного слоя, электроны пролетая через слой, почти нерассеиваются решеткой. Все электроны, имеющие кинетическую энергию достаточную для преодоления слоя объемного заряда, могут вылететь из полупроводника и попасть в металл.

Теория термоэлектронной эмиссии была разработана в 1942 г. американским физиком Бете, который исходил из следующих предположений: высота барьера значительно больше, чем kT ; столкновения электронов в обедненном слое пренебрегается; эффект силы зеркального изображения не

учитывается; форма профиля барьера несущественна и величина тока зависит исключительно от высоты барьера.

Рассмотрим тесный КМП, изготовленный на основе n-типа полупроводника (рис.2.1а), энергетическая диаграмма которого представлена на рис.2.1б. Плотность тока $J_{s \rightarrow m}$, обусловленного переходом электронов из полупроводника n-типа в металл, вычисляется с помощью стандартного уравнения термоэлектронной эмиссии [45]:

$$J_{s \rightarrow M} = qn \left(\frac{kT}{2\pi m^*} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{m^* v_{ox}^2}{2kT} \right) \quad (2.4)$$

где v_{ox} - минимальная скорость электрона в x-направлении, необходимая для преодоления барьера, определяемая уравнением:

$$\frac{1}{2} m^* v_{ox}^2 = q(U_D - U) \quad (2.5)$$

где U_D и U - диффузионный потенциал и прикладываемое напряжение соответственно (рис.2.1в,г).

Определив концентрацию электронов n по выражением:

$$n = N_C \exp \left(- \frac{E_C - E_F}{kT} \right) = 2 \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{qU_n}{kT} \right) \quad (2.6)$$

Из (2.4), (2.5) и (2.6), для плотности тока $J_{s \rightarrow m}$, обусловленного переходом электронов из полупроводника в металл (рис.2.1д,е) получаем выражение:

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi q m^* k^2 T^2}{h^3} \exp \left(- \frac{\Phi_B - qU}{kT} \right) = A^* T^2 \exp \left(- \frac{\Phi_B}{kT} \right) \exp \left(\frac{qU}{kT} \right) \quad (2.7)$$

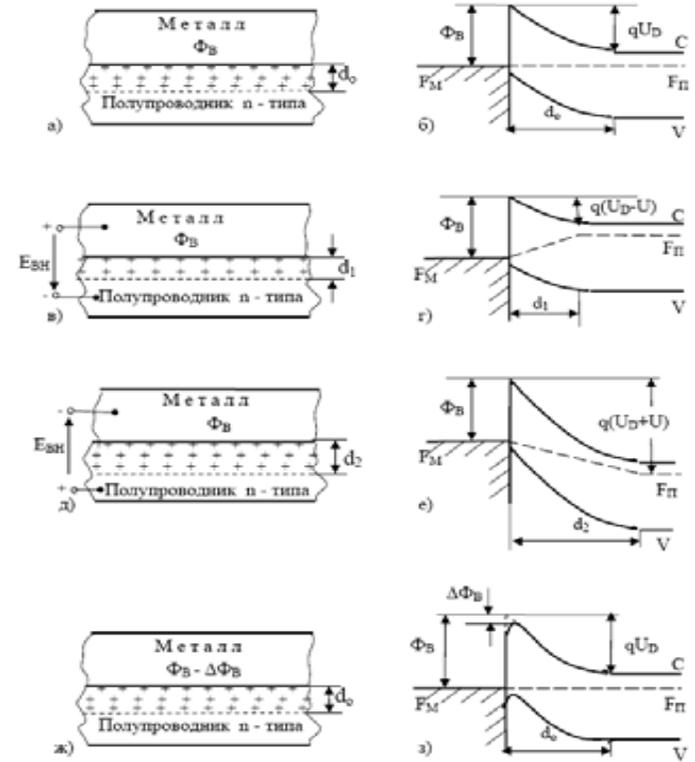


Рис.2.1. Схематические структуры и энергетические диаграммы идеального выпрямляющего контакта металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения

Для свободных электронов постоянная Ричардсона для термоэлектронной эмиссии в вакууме равна $A^* = 120 \text{ Асм}^{-2}\text{К}^{-2}$.

Отношение:

$$\frac{A^*}{A} = \frac{m}{m_0}$$

где, m^* и m_0 -эффективная масса и масса свободных электронов соответственно.

Высота барьера для электронов, текущих из металла в полупроводник, остаётся неизменной и следовательно, величина тока из полупроводника в металл не зависит от прикладываемого напряжения. Эта величина должна быть эквивалентна величине тока, текущего из металла в полупроводник, при термодинамическом равновесии, т.е. когда $U=0$. Тогда плотность тока текущего из полупроводника в металл $J_{m \rightarrow s}$ при $U=0$ определяется уравнением:

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.8)$$

Из суммы уравнений (2.7) и (2.8) получается выражение для общей плотности тока J :

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.9)$$

где

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.10)$$

Как было отмечено в гл.1, высота барьера КМП уменьшается из-за действия силы изображения. Это снижение высоты барьера на величину $\Delta\Phi_B$ зависит от приложенного напряжения и определяется формулой:

$$\Delta\Phi_B = q \left[\left(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \epsilon_s^3} \right) \left(U_D \pm U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \quad (2.11)$$

где, N_D - концентрация примесей в полупроводнике, ϵ_s - диэлектрическая проницаемость полупроводника, T - абсолютная температура, U_D -диффузионный потенциал, k - постоянная Больцмана, знаки (-) и (+) соответствуют прямому и обратному направлениям соответственно.

Поэтому, эффективную высоту барьера, которую должны преодолеть электроны, можно записать в виде $\Phi_{B\text{эф}} = \Phi_B - \Delta\Phi_B$ (рис.2.1ж,з). Такая зависимость эффективной высоты барьера от напряжения меняет характер токопрохождения в КМП. Тогда токопрохождение в выпрямляющих КМП выражается формулой:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.12)$$

где

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.13)$$

Зависимость плотности тока от прямого напряжения при $U \gg kT$ описывается:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \approx A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \exp\frac{qU}{nkT} \quad (2.14)$$

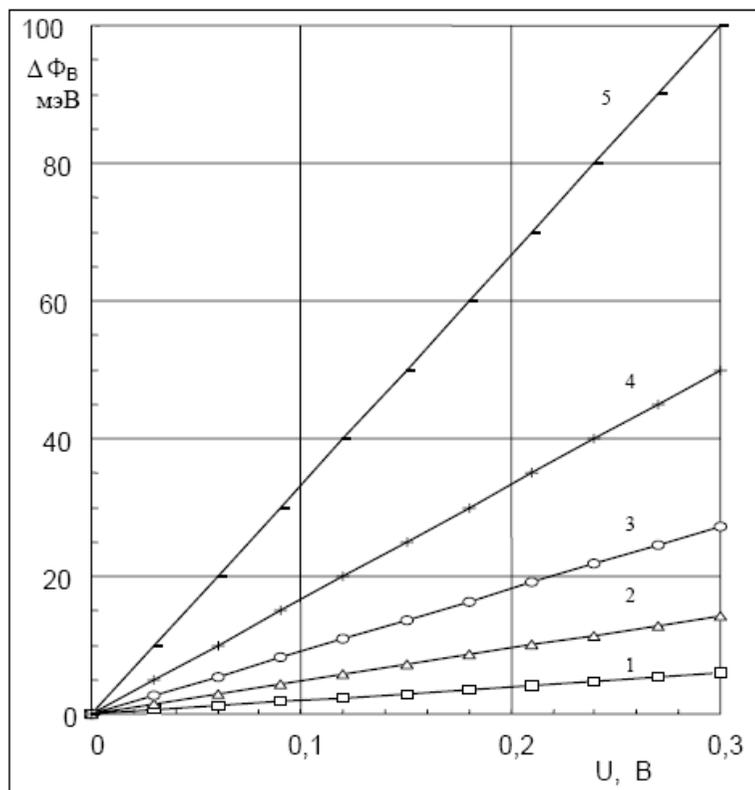


Рис.2.2. Зависимости снижения высоты барьера идеального выпрямляющего КМП от прямого напряжения при различных значениях коэффициента неидеальности: 1- 1,02; 2 - 1,05; 3 - 1,10; 4 - 1,20; 5 - 1, 50.

Коэффициент n обычно называют коэффициентом неидеальности, а иногда коэффициентом идеальности. Зависимость между $\Delta\Phi_B$ и U при различных значениях n представлены на рис.2.2. Из рисунка видно, что например, с ростом U до 0,3 В, при $n=1,02$ значение $\Delta\Phi_B$ увеличивается всего на 0,005 эВ, а при $n=1,5$ - на 0,1 эВ.

2.1.2 Диффузионная теория В полупроводнике, где длина свободного пробега электрона меньше толщины слоя объемного заряда, при прохождении через обедненную область полупроводника движение электронов подчиняется обычным процессам диффузии и дрейфа в электрическом поле потенциального барьера. При этом диффузионная теория выводится из следующих предположений: высота барьера значительно больше, чем kT ; учитывается влияние столкновения электронов в обедненном слое; величина тока не влияет на концентрацию носителей при $x=0$ и $x=W$; примесная концентрация в полупроводнике невырожденная.

Зависимость тока от локального поля и градиента концентрации электронов в полупроводнике n -типа, позволяет определить плотность тока формулой [45]:

$$J = q \left[n(x)\mu E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] = qD_n \left[-\frac{qn(x)}{kT} \frac{\partial U(x)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.15)$$

При стационарных условиях плотность тока не зависит от x и уравнение (2.15) можно проинтегрировать, используя выражение $\exp\left[-\frac{qU(x)}{kT}\right]$ как интегрирующий множитель.

Тогда получается следующее выражение:

$$J \int_0^W \exp\left[-\frac{qU(x)}{kT}\right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qU(x)}{kT}\right] \right\}_0^W \quad (2.16)$$

При этом имеются следующие граничные условия:

$$qU(0) = -q(U_n + U_D) = -\Phi_B$$

$$qU(W) = -q(U_n + U)$$

$$n(0) = N_c \exp\left[-\frac{E_c(0) - E_F}{kT}\right] = N_c \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.17)$$

$$n(W) = n = N_c \exp\left(-\frac{qU_n}{kT}\right)$$

Учитывая (2.17) и (2.16), получаем:

$$J = \frac{qN_c D_n \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]}{\int_0^W \exp\left[-\frac{qU(x)}{kT}\right] dx} \quad (2.18)$$

Для барьеров Шоттки, где не учитывается влияние силы зеркального изображения, распределение потенциала выражается формулой:

$$qU(x) = \frac{q^2 N_D}{\epsilon_s} \left(Wx - \frac{x^2}{2} \right) - \Phi_B \quad (2.19)$$

Подставив 2.19 в 2.18 и выразив W через $U_D + U$ получим

$$J = \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \left[\frac{8\pi q N_D}{\epsilon_s} (U_D - U) \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \quad (2.20)$$

$$= J_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]$$

где

$$J_s = \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \left[\frac{8\pi q N_D}{\epsilon_s} (U_D - U) \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.21)$$

Из сравнения (2.10) и (2.21) следует, что плотность тока насыщения для диффузионной теории изменяется более круто от напряжения, но менее чувствительна к температуре по сравнению с плотностью тока насыщения для теории термоэлектронной эмиссии.

2.1.3 Полевая и термополевая эмиссии. Для выпрямляющего КМП с сильнолигированным полупроводником при низких температурах ток в прямом направлении определяется туннельным происхождением электронов с энергиями, близкими к энергиям Ферми в полупроводнике, т.е. происходит полевая эмиссия электронов. С ростом температуры электроны возбуждаются на более высокие энергетические уровни и вероятность туннельного прохождения через них возрастает, поскольку барьер становится более тонким и более низким. При этом, естественно, число возбужденных электронов резко уменьшается с увеличением энергии и существуют электроны с максимальной энергией над дном зоны проводимости, которые дают максимальный вклад в туннельный ток. Такой механизм токопрохождения называется термополевой эмиссией. При достаточно высоких температурах почти все электроны обладают энергией, достаточной для преодоления барьера. Тогда туннельный компонент токопрохождения становится пренебрежительно малым и наблюдается чисто термоэлектронная эмиссия.

Теория туннельного прохождения через барьер КМП развивалась в работах [97,197,199,220,243]. Согласно этой теории вероятность туннелирования сквозь треугольный барьер электрона с энергией меньшей высоты барьера на ΔE определяется формулой:

$$P = \exp\left[-\frac{4}{3} \frac{(2qm^*)^{1/2} (\Delta E)^{3/2}}{\hbar \mathcal{E}}\right] \quad (2.22)$$

где \mathcal{E} – напряженность электрического поля в области барьера. Используя выражение для максимального поля в

барьере $\mathcal{E}_{\max} = \left(\frac{2q}{\epsilon_s} N_D U_D \right)^{1/2}$, можно записать

$$P = \exp \left[- \frac{2 (\Delta E)^{3/2}}{3 E_{00} U_D^{1/2}} \right] \quad (2.23)$$

где E_{00} - специфический параметр, который определяется выражением:

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (2.24)$$

Из теории туннельного прохождения через барьер КМП следуют следующие основные положения:

- в прямом направлении полевая эмиссия наблюдается только для вырожденных полупроводников.

- отношение kT/qE_{00} является критерием того, что с чем связано токопрохождение. Если $kT \ll qE_{00}$ преобладает полевая эмиссия, если $kT \approx qE_{00}$ преобладает термополевая эмиссия и, наконец, если $kT \gg qE_{00}$ преобладает термоэлектронной эмиссии.

За исключением области очень малых смещений в прямом направлении ВАХ имеет вид:

$$J = J_s \exp \left(\frac{U}{E_0} \right) \quad (2.25)$$

где E_0 - функция температур и уровня легирования определяется следующим образом:

$$E_0 = E_{00} \operatorname{cth} \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right) \quad (2.26)$$

Предэкспоненциальный член J_s слабо зависит от приложенного напряжения. Он является сложной функцией температуры, высоты барьера и параметров полупроводника.

Снижение барьера под действием сил изображения и квантомеханическое отражение электронов с энергиями, превышающими высоту барьера, приводят к значительному увеличению J_s , причем, главным образом в переходной области от термополевой эмиссии к термоэлектронной эмиссии.

Зависимость дифференциального сопротивления КМП вблизи нулевого смещения ($R_C = \left(\frac{\partial U}{\partial J} \right)_{U=0}$) от уровня легирования определяется преимущественно следующими формулами:

для полевой эмиссии $R_C \sim \exp \left(\frac{\Phi_B}{E_{00}} \right);$

для термополевой эмиссии $R_C \sim \exp \left(\frac{\Phi_B}{E_{00} \operatorname{cth} \left(\frac{qE_{00}}{kT} \right)} \right)$

для термоэлектронной эмиссии $R_C \sim \exp \left(\frac{\Phi_B}{kT} \right).$

Таким образом, для термоэмиссии R_C не зависит от N_D , для сильнолегированных полупроводников, когда преобладает полевая эмиссия, $\ln R_C$ пропорционален $N_D^{-1/2}$ и область термополевой эмиссии лежит между ними.

2.1.4. Рекомбинационные и генерационные токи. При рассмотрении токопрохождения в выпрямляющих КМП иногда считается целесообразным учесть рекомбинацию при прямом смещении и генерацию при обратном смещении носителей тока. Предполагая, что рекомбинация обычно происходит

через локализованные центры наиболее эффективными считаются центры, расположенные вблизи середины запрещенной зоны. Плотность рекомбинационного тока приближенно выражается формулой [97]:

$$J_r = \frac{qn_i W}{2\tau_i} \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - 1 \right] = J_{ro} \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.27)$$

Здесь, W - ширина обедненной области, τ_i - время жизни в обедненной области, n_i - концентрация электронов в собственном полупроводнике, пропорциональная $\exp(-qE_g/2kT)$, E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Общая плотность тока состоит из суммы основной J_i и рекомбинационной J_r плотностей токов:

$$J = J_i + J_r = J_{io} \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] + J_{ro} \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.28)$$

Если преобладает термоэлектронная эмиссия, тогда

$$J_{io} = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right)$$

Рекомбинационная составляющая тока становится более важной в материалах с большой высотой барьера и малым временем жизни при низких температурах и малых прямых смещениях. Наличие рекомбинационного тока в общем случае вызывает отклонение от идеальной ВАХ диода Шоттки, которое становится более выраженным при низких температурах.

При обратном смещении происходит генерация электрон-дырочных пар в обедненной области. Это противоположно процессу рекомбинации и приводит к генерационной компоненте тока:

$$J_g = \frac{qn_i W}{2\tau_r} \quad (2.29)$$

Величина J_g увеличивается с увеличением обратного смещения, так как при этом увеличивается W . Подобно рекомбинационному току генерационный ток имеет

относительно большее значение в полупроводнике с высоким барьером и малым временем жизни.

2.2. Токпрохождение в неоднородном КМП

Из изложенного в предыдущей главе следует, что граница раздела реальных КМП, независимо от природы контактирующих материалов и способов их изготовления, является эмиссионной неоднородной. Общий контакт состоит из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих участков с различными эмиссионными параметрами, в результате чего в приконтактной области полупроводника возникает дополнительное электрическое поле. В тоже время между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника возникает контактная разность потенциалов и, следовательно, в периферийной приконтактной области полупроводника возникает дополнительное электрическое поле.

Значит, в приконтактной активной области полупроводника реального КМП наряду с основным электрическим полем, обусловленным контактной разностью потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника, существует и дополнительное электрическое поле, обусловленное эмиссионной неоднородностью границы раздела и ограниченностью контактной поверхности со свободными поверхностями металла и полупроводника. Энергетические структуры такого эмиссионно неоднородного КМП, в отличие от идеального КМП, достаточно сложны. Это связано с одной стороны с тем, что участки с произвольными конфигурациями, различными геометрическими размерами и локальными работами выхода хаотично распределяются на контактной поверхности металла. Следовательно, направление и значение напряженности дополнительного электрического поля, максимальное расстояние максимума высоты барьера от контактной поверхности металла,

неравномерно распределяются вдоль контактной поверхности металла. С другой стороны, особенности образования энергетических структур определяются типом проводимости и концентрацией примесей полупроводника.

Поэтому возникает необходимость для рассмотрения токопрохождения в неоднородном КМП с наиболее характерными энергетическими структурами, представленными в предыдущей главе.

2.2.1. Токопрохождение в КМП с неоднородной границей раздела. Для определенности, сначала обсудим особенности токопрохождения в КМП с неограниченной площадью, рассмотрев простейший пример контактной поверхности металла, содержащей участки лишь двух сортов с одинаковой конфигурацией и локальными работами выхода Φ_{M1} и Φ_{M2} , правильно чередующимися на этой поверхности.

Рассмотрим контакт между металлом с Φ_{M1} и Φ_{M2} и полупроводником n- типа с работой выхода $\Phi_{П}$, где выполняется условие $\Phi_{M2} > \Phi_{M1} > \Phi_{П}$. При этом в случае отсутствия поля пятен, в приповерхностном слое полупроводника образовался бы обедненный слой из неподвижных объемных зарядов с глубиной d_{o1} для участков с Φ_{M1} и с глубиной d_{o2} для участков с Φ_{M2} , где $d_{o2} > d_{o1}$ (рис.2.3а). Соответствующие энергетические диаграммы участков с Φ_{M1} и с Φ_{M2} представлялись бы как на рис.2.3б. В действительности, из-за взаимодействия участков поверхности металла с Φ_{M1} и Φ_{M2} возникает поле пятен, которое проникает в полупроводник на глубину l_0 . В результате этого, для участков с Φ_{M1} обедненный слой расширяется на глубину l_0 (рис.2.3в) и образуется дополнительный потенциальный барьер на величину $\Delta\Phi_{O1}$, максимум которого находится на расстоянии x_{M1} от поверхности металла, а для участка с Φ_{M2} высота барьера уменьшается на величину $\Delta\Phi_{O2}$, как в случае влияния силы

изображения, и его максимум находится на расстоянии $x_{M2} < x_{M1}$ (рис.2.3г).

При приложении прямого напряжения, напряженности внешнего поля $E_{ВН}$ и поля пятен $E_{П}$ в обедненном слое полупроводника для участка с Φ_{M1} направлены параллельно (рис.2.3д). С ростом напряжения высота барьера уменьшается на величину qU для электронов, эмиттированных из полупроводников в металл (рис.2.3е). В то же время сама высота барьера участка с Φ_{M1} увеличится на величину $\beta_1 qU$, т.е.

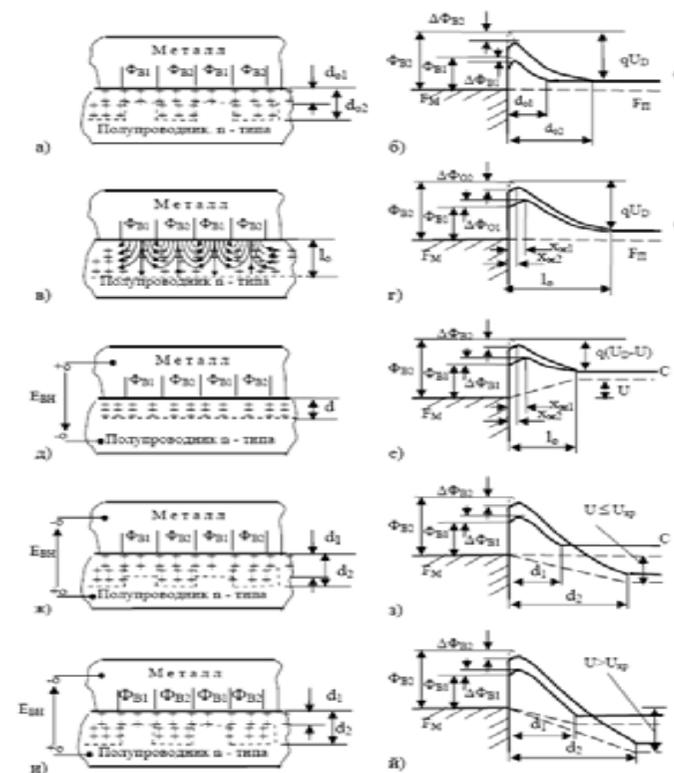


Рис.2.3. Схематические структуры и энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих выпрямляющих контактов металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU \quad (2.30)$$

где β_1 - коэффициент пропорциональности, q - заряд электрона.

Для участка с Φ_{M2} уменьшение $\Delta\Phi_{B2}$ с ростом U определяется влиянием силой изображения и выражается формулой:

$$\Delta\Phi_{B2} = q \left[\left(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \epsilon_s^3} \right) \left(U_D - U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \quad (2.31)$$

где, N_D - концентрация примесей в полупроводнике, ϵ_s - диэлектрическая проницаемость полупроводника, T - абсолютная температура, U_D - диффузионный потенциал, k - постоянная Больцмана.

Рассмотрим токопрохождение для двух участка с одиноковой площадью, равной единице, с Φ_{M1} и Φ_{M2} КМП. Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока I_F , состоящего из суммы токов I_{F1} и I_{F2} двух соответствующих участков, от прямого напряжения U для общего контакта выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= I_{F1} + I_{F2} = \\ &= AT^2 \left[\exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= AT^2 \left[\exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.32)$$

где A - постоянная Ричардсона, Φ_{B1} и Φ_{B2} - высоты локального потенциального барьера для участков с Φ_{M1} и Φ_{M2} .

При приложении внешнего обратного напряжения, напряженности внешнего поля $E_{ВН}$ и поля пятен $E_{П}$ в обедненном слое полупроводника для участка с Φ_{M1} направлены противоположно (рис.2.3ж). С ростом напряжения до значения $U_{КР}$ дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и дополнительно

накопленные электроны на границе раздела постепенно освобождаются. Это означает, что при $U \leq U_{КР}$, где $l \geq d_{o1}$, через участок с Φ_{M1} обратный ток не протекает (рис.2.3з). А при $U > U_{КР}$, где $l < d_{o1}$, через этот участок контакта начинает протекать обратный ток (рис.2.3и). С ростом напряжения высота барьера в этой области контакта уменьшается на величину $\beta_2 qU$ (рис.2.3й), где

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} - \beta_2 qU \quad (2.33)$$

где β_2 - коэффициент пропорциональности.

Для участка с Φ_{M2} высота барьера уменьшается на величину $\Delta\Phi_{B2}$, как в случае влияния силы изображения при $U < 0$.

Тогда, согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока I_R , состоящего из суммы токов I_{R1} и I_{R2} двух соответствующих участков, от обратного напряжения U для общего контакта выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_R &= I_{R1} + I_{R2} = \\ &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{q(U_C - U)}{kT}\right) \right] + \\ &+ AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.34)$$

где $U_C = U$ при $U \leq U_{КР}$ и $U_C = U_{КР}$ при $U > U_{КР}$.

В формуле (2.34) внешнее напряжение $U = U_C$ компенсирует приращение высоты барьера, обусловленное накоплением на границе раздела свободных электронов для участка с Φ_{M1} в области $l > d_{o1}$. При $0 \leq U_C \leq U_{КР}$ обратный ток через этот участок контакта не протекает. В прямом направлении $U_C = 0$.

Когда дополнительное электрическое поле проникает в полупроводник на глубину $l \leq d_{o1}$, критическое напряжение отсутствует ($U_{кр} = 0$ и $U_C = 0$) и как прямые, так и обратные токи начинают протекать через участок с Φ_{M1} контакта сразу же с ростом напряжения, начиная от нуля.

Если глубина проникновения поля пятен больше чем ширина обедненного слоя ($l > d_{o2}$), тогда электроны в объеме полупроводника за пределами d_{o2} движутся к поверхности металла. При этом обедненный слой расширяется и в то же время возникающее электрическое поле направленное к поверхности металла несколько уменьшает величину барьера $\Delta\Phi_{O1}$. Для участков с Φ_{M2} поля пятен в обедненном слое полупроводника направляется к металлу, и, следовательно, несколько уменьшает высоту барьера из-за влияния силы изображения. Таким образом, высота барьера участка с Φ_{M2} под влиянием как контактной разности потенциалов контактирующих материалов, так и поля пятен уменьшается на величину $\Delta\Phi_{B2}$ и становится $\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}$. А для участка с Φ_{M1} под влиянием поля пятен образуется дополнительный потенциальный барьер на величину $\Delta\Phi_{O1}$ и высота барьера становится $\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1}$. При этом расстояние x_{M1} максимума потенциального барьера для участков с Φ_{M1} становится намного больше того же расстояния x_{M2} для участка с Φ_{M2} .

Теперь рассмотрим контакт между металлом с Φ_{M1} и Φ_{M2} и полупроводником n- типа с работой выхода $\Phi_{П}$, где выполняется условие $\Phi_{M2} > \Phi_{M1} \approx \Phi_{П}$. При этом в случае отсутствия поля пятен, в приповерхностном слое полупроводника для участка с Φ_{M2} из неподвижных объемных зарядов образовался бы обедненный слой с глубиной d_{o2} , а для участков с Φ_{M1} отсутствовал бы приповерхностный обедненный слой (рис.2.4а). Соответствующие энергетические диаграммы участков с Φ_{M1} и с Φ_{M2} представлялись бы как на рис.2.4б. В действительности, из-за взаимодействия между собой участков поверхности металла с Φ_{M1} и Φ_{M2} возникает поле

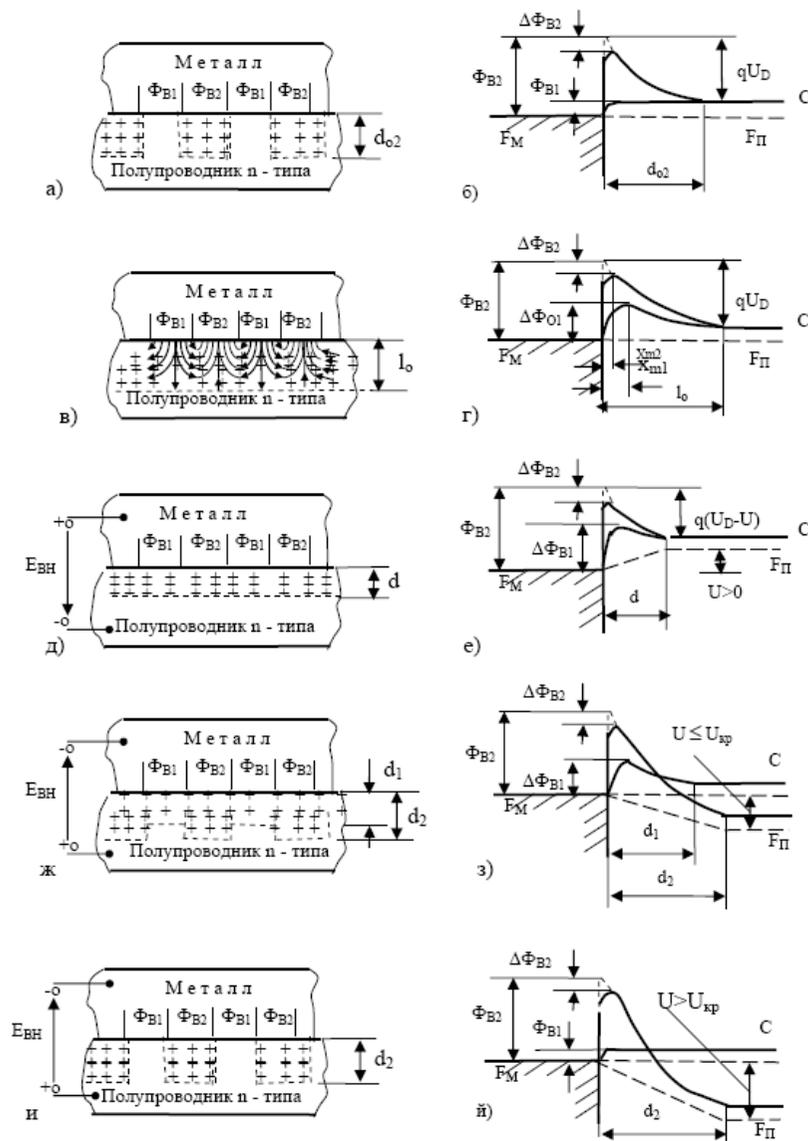


Рис.2.4. Схематические структуры и энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих выпрямляющего и омического контактов металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения

тен, которое проникает в полупроводник на глубину l_0 (рис.2.4в). Напряженность поля пятен E_{Π} направлена от поверхности участков металла с Φ_{M1} к поверхности участка металла с Φ_{M2} , проходя через приконтактный слой. Под действием поля пятна свободные электроны в приконтактной области полупроводника для участков с Φ_{M1} накапливаются на границе раздела и, следовательно, образуется приконтактный обедненный слой на глубине l_0 и в нем потенциальный барьер на высоту $\Delta\Phi_{B1}$. Максимум высоты потенциального барьера находится на расстоянии x_{M1} от поверхности металла. А для участка с Φ_{M2} высота барьера уменьшается на величину $\Delta\Phi_{B2}$, как в случае влияния силы изображения, и его максимум находится на расстоянии $x_{M2} < x_{M1}$ (рис.2.4г).

При приложении прямого напряжения $U > 0$ (плюс к металлу), в обедненном слое полупроводника направления напряженностей внешнего поля $E_{ВН}$ и поля пятен E_{Π} для участка с Φ_{M1} совпадают (рис.2.4д), а для участка с Φ_{M2} становятся антипараллельными. Для электронов, эмиттированных из полупроводника в металл высота барьера уменьшается на величину qU (рис.2.4е). В тоже время сама высота барьера увеличивается на величину $\beta_1 qU$, т.е.

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU \quad (2.35)$$

где $\beta_1 < 1$.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока I_F , состоящего из суммы токов I_{F1} и I_{F2} двух соответствующих участков, от прямого напряжения U для общего контакта выражается формулой:

$$I_F = I_{F1} + I_{F2} = AT^2 \left[\exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.36)$$

При приложении обратного напряжения $U < 0$ (минус к металлу) напряженность внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля E_{Π} в обедненном слое полупроводника для участка с Φ_{M1} направлены противоположно (рис.2.4ж), а для участка с Φ_{M2} – параллельно. С ростом напряжения поле пятен частично компенсируется внешним полем для участка с Φ_{M1} и, следовательно, уменьшается высота потенциального барьера в этой области контакта для электронов, идущих через контакт в противоположных направлениях (рис.2.4з). Обратный ток в области контакта для участка с Φ_{M1} начинает протекать лишь в том случае, когда $\Delta\Phi_{B1}$ полностью компенсируется внешним напряжением $U_{КР}$ (рис.2.4и,й). Для участков с Φ_{M2} с ростом напряжения высота барьера продолжает уменьшаться, как в случае влияния силы изображения.

Тогда зависимость тока I_R , состоящего из суммы токов I_{R1} и I_{R2} для двух соответствующих участков с Φ_{M1} и Φ_{M2} , от обратного напряжения U , для общего контакта при $U = U_C \leq U_{КР}$ выражается формулой:

$$I_R = I_{R1} + I_{R2} = AT^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{B1} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{q(U_C - U)}{kT}\right) \right] + AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \quad (2.37)$$

А при $U > U_{КР}$, потенциальный барьер $\Delta\Phi_{O1}$ для участков с Φ_{M1} полностью компенсируется с внешним напряжением $U = U_{КР}$ и через этот участок протекает омический ток. При этом зависимость I_R от U выражается формулой:

$$I_R = I_{R1} + I_{R2} = \frac{U}{R} + AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right)\right] \quad (2.38)$$

где R – омическое сопротивление участка с Φ_{M1} .

2.2.2. Токпрохождение в КМП с ограниченной площадью.

При непосредственном контакте металла с полупроводником, возникают контактные разности потенциалов как между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, имеющими работу выхода порядка 4-5 эВ, так и между контактной поверхностью границы раздела, имеющей высоту потенциального барьера порядка 1 эВ и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, имеющими работу выхода порядка 4-5 эВ. Основное электрическое поле, возникающие из-за контактной разности потенциалов между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, охватывает всю приконтактную область полупроводника. А дополнительное электрическое поле, возникающие из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью границы раздела и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывает периферийную приконтактную область полупроводника. Когда ширина контактной поверхности границы раздела составляет несколько микрометров как основное, так и дополнительное электрические поля полностью охватывают всю приконтактную активную область полупроводника. Следовательно, в таких узких КМП основное и дополнительное электрические поля совместно оказывают влияние как на образование потенциального барьера, так и на токпрохождение.

Для определенности рассмотрим узкие КМП с однородной границей раздела, созданный на основе контакта металла с работой выхода Φ_M по всей поверхности и полупроводниковой пластинки n-типа с работой выхода Φ_n

(электронным средством χ) по всей рабочей поверхности.

Согласно модели Шоттки, где не учитывается геометрическая ограниченность контактной поверхности границы раздела и следовательно, наличие дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника, непосредственный контакт металла с полупроводником n-типа при $\Phi_M - \Phi_n \approx 0$ ($\Phi_n = \Phi_M - \chi$), не имеет приконтактного обедненного слоя (рис.2.5а), следовательно, обладает омическими свойствами, а его энергетическая диаграмма изображается как на рис.2.5б.

Однако, между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника возникает контактная разность потенциалов на величины $(\Phi_M - \Phi_n)/q$ и $(\Phi_n - \Phi_M)/q$, отсюда в приконтактной области полупроводника на глубине l_0 образуется дополнительное электрическое поле (рис.2.5в). Напряженность дополнительного поля E_d направлена от контактной поверхности к свободным поверхностям металла и полупроводника. При этом в приконтактной области полупроводника тангенциальные составляющие напряженности дополнительного электрического поля взаимно компенсируются и его нормальные составляющие играют основную роль в процессе накопления свободных электронов на границе раздела и следовательно, образования приконтактного обедненного слоя на глубины l_0 и потенциального барьера в нем на высоту $\Delta\Phi_{B0}$ (рис.2.5,г). Максимум потенциального барьера находится на относительно большом расстоянии (x_{m0}) от поверхности металла, чем это следует из влияния силы изображения для идеального диода Шоттки.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, в случае отсутствия внешнего напряжения через границу раздела с единичной площадью в противоположных направлениях проходят токи I_0 , где

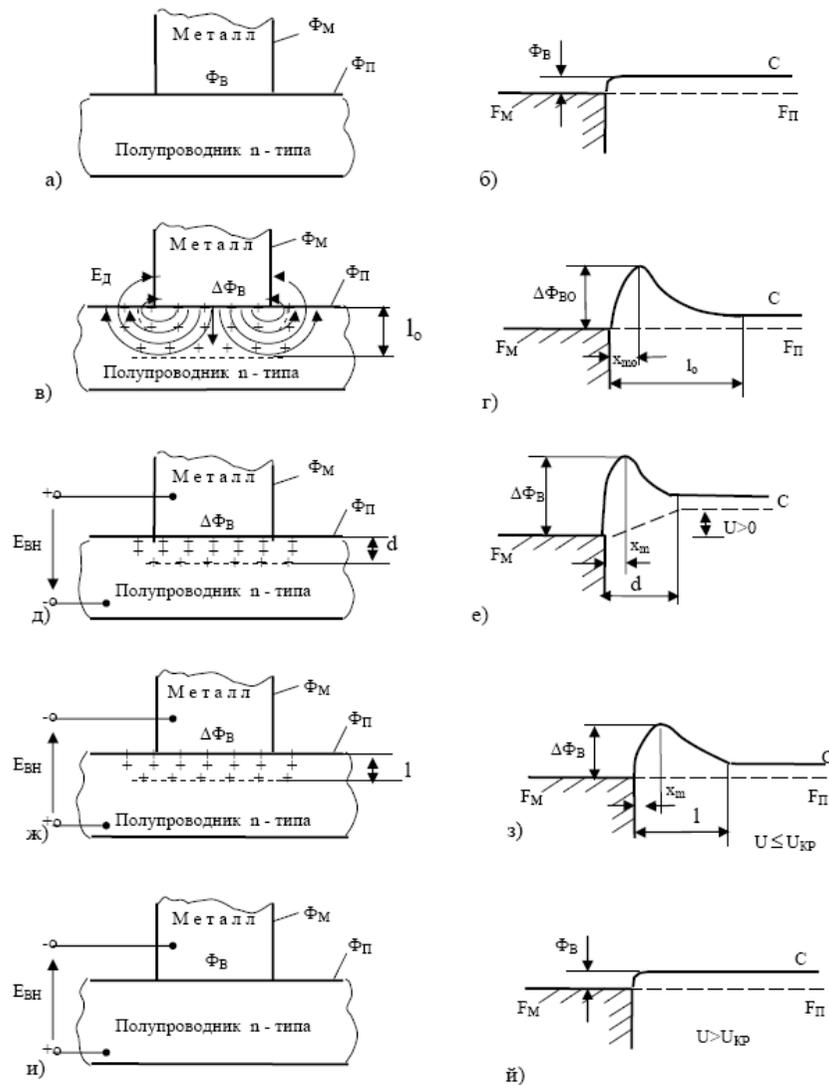


Рис.2.5. Схематические структуры и энергетические диаграммы однородного омического контакта металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения и дополнительного электрического поля, обусловленного ограниченности контактной поверхности.

$$I_o = AT^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO}}{kT}\right) \quad (2.39)$$

Здесь A - константа Ричардсона, T - абсолютная температура, k - постоянная Больцмана.

При приложении прямого напряжения $U > 0$ (плюс к металлу), в обедненном слое полупроводника направления напряженностей внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля $E_{Д}$ совпадают (рис.2.5д). Для электронов, эмитированных из полупроводника в металл высота барьера уменьшается на величину qU (рис.2.5е). В тоже время сама высота барьера увеличивается на величину $\beta_1 qU$, т.е.

$$\Delta\Phi_B = \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU \quad (2.40)$$

где $\beta_1 < 1$.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока I_F от U в прямом направлении выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= I_o \left[\exp\left(\frac{(1 - \beta_1)qU}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\beta_1 qU}{kT}\right) \right] = \\ &= I_o \left[\exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) - \exp\left(\frac{(1 - n_1)qU}{n_1 kT}\right) \right] \approx I_o \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned} \quad (2.41)$$

где

$$n_1 = \frac{1}{1 - \beta_1}$$

При приложении обратного напряжения $U < 0$ (минус к металлу), напряженность внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля $E_{Д}$ в обедненном слое полупроводника

направлены противоположно (рис.2.5ж). С ростом напряжения дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и, следовательно, уменьшается количество свободных электронов, накопленных на границе раздела. При этом уменьшается и высота потенциального барьера для электронов, идущих через контакт в противоположных направлениях (рис.2.5з). Обратный ток начинает протекать лишь в том случае, когда $\Delta\Phi_{В0}$ полностью компенсируется внешним напряжением $U_{КР}$ (рис.2.5и). При $U > U_{КР}$ обратный ток имеет омический характер (рис.2.5й), т.е.

$$I_R = \frac{U - U_{КР}}{R_C} \quad (2.42)$$

где R_C - сопротивление контакта.

Согласно модели Шоттки, где не учитывается дополнительное электрическое поле, когда $\Phi_M > \Phi_{П}$, в приконтактной области полупроводника образуется обедненный слой с глубиной d_0 (рис.2.6а) и в нем формируется потенциальный барьер с высотой Φ_B . Максимум высоты потенциального барьера находится на расстоянии x_{M0} от поверхности металла и снижается на величину $\Delta\Phi_{В0}$ под действием силы зеркального изображения (рис.2.6б). Возникающее дополнительное электрическое поле проникает в приконтактный слой полупроводника на глубину l_0 (рис.2.6в). В результате чего потенциальный барьер увеличивается на $\Delta\Phi'_{В0}$ и его максимум находится на достаточно большом расстоянии $x_M > x_{M0}$ (рис.2.6г). При этом, если $l_0 > d_0$, то под действием дополнительного электрического поля свободные электроны за пределами d_0 накапливаются на границе раздела.

При приложении прямого напряжения напряженности внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля E_D в обедненном слое полупроводника направлены параллельно (рис.2.6д). С ростом напряжения высота барьера уменьшается на величину qU для электронов, эмитированных из

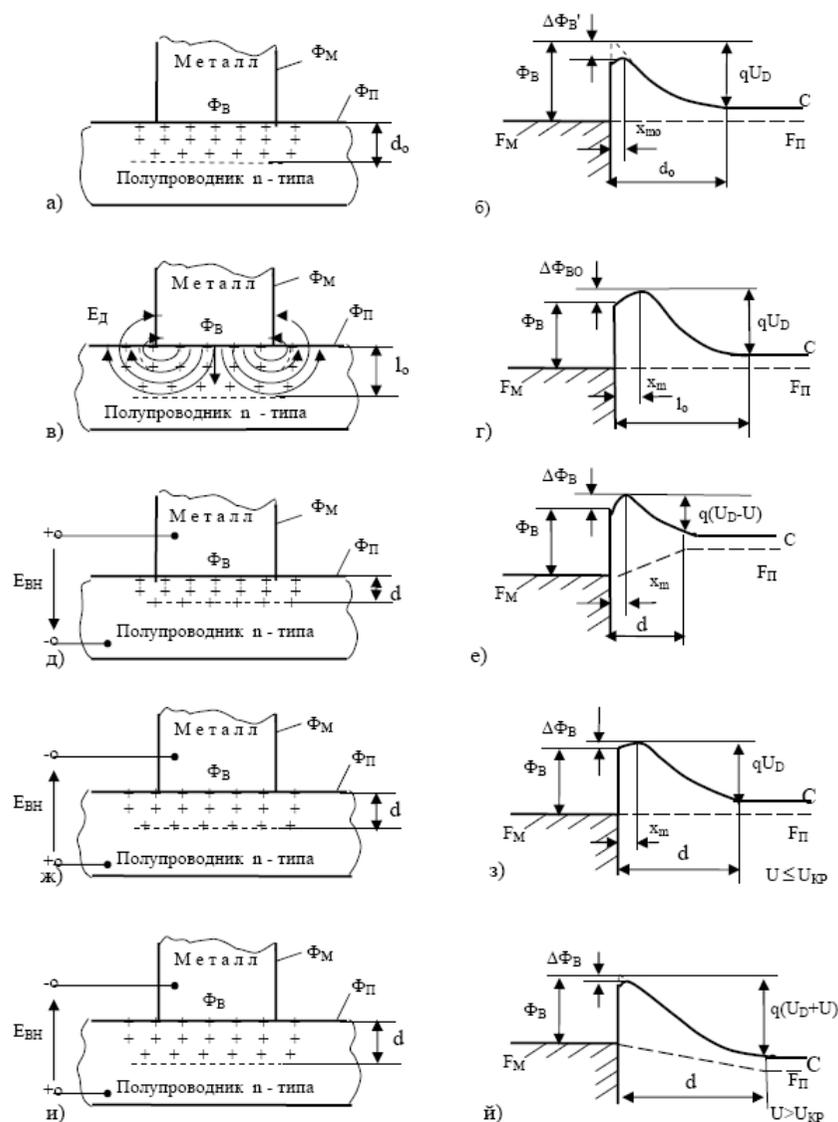


Рис.2.6. Схематические структуры и энергетические диаграммы однородного выпрямляющего контакта металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения и дополнительного электрического поля, обусловленного ограниченности контактной поверхности.

полупроводника в металл (рис.2.6е). В то же время сама высота барьера увеличивается на величину $\beta_1 qU$, т.е.

$$\Delta\Phi_B = \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU \quad (2.43)$$

где $\beta_1 < 1$. Согласно теории термоэлектронной эмиссии зависимость тока от прямого напряжения выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{(1-\beta_1)qU}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\beta_1 qU}{kT}\right) \right] = \\ &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) - \exp\left(-\frac{(1-n_1)qU}{n_1 kT}\right) \right] \approx AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned} \quad (2.44)$$

где

$$\Phi_{BЭ} = \Phi_B + \Delta\Phi_{BO} \quad \text{и} \quad n_1 = \frac{1}{1-\beta_1}$$

При приложении обратного напряжения, напряженности внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля $E_{Д}$ в обедненном слое полупроводника направлены противоположно (рис.2.6ж). С ростом напряжения до значения $U_{КР}$ дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и дополнительно накопленные электроны на границе раздела постепенно освобождаются. Это означает, что при $U \leq U_{КР}$, где ($l \geq d_0$), через контакт обратный ток не протекает (рис.2.6з). А при $U > U_{КР}$, где ($l < d_0$), через контакт начинает протекать обратный ток (рис.2.6и). Уменьшение высота барьера с ростом напряжения (рис.2.6к) выражается формулой:

$$\Delta\Phi_B = \Delta\Phi_{BO} - \beta_2 qU \quad (2.45)$$

Тогда согласно теории термоэлектронной эмиссии зависимость обратного тока I_R от U выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_R &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U-U_C)}{kT}\right) \right] = \\ &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{BO} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U-U_C)}{kT}\right) \right] \approx \\ &\approx AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(U-U_{КР})}{n_2 kT}\right) \end{aligned} \quad (2.46)$$

где $\Phi_{BЭ} = \Phi_B + \Delta\Phi_{BO}$; $n_2 = \frac{1}{\beta_2}$; $I_R = 0$ при $U \leq U_{КР}$ и $I_R \neq 0$

при $U > U_{КР}$.

В формуле (2.46), внешнее напряжение $U = U_C$ компенсирует приращение высоты барьера, обусловленное накоплением свободных электронов в области $l > d_0$ на границе раздела. При $U = U_C \leq U_{КР}$ обратный ток через контакт не протекает. В прямом направлении $U_C = 0$.

Общее выражение вольтамперной характеристики УКМП описывается формулой:

$$I = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ} + \beta qU}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{q(U-U_C)}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.47)$$

где $U_C = 0$ в случае прямого направления ($U > 0$) и в случае обратного направления, $U_C = U$ при $U \leq U_{КР}$ и $U_C = U_{КР}$ при $U > U_{КР}$.

Когда дополнительное электрическое поле проникает в полупроводник на глубину $l \leq d_0$, критическое напряжение $U_{КР} = 0$ ($U_C = 0$) и через узкие КМП как прямые, так и обратные токи начинают протекать сразу же с ростом напряжения начиная от нуля.

ГЛАВА III

ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И МЕХАНИЗМЫ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В РЕАЛЬНЫХ КОНТАКТАХ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

3.1. Развитие физической модели неоднородных КМП

Выпрямляющее свойство КМП установлено во второй половине XIX века и их практическое применение началось с начала прошлого века в качестве точечных детекторов. Точечные КМП выпрямители имели обычно плохие ВАХ по сравнению с плоским ДШ, т.е. имели большое сопротивление растекания, большой ток утечки, плавные предпробойные характеристики, и их характеристики были не предсказуемы теоретически [45]. Несмотря на это, преимуществом точечного КМП выпрямителя - маленькая площадь, и следовательно, маленькая емкость, обусловила широкое использование их в СВЧ электронике.

Фундаментальные физические модели и теории токопрохождения идеально однородных КМП были разработаны лишь в 40-ых годах прошлого века. Экспериментальные исследования показали, что многие особенности реальных КМП не находятся в согласии с предсказаниями идеальных физических моделей и теории. Например, условия выпрямления согласно модели Шоттки и модели Бардина трудно выполняются, прямые ветви ВАХ характеризуются коэффициентом неидеальности со значением больше единицы, отсутствует насыщения обратных токов, часто наблюдается деградация ВАХ, происходит преждевременный электрический пробой перехода и т.д. Наиболее вероятную причину этих и других отклонений от предсказаний идеальных физических моделей и теории КМП видели, в основном, на неизбежной неоднородности границы раздела реальных контактов, возникающей в результате

использования в то время существующих несовершенных технологий изготовления КМП [108,166].

В работе [108] отмечается, что флуктуация пространственного заряда в барьерном слое и загрязнение поверхности полупроводника вызывают один и тот же эффект, а именно флуктуации действующей высоты барьера вдоль поверхности. При этом, помимо слабых отклонений от среднего значения, должны существовать отдельные участки, в которых потенциальный барьер полностью отсутствует. При этом можно представить контакт, состоящим из следующего: а) участков, размеры которых сравнимы со всей площадью контакта, а высота потенциального барьера приблизительно равна постоянной величине и б) местных соседних участков малых размеров с сильно различающимися между собой значениями высоты барьера.

Формула ВАХ такого КМП детектора может быть получена суммированием отдельных токов I_p , протекающих через каждый из этих участков:

$$I = \sum_p \tilde{I}_p e^{\frac{\beta_p q \phi_{op}}{kT}} \left[e^{\frac{\beta_p q (U - i_p r_p)}{kT}} - e^{\frac{(1 - \beta_p) q (U - i_p r_p)}{kT}} \right] + \sum_p I_p \quad (3.1)$$

где i_p и r_p – ток и сопротивление объема p -го элемента, \tilde{I}_p – ток, определяемый тепловым движением носителей тока, ϕ_{op} – действующая высота барьера, β_p – коэффициент равный $(1 - \frac{x_m}{D})$, x_m – расстояние максимума потенциального барьера от поверхности, D – ширина слоя объемного заряда, U – приложенное напряжение. Первое суммирование производится по всем элементам p , для которых $U - i_p r_p < \phi_{op}$, а второе по всем остальным. Во второй сумме I_p определяется по закону Ома.

Из формулы (3.1) следует, что соответствующим распределением $\bar{\varphi}_{op}$ по элементам можно получить почти любую, менее крутую зависимость тока от прямого напряжения, чем в случае детектора с равномерным распределением φ_0 . Обратная ветвь ВАХ должна состоять из омической и экспоненциальной части. Это находится в согласии с результатами экспериментального исследования обратных ВАХ детекторов.

Предположение о пятнистом распределении высоты потенциального барьера не устранило полностью разногласий между теорией и данными эксперимента. Можно задаться законом распределения вероятностей для числа участков с высотами барьера $\varphi_{ок}$, считая, что из них с φ_{op} известны и построит на основе этих данных ВАХ детектора. Такого рода исследование и было проделано в [166]. В этой работе предложена мультиконтактная теория выпрямляющих КМП, согласно которой общий ток i КМП диода состоит из суммы токов i_j множества параллельно соединенных маленьких диодов:

$$i = \sum_j i_j = j_0 a_j(\varphi_j) n_j(\varphi_j) \exp\left(-\frac{e\varphi_j}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{e(U - i_j R_j)}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

где j_0 – плотность тока теплового движения свободных носителей заряда для j -го диода, $a_j(\varphi_j)$ – площадь участка с потенциалом φ_j , $n_j(\varphi_j)$ – количество участков с потенциалом φ_j , i_j и R_j – ток и сопротивление объема j -го элемента соответственно.

Предполагается, что между площадью a , количеством участков n и высотой барьера φ_j участков КМП диода существуют экспоненциальные зависимости:

$$a(\varphi_j) = a_0 \exp(q\varphi_j) \quad \text{и} \quad n(\varphi_j) = n_0 \exp(p\varphi_j) \quad (3.3)$$

где q и p – коэффициенты, которые могут быть определены из экспериментальных данных.

При этом, прямые ветви ВАХ КМП диода ($U > 0$) определяются формулой:

$$\begin{aligned} i &= j_0 a_0 n_0 \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \int_U^\varphi \exp\left[-\left(\frac{e}{kT} - p - q\right)\varphi\right] d\varphi + \\ &+ j_0 a_0 n_0 \int_0^U \exp[(p + q)\varphi] d\varphi = \\ &= \frac{j_0 a_0 n_0}{\alpha \left(\frac{e}{kT} - \alpha\right)} \frac{e}{kT} \exp(\alpha U) = i_F \exp(\alpha U) \end{aligned} \quad (3.4)$$

где $\alpha = p + q$.

Обратные ветви КМП диода ($U < 0$) выражаются формулой:

$$\begin{aligned} i &= j_0 a_0 n_0 \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \int_U^\varphi \exp\left[-\left(\frac{e}{kT} - p - q\right)\varphi\right] d\varphi = \\ &= \frac{j_0 a_0 n_0}{\frac{e}{kT} - \alpha} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] = i_R \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

Такого рода исследования представляют лишь чисто теоретический интерес, так как полученные таким путем характеристики не находятся в количественном согласии с экспериментальными данными. Все же идея распределенных контактных потенциалов в известной мере смягчает противоречия между результатами теории и эксперимента, при изучении характеристик кристаллических детекторов.

Становление микроэлектроники как самостоятельного направления современной электроники в 60-х годах прошлого века дало вторую жизнь выпрямляющим КМП. Они благодаря

своим достоинствам над p-n переходом являлись важнейшим физическим элементом для создания активных и пассивных компонентов элементной базы интегральных микросхем, характеризующиеся микроминиатюризацией как комплекующих элементов, так и аппаратуры в целом. Фотолитографическая технология микросхем позволила изготовить плоские КМП с высокими совершенствованными структурами. При таких обстоятельствах выпрямляющие КМП с одной стороны получили широкое применение в современной электронике, с другой подвергались тщательному теоретическому и экспериментальному исследованию. В результате этого были разработаны конструктивно-технологические способы для изготовления КМП приборов с высокими качествами. Однако, не удалось устранить многие разногласия между теорией и экспериментальными данными. Предполагалось, что такое разногласие может быть обусловлена влиянием промежуточных тонких диэлектрических слоев на границе раздела, возникающих в отдельных стадиях технологических процессов. При этом часть приложенного внешнего напряжения падает на диэлектрическом слое, поэтому высота барьера зависит от напряжения. Это приводит к увеличению коэффициента неидеальности прямой ветви ВАХ.

Исследование КМП диодов с абсолютно без промежуточным диэлектрическим слоем, изготовленных на основе силицидов, а так же на сколотой поверхности полупроводника показали, что выше отмеченные разногласия между теорией и экспериментом имеют место и в таких структурах. При этом неизбежные неоднородности КМП, обусловленные неодинаковостью контактной разностей потенциалов вдоль поверхности полупроводника, неравномерной распределением концентрации примесей полупроводника, различием толщины тонкого диэлектрического слоя, поликристаллической структурой металлического электрода, стехиометрией состава силицидов,

дислокацией сколотой поверхности полупроводника, не остались вне поля зрения ученых [9-11,49,51,105,192].

В работе [51] отмечается, что в случае неоднородного контакта по величине контактной разности потенциалов, по толщине тонкого промежуточного диэлектрика и по концентрации примесей полупроводника, формулу для идеальной ВАХ диодов Шоттки следует отнести только к элементам поверхности ds_k , которые можно считать однородными, а для сравнения с опытными данными надо использовать характеристику, усредненную по изменяющимся параметрам. Если задана функция распределения $P[ds_k=s_0P(x)dx]$ какой-либо величины x, y, \dots по площади контакта, то средняя величина тока определяется

$$\overline{I(x, y, \dots)} = \frac{\int I(x, y, \dots)P(x, y, \dots)dxdy\dots}{\int P(x, y, \dots)dxdy\dots} \quad (3.6)$$

Для реального выпрямляющего КМП функция распределения $P(x, y, \dots)$ достаточно сложна. Для проведения качественного анализа влияния неоднородности были использованы определенные экспоненциальная и дискретная функции распределения. Получено, что если параметр, по которому ведется усреднение, не связан с напряжением, то изменяется величина тока через контакт, в противном случае изменяется также ход вольтамперной характеристики. При неоднородности контакта по нескольким параметрам необходимо проводить не частичное, а последовательное усреднение по всем параметрам с изменяющимися значениями. Результат интегрирования тогда может привести к значительному изменению тока по сравнению с неусредненным.

Более естественная неоднородность реальных КМП была обоснована в [9-11]. Показано, что поскольку на контактную поверхность металлического электрода выходят различные грани кристаллитов металла и разность работ

выхода различных граней кристаллитов достигает около 1 эВ, то реальный КМП состоит из совокупности множества параллельно соединенных микроконтактов с различными электрофизическими и геометрическими параметрами. Высота барьера КМП диода определяется усредненной величиной высоты барьера по контактной площади, т.е.

$$\overline{\Phi}_B = \frac{\sum_{i=1}^N \Phi_{Bi} S_i}{\sum_{i=1}^N S_i} \quad (3.7)$$

где $\overline{\Phi}_B$ - усредненное значение высоты барьера по поверхности контакта, Φ_{Bi} - высота барьера i - го участка контакта с площадью S_i . Если на нескольких микроучастках отсутствует потенциальный барьер, тогда КМП обладает деградированными ВАХ, т.е. при начальных прямых напряжениях появляется избыточный ток, а обратные ветви ВАХ состоят из токов омических и диодных микроучастков. КМП обладает чисто омическими свойствами лишь в том случае, если омический составляющий преобладает над диодным составляющим в обоих направлениях. Кроме того, путем статистического анализа экспериментальных значений высоты барьера $\Phi_{BЭ}$ и постоянной Ричардсона $A_Э$, существующих в литературе для металл-Si диодов Шоттки, установлена корреляция [8,12]:

$$A_Э \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) = B = const \quad (3.8)$$

Реальные КМП на основе силицидов практически всегда являются неоднородными по высоте барьера вдоль контактной поверхности, т.е. общий контакт представляется как множество параллельно соединенных участков с различным составом и структурой силицидов [192,193]. Показано [192], что под действием термической обработки при выше 400 °С одновременно образуются силициды IrSi, Ir₂Si₃,

IrSi₃ на границе раздела КМП с различными высотами потенциального барьера: 0,93 эВ -IrSi, 0,85 эВ - Ir₂Si₃, 0,94 эВ - IrSi₃. При этом высота барьера общего КМП диода определяется как усредненное значение высот барьеров параллельно соединенных силицидных микродиодов. В работе была проверена эта идея на основе КМП, изготовленных из параллельно соединенных PtSi – nSi и NiSi – nSi диодов Шоттки, имеющих высоты барьера около 0,87 эВ и 0,66 эВ соответственно. Высоты барьера были определены I-V и C-V методами. Получено хорошее совпадение.

В работах [20,107] неоднородность КМП анализируется в качестве фактора, влияющего на надежность полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Предложено, что можно характеризовать неоднородность КМП величиной

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{f - f_H}{f} \quad (3.8)$$

где f – характеристики однородного, а f_H – неоднородного контактов той же площади. По $\frac{\Delta f}{f}$ можно найти

характеристики неоднородного контакта, определив $f_H = f \left[1 - \frac{\Delta f}{f}\right]$. Для нахождения f_H используется формула

(3.6), если задана функция распределения величины $P(x,y,...)$ по поверхности. Определение f_H (I (ток), C (емкость) при изменении $x, y,..$ (площади неоднородных участков, концентрации примесей в полупроводнике, толщина тонкого промежуточного диэлектрического или переходного слоя и т.д.) сводится к заданию $P(x,y,...)$ является сложным, так как неоднородность параметров реальных КМП распределяется вдоль контактной поверхности совершенно хаотично.

Реальные КМП практически всегда в той или иной степени неоднородны. Это подтверждают прямые измерения

сканирующими зондами Au-Si диодов Шоттки, где обнаружено, что на поверхности контакта распределяются микроучастки с размерами около 2 нм и заниженными высотами барьера на 20-50 мэВ [200]. Анализ неидеальностей ВАХ диодов Шоттки также подтвердили неоднородность реальных КМП [141,231]. В работе [231] наблюдаются такие экспериментальные результаты, как большое значение коэффициента неидеальности, ”мягкий” преждевременный пробой, разногласие между высотами барьера, измеренными различными методами и т.д., хорошо объясняемые неоднородностью КМП. Показано [141], что в случае неоднородного диода Шоттки шунтирование тока происходит даже через такие микроучастки с низкими высотами барьера, геометрические размеры которых меньше ширины ОПЗ.

В [17-19,27] построена модель приповерхностной области изгиба зон полупроводника, учитывающая дискретность легирующей примеси и его случайное распределение. Отмечается, что основной традиционной моделью области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника является аппроксимация потенциала дискретных ионизованных атомов примесей, формирующих пространственный заряд однородно заряженным ”желе”. Считается, что дискретность заряда примесей не влияет на потенциальный рельеф ОПЗ. Такое макроскопическое описание ОПЗ может быть оправдано, если протяженность ОПЗ многократно превосходит среднее расстояние между примесными атомами. При концентрации примесей полупроводника $N_D=10^{18} \text{ см}^{-3}$ и высоте барьера КМП $\Phi_B=0,25$ эВ глубина ОПЗ (d) равна среднему расстоянию (d_i) между атомами примеси. Другими словами в объеме d^3 в ОПЗ находится в среднем 1-2 атома примеси, так что усреднение по большому количеству атомов не происходит. Принимая модель, в которой поле и потенциал в ОПЗ формируется только теми зарядами, которые находятся в районе изгиба зон, для нее был произведен расчет поля и потенциала на

поверхности. Показано, что локальные поверхностные электрические поля могут достигать величин на порядок выше, чем величина поля в одномерной модели ОПЗ. В случае, когда изгиб зон поддерживается зоной делокализованных поверхностных состояний, средние флуктуации потенциала на поверхности не превышает кТ при комнатной температуре, а в случае дискретных поверхностных состояний имеют значения порядка величины изгиба зон. Для вычисления ВАХ диодов Шоттки воспользуется модель параллельных микродиодов.

В работе [96] был развит статистический подход, где построена теория избыточных токов через КМП и рассматривалось влияние флуктуации величины концентрации примесей на высоту барьера Шоттки. Рассмотрена температурная зависимость тока через КМП в случае, когда он определяется пространственными флуктуациями потенциала в области ОПЗ. Показано, что флуктуации потенциала, обусловленные флуктуациями концентрации заряженных примесей, приводят к значительному увеличению тока через контакт и ослаблению его температурной зависимости.

В [109,110] предложена модель токопрохождения в диодах Шоттки, использующая представление о баллистическом переносе электронов через тонкую базу. При расчете прямых и обратных статических ВАХ диодов Шоттки использовали теорию термоэлектронной эмиссии и тунелирования носителей заряда. Для нахождения коэффициентов прохождения при расчете прямых и обратных ветвей ВАХ, а также времени прохождения применялся метод матрицы переноса. При этом потенциал барьера в области ОПЗ разбивался на множество прямоугольных потенциальных барьеров. Волновые функции электронов рассчитывались для каждого прямоугольного потенциального барьера. Для расчета статических ВАХ диодов Шоттки использовалось аналитическое выражение:

$$J(E) = \frac{4\pi q m^* kT}{\hbar} \int_0^\infty T(E) \text{Ln} \left[\frac{1 + \exp[(E_F - E)/kT]}{1 + \exp[(E_F - E - qU)/kT]} \right] dE \quad (3.9)$$

где q – заряд электрона, m^* -эффективная масса электрона, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, \hbar - постоянная Планка, $T(E)$ –коэффициент прохождения, E_F - уровень Ферми, E - энергия электрона, U - величина падения напряжения.

Исходя из анализа соответствия расчетов на основе предложенной модели эксперименту был сделан вывод о согласии между ними.

Из выше изложенного следует, что реальный КМП, имеющий неоднородные границы раздела, представляется как совокупность параллельно соединенных дискретных микроконтактов с различными высотами потенциального барьера. Такая физическая модель неоднородного КМП в известной мере смягчает разногласия между теорией и экспериментальными результатами диодов Шоттки, однако полностью их не устраняет. Если неоднородность КМП обусловлена даже лишь поликристаллической структурой металлического электрода, на контактной поверхности которого выходят различные грани микрокристаллитов с отличающимися в работе выхода до 1 эВ, тогда разница токов, протекающих через два микродиода с высотами барьера, отличающимися всего на 0,5 эВ, составляет около 10^9 раз. Это означает, что расхождение между электрофизическими параметрами реальных диодов Шоттки, изготовленных в единых технологических условиях, должно быть слишком большое. Вероятность совпадения, хотя бы приблизительно, параметров двух таких идентичных по форме диодов Шоттки становится равной почти нулю. А ведь диоды Шоттки, изготовленные на основе различных контактных структур, имеют более – менее нормальные электрофизические свойства и широко используются в качестве дискретных полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем.

Таким образом, несмотря на то, что неоднородность реальных КМП является очевидной, интерпретация разногласия между теориями и экспериментальными результатами выпрямляющих и омических КМП с помощью физической модели неоднородных контактов, согласно которой общий КМП состоит из параллельно соединенных и электрически невзаимодействующих микроконтактов с различными высотами потенциального барьера, становится невероятной. Это недоразумение было связано с упрощением физической модели реальных КМП, в которых не учитывается электрическое взаимодействие параллельно соединенных микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера, находящихся всегда в непосредственном электрическом контакте.

В действительности, как показано в предыдущих двух главах, реальные КМП состоят из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера. В результате этого в приконтактной области полупроводника на ряду с основным электрическим полем контактной разности потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника, возникает и дополнительное электрическое поле контактной разности потенциалов электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами барьеров. Это идея впервые предложена в [69] и была развита в работах [71,82,83]. В дальнейшем было установлено [60-64,75,179,180], что дополнительное электрическое поле образуется в приконтактной области полупроводника реальных КМП с ограниченной контактной площадью также и из-за возникновения контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника. Были разработаны [61,64] физические модели реальных КМП, имеющие ограниченные контактные площади и состоящие из

совокупности параллельно соединенных взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера, и механизмы токопрохождения в них на основе теории термоэлектронной эмиссии. При этом были рассмотрены реальные КМП с широкими (плоскими) и узкими (точечными) контактными поверхностями в отдельности.

3.2. Физические модели и механизмы токопрохождения в реальных контактах металл – полупроводник

В настоящее время большинство реальных КМП изготавливается методами планарной технологии, такими, как термическое испарение, химическое разложение, электронно-лучевая бомбардировка, распыление, нанесение металлов анодированием. При этом поверхность полупроводника предварительно обрабатывается такими методами, как химическое травление, полировка, скол в вакууме, тепловая обработка, ионная бомбардировка. Большинство КМП создается в вакуумных системах.

В приконтактной области полупроводника реальных КМП с ограниченными контактными площадями, наряду с основным электрическим полем контактной разности потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника, возникают и дополнительные электрические поля контактной разности потенциалов электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами барьеров (эмиссионной неоднородности) и контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника (ограниченности контактной площади). В зависимости от ширины контактной поверхности КМП дополнительное электрическое поле, обусловленное ограниченностью контактной площади, может охватывать либо периферийную приконтактную область, либо всю приконтактную область

полупроводника. В этой связи, возникает необходимость рассматривать широкие и узкие КМП в отдельности.

3.2.1. Электрофизические процессы в широких КМП. При непосредственном контакте металла с полупроводником возникают контактные разности потенциалов как между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, имеющими работу выхода порядка 4-5 эВ, так и между контактной поверхностью металла, имеющей высоту потенциального барьера порядка 1 эВ и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, имеющими работу выхода порядка 4-5 эВ. Когда ширина контактной поверхности металла составляет более нескольких микрометров, основное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, охватывает всю приконтактную активную область полупроводника, а дополнительное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью металла и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывает приконтактную периферийную область полупроводника. В центральной области контактной поверхности реальных КМП, в процессах образования потенциального барьера и токопрохождения участвует основное электрическое поле. А в периферийной области контактной поверхности КМП в этих явлениях участвуют как основное, так и дополнительное электрические поля. Кроме того, реальные КМП практически всегда имеет неодинаковую высоту барьера вдоль границы раздела, где вступают в контакт с полупроводником различные грани кристаллитов металла, разность в работе выхода которых достигает до 1 эВ. Взаимодействие микроконтактов с различными высотами потенциальных барьеров также обуславливает возникновение

дополнительных электрических полей в приконтактной полупроводниковой области КМП.

КМП с дополнительным электрическим полем приобретают специфические особенности. Для определенности сначала рассмотрим КМП с однородной границей раздела, созданный на основе контакта металла с работой выхода Φ_M по всей поверхности и полупроводниковой пластинки n-типа с работой выхода Φ_{II} (электронным сродством χ) по всей рабочей поверхности. Согласно модели Шоттки [45], где не учитывается геометрическая ограниченность контактной поверхности границы раздела и наличие дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника, непосредственный контакт металла с полупроводником n-типа при $\Phi_M - \Phi_{II} \approx 0$ не имеет приконтактного обедненного слоя (рис.3.1а), следовательно обладает омическими свойствами и его энергетическая диаграмма изображается как на рис.3.1б, где $\Phi_B = \Phi_M - \chi$. Однако в действительности, разность потенциалов возникают между контактной поверхностью границы раздела и к ней примыкающими свободными поверхностями металла $(\Phi_M - \Phi_B)/q$ и полупроводника $(\Phi_{II} - \Phi_B)/q$. При этом возникшее дополнительное электрическое поле проникает в приконтактную периферийную область полупроводника на глубину l_0 (рис.3.1в). Напряженность дополнительного поля E_d направлена от контактной поверхности металла к свободным поверхностям металла и полупроводника. В центральной области контакта дополнительное электрическое поле практически отсутствует. Под действием дополнительного электрического поля свободные электроны

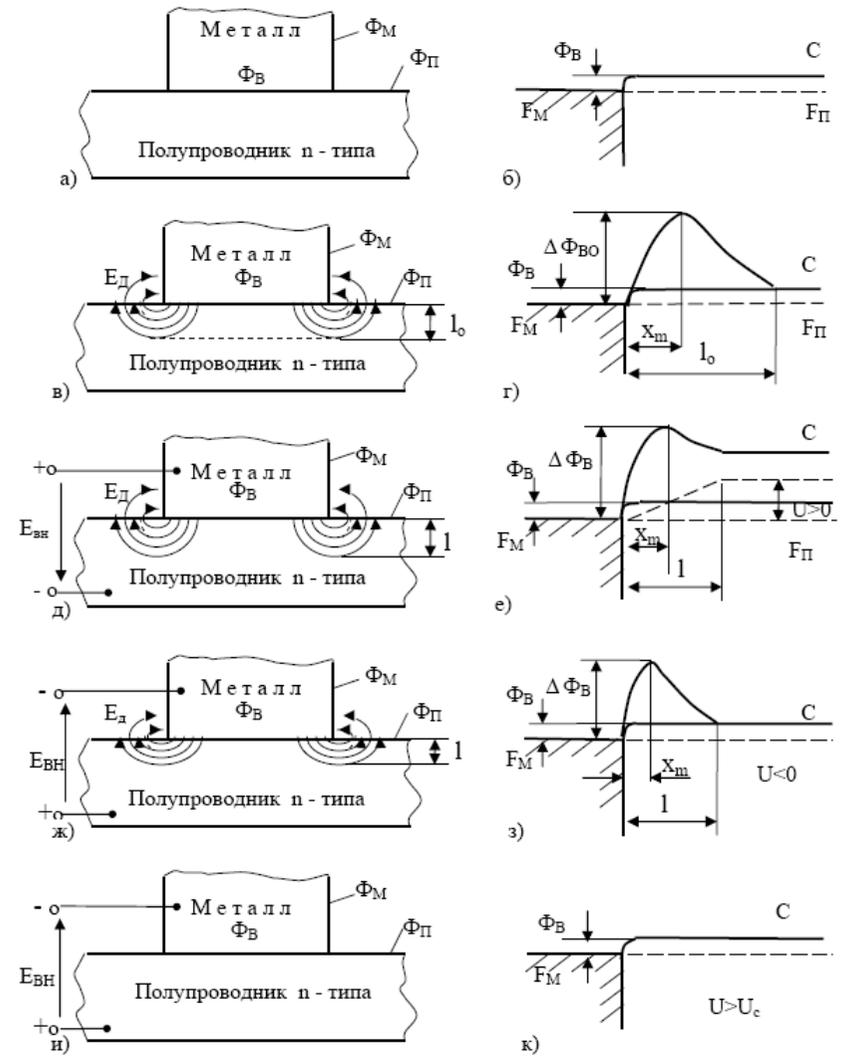


Рис.3.1 Схематические структуры и энергетические диаграммы однородного омического широкого контакта металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения и дополнительного электрического поля, обусловленного ограниченности контактной поверхности.

в приконтактной периферийной области полупроводника накапливаются на границе раздела и, следовательно, образуется приконтактный обедненный слой на глубине l_0 и в нем потенциальный барьер на высоту $\Delta\Phi_{BO}$. Общий контакт представляется как параллельно соединенные омический и выпрямляющий контакты, энергетические диаграммы, которых представлены на рис.3.1г. Максимум потенциального барьера выпрямляющей части контакта находится на относительно большом расстоянии (x_{m0}) от поверхности металла, чем это следует из влияния силы изображения для идеального диода Шоттки. Согласно теории термоэлектронной эмиссии [45], в случае отсутствия внешнего напряжения через границу раздела диодной части общего контакта в противоположных направлениях проходят токи I_0 , где

$$I_0 = S_D A T^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO}}{kT}\right) \quad (3.10)$$

Здесь S_D - площадь диодной части общего контакта с площадью S , A - константа Ричардсона, T - абсолютная температура, k - постоянная Больцмана.

При приложении прямого напряжения $U > 0$ (плюс к металлу), в обедненном слое диодной полупроводника направления напряженностей внешнего поля $E_{вн}$ и дополнительного поля E_d совпадают (рис.3.1д). Для электронов, эмиттированных из диодной части полупроводника в металл, высота барьера уменьшается на величину qU (рис.3.1е). В тоже время сама высота барьера увеличивается на величину $\beta_1 qU$,

т.е.

$$\Delta\Phi_B = \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU \quad (3.11)$$

где $\beta_1 < 1$. Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока от напряжения в прямом направлении выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_{DF} &= S_D A T^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= I_0 \left\{ \exp\left[\frac{(1 - \beta_1)qU}{kT}\right] - \exp\left(-\frac{\beta_1 qU}{kT}\right) \right\} = \\ &= I_0 \left\{ \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) - \exp\left[\frac{(1 - n_1)qU}{n_1 kT}\right] \right\} \approx I_0 \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

где

$$n_1 = \frac{1}{1 - \beta_1}$$

В то же время, через омическую часть с площадью S_{OM} общего контакта протекает ток I_{OM} с плотностью J_{OM} :

$$I_{OM} = S_{OM} J_{OM} \quad (3.13)$$

Ток общего контакта I_F выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= I_{DF} + I_{OM} = \\ &= S_D A T^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] + S_{OM} J_{OM} \end{aligned} \quad (3.14)$$

По направлению от периферии к центру контакта высота потенциального барьера уменьшается. Поэтому с ростом напряжения S_{OM} увеличивается и S_D уменьшается. При $qU < \Delta\Phi_{BO}$ зависимость тока I_F от прямого напряжения является нелинейной, а при $qU > \Delta\Phi_{BO}$ - линейной.

При приложении обратного напряжения $U < 0$ (минус к металлу) напряженность внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля $E_{Д}$ в обедненном слое диодной части полупроводника направлены противоположно (рис.3.1ж). С ростом напряжения дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и, следовательно, уменьшается высота потенциального барьера в диодной части контакта для электронов, идущих через контакт в противоположных направлениях (рис.3.1з). Обратный ток в диодной области контакта начинает протекать лишь в том случае, когда $\Delta\Phi_{В0}$ полностью компенсируется внешним напряжением $U_{КР}$ (рис.3.1и). При $U > U_{КР}$ обратный ток диодной части с площадью S_D имеет омический характер (рис.3.1к). Наряду с этим, через омическую часть общего контакта протекает ток, описанный по формуле (3.13). Обратный ток I_R общего контакта при $U \leq U_{КР}$ выражается формулой (3.13), а при $U > U_{КР}$:

$$I_{OM} = (S_D + S_{OM})J_{OM} \quad (3.15)$$

Согласно модели Шоттки, где не учитывается влияние дополнительного электрического поля, когда $\Phi_M > \Phi_P$, в приконтактной области полупроводника образуется обедненный слой с глубиной d_0 (рис.3.2а) и в нем формируется потенциальный барьер с высотой Φ_B , максимум которого находится на расстоянии x_{MO} от поверхности металла. Под действием силы зеркального изображения Φ_B уменьшается на величину $\Delta\Phi_B'$ (рис.3.2б). В действительности дополнительное электрическое поле проникает в приконтактный периферийный слой полупроводника на глубину l_0 (рис.3.2в), где $l_0 > d_0$. В результате чего в периферийной области потенциальный барьер увеличивается на $\Delta\Phi_{В0}$ и его максимум находится на достаточно большом расстоянии $x_M > x_{MO}$ (рис.3.2г). При этом

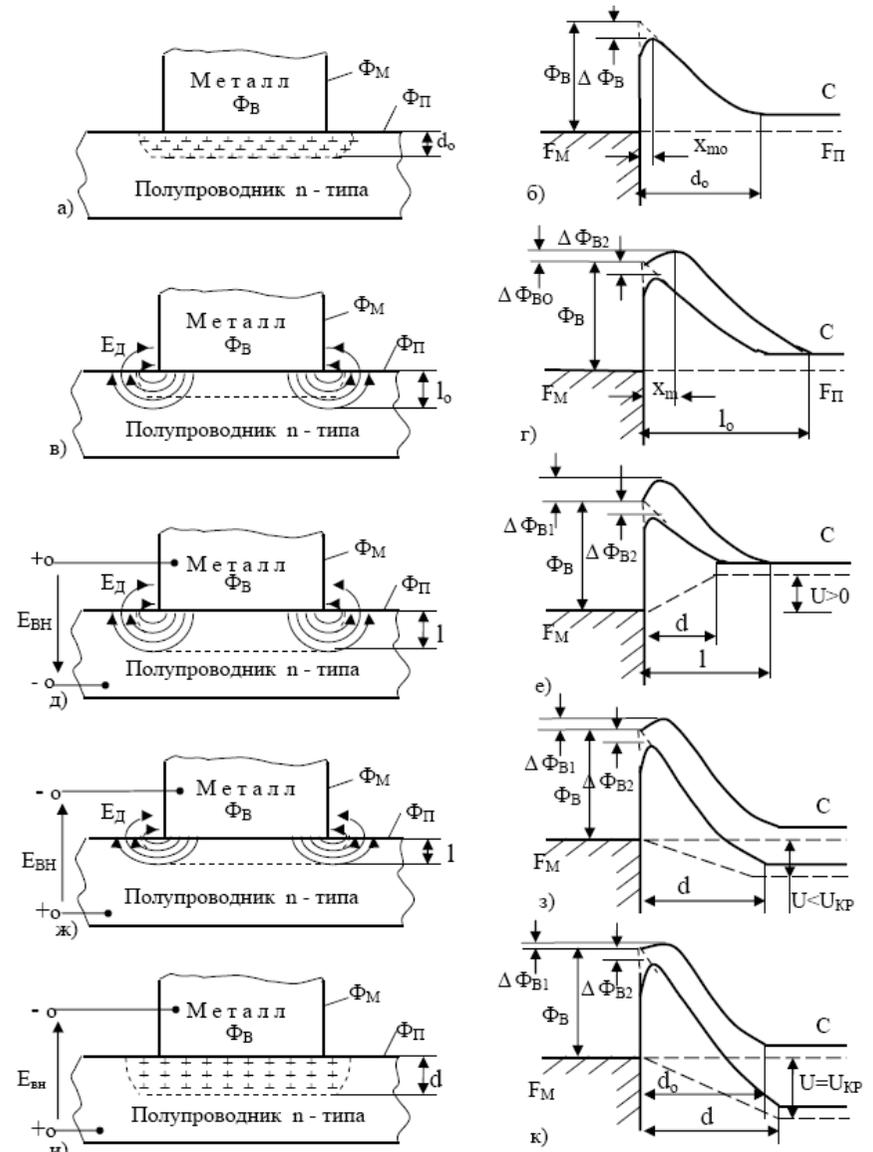


Рис.3.2 Схематические структуры и энергетические диаграммы однородного выпрямляющего широкого контакта металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения и дополнительного электрического поля, обусловленного ограниченности контактной поверхности.

под действием дополнительного электрического поля в периферийной области полупроводника свободные электроны за пределами d_0 накапливаются на границе раздела.

При приложении прямого напряжения, напряженности внешнего поля $E_{вн}$ и дополнительного поля E_d в периферийном обедненном слое полупроводника направлены параллельно (рис.3.2д). С ростом напряжения высота барьера уменьшается на величину qU для электронов, эмиттированных из полупроводников в металл (рис.3.2е). В то же время сама высота барьера в периферийной области контакта увеличится на величину $\beta_1 qU$:

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{B0} + \beta_1 qU \quad (3.16)$$

В центральной области контакта величина $\Delta\Phi_{B2}$ выражается по формуле:

$$\Delta\Phi_{B2} = q \left[\left(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \epsilon_s^3} \right) \left(U_D - U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \quad (3.17)$$

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока от прямого напряжения для общего контакта выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= g_1 I_{F1} + g_2 I_{F2} = \\ &= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{B0} + \beta_1 qU}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\ &\approx S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

В формуле (3.18) коэффициенты g_1 и g_2 являются долями площадей участков с $\Delta\Phi_{B1}$ и $\Delta\Phi_{B2}$ в общей площади контакта, где $g_1 + g_2 = 1$. Значение коэффициента неидеальности n_1 определяется из характера зависимости эффективной высоты барьера Φ_{BF} от напряжения. Остальные обозначения являются общепринятыми.

При приложении обратного напряжения напряженности внешнего поля $E_{вн}$ и дополнительного поля E_d в обедненном слое периферийной области полупроводника направлены противоположно (рис.3.2ж). С ростом напряжения до значения $U_{кр}$ дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и дополнительно накопленные электроны на границе раздела периферийной области контакта постепенно освобождаются. Это означает, что при $U \leq U_{кр}$, где ($l \geq d_0$), через периферию контакта обратный ток не протекает (рис.3.2з). А при $U > U_{кр}$, где ($l < d_0$), через периферию контакта начинает протекать обратный ток (рис.3.2и). С ростом напряжения высота барьера в периферийной области контакта уменьшается на величину $\beta_2 qU$ (рис.3.2к), где

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{B0} - \beta_2 qU \quad (3.19)$$

Тогда согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока общего контакта от обратного напряжения выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_R &= g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2} = \\ &= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] = \\ &= SAT^2 \left\{ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{B0} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_c)}{kT}\right) \right] + \right. \\ &\quad \left. + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \right\} \approx \\ &\approx S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_2 kT}\right) \end{aligned} \quad (3.20)$$

В формуле (3.20), внешнее напряжение $U=U_C$ компенсирует приращение высоты барьера, обусловленное накоплением на границе раздела свободных электронов в периферийной области $l > d_0$. При $0 < U_C \leq U_{кр}$ обратный ток через периферию контакта не протекает. В прямом направлении $U_C = 0$.

Когда дополнительное электрическое поле проникает в полупроводник на глубину $l \leq d_0$, критическое напряжение отсутствует ($U_{кр} = 0$ и $U_C = 0$) и как прямые, так и обратные токи начинают протекать через периферию контакта сразу же с ростом напряжения начиная от нуля.

В реальных КМП, микроконтакты с различными локальными высотами потенциального барьера вполне хаотично распределяются вдоль контактной поверхности. Локальные высоты потенциальных барьеров этих микроучастков (т.е. высоты барьера микроучастков при отсутствии их взаимодействия) меняются в широком интервале, т.е. от $\Phi_{Вмин}$ и до $\Phi_{Вмаx}$, где $\Phi_{Вмин}$ имеет настолько низкое значение, что микроучастки с $\Phi_{Вмин}$ обладают омическими свойствами. При отсутствии взаимодействия микроучастков, их энергетические диаграммы имеют формы, представленные на рис.3.3а, где общий контакт состоит из совокупности 6 микроучастков. Видно, что при этом каждый микроучасток имеет свою высоту барьера $\Phi_{Вj}$, ширину обедненного слоя d_j и уменьшение высоты барьера $\Delta\Phi_{Вj}$ под действием силы зеркального изображения. В действительности, микроучастки с различными локальными высотами барьера взаимодействуют и, следовательно, между ними возникают дополнительные электрические поля, напряженности которых направляются от поверхности металла микроучастков с низкой высотой барьера к поверхности металла микроучастков с высокой высотой барьера, проходя через приконтактную область

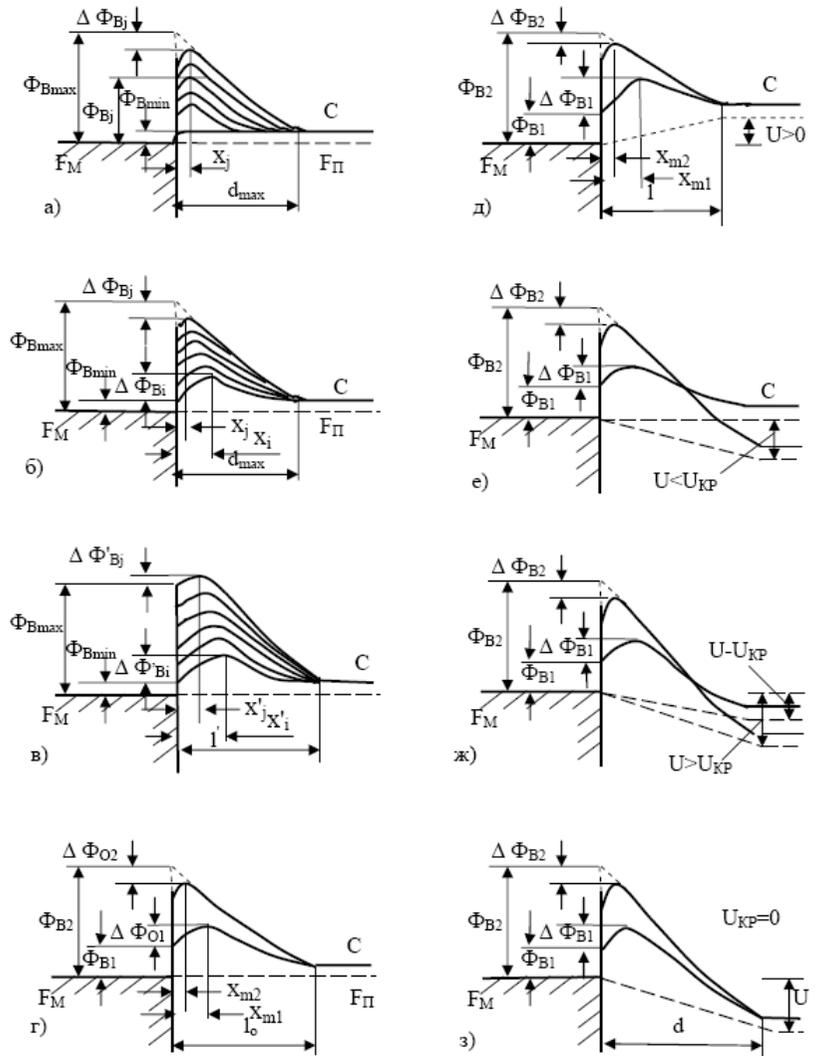


Рис.3.3 Энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих выпрямляющих контактов металла с полупроводником n-типа при наличии внешнего напряжения и дополнительного электрического поля.

полупроводника. При этом (рис.3.3б) высоты барьеров и расстояние их максимумов от поверхности металла увеличиваются согласно аномальному эффекту Шоттки на величины $\Delta\Phi_{Bi}$ и x_{mi} для микроучастков с низкими высотами барьера. А для микроучастков с высокими потенциальными барьерами, высоты потенциальных барьеров и расстояния их максимумов от поверхности металла уменьшаются согласно нормальному эффекту Шоттки на величины $\Delta\Phi_{Bj}$ и x_{mj} , соответственно. В результате чего, КМП имеет единую ширину обедненного слоя d_{max} . При этом предполагается, что глубина проникновения l дополнительного поля не превышает ширину d_{max} . В периферийной области КМП напряженность дополнительного электрического поля направляется от контактной поверхности металла к свободным поверхностям металла и полупроводника. Поэтому в этой области контакта для всех микроучастков высота барьера и ее максимум увеличиваются на величины $\Delta\Phi_{Bi}'$, $\Delta\Phi_{Bj}'$ и x_i' , x_j' (рис.3.3в). Ширина обедненного слоя становится равной l_0 .

Из выше изложенного следует, что несмотря на то, что количество микроучастков с различными локальными высотами барьеров КМП достаточно большое, общий контакт по изменению высоты барьера с напряжением делится на две части. Изменение высоты барьеров микроучастков первой части общего контакта, из металлической контактной поверхности которых выходят напряженности дополнительных электрических полей, определяется аномальным эффектом Шоттки, а микроучастков второй части общего контакта, в металлическую контактную поверхность которых входят напряженности дополнительных электрических полей, определяется, аналогично идеальным диодам Шоттки, нормальным эффектом Шоттки. Обозначим усредненное значение локальных высот барьеров микроучастков первой части КМП, изготовленных на основе n-типа полупроводника, через Φ_{B1} , и второй части, состоящей из микроучастков без дополнительного поля и

микроучастков, в металлическую контактную поверхность которых входят напряженности дополнительных полей, через Φ_{B2} . Соответствующие изменения высот барьеров первой и второй частей общего контакта под действием дополнительного поля и силы зеркального изображения, обозначим через $\Delta\Phi_{O1}$ и $\Delta\Phi_{O2}$. Тогда энергетическая диаграмма КМП изображается так, как это показано на рис.3.3г.

Зависимость уменьшения высоты барьера $\Delta\Phi_{B1}$ от напряжения U для первой части РКМП имеет линейный характер:

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} \pm \beta qU \quad (3.21)$$

где безразмерный коэффициент $\beta < 1$.

Зависимость уменьшения высоты барьера $\Delta\Phi_{B2}$ от напряжения U для второй части КМП определяется известной формулой (3.17).

При приложении к КМП прямого напряжения (рис.3.3д) напряженности внешнего поля $E_{вн}$ и дополнительного поля E_d направляются параллельно в приконтактной области полупроводника первой части контакта, и направляются противоположно в приконтактной области полупроводника второй части контакта. С ростом напряжения высоты барьеров обеих частей контакта уменьшаются на величину qU для электронов, протекающих из полупроводника в металл (рис.3.3е). Согласно теории термоэлектронной эмиссии, прямая ветвь вольтамперной характеристики КМП с площадью S выражается формулой:

$$\begin{aligned}
I_F &= g_1 I_{F1} + g_2 I_{F2} = \\
&= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\
&= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\
&\approx S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right)
\end{aligned} \quad (3.22)$$

В формуле (13) коэффициенты g_1 и g_2 (где $g_1 + g_2 = 1$), есть действующие доли общей площади контакта.

При приложении к КМП обратного напряжения, напряженности внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля $E_{Д}$ в приконтактной области полупроводника первой части контакта направляются противоположно (рис.3.3е). При $U \leq U_{КР}$ (где $l \geq d_{\max}$) через участок с Φ_{B1} обратный ток не протекает. А при $U > U_{КР}$ через этот участок начинают протекать обратные токи (рис.3.3ж). С ростом напряжения $\Delta\Phi_{B1}$ уменьшается на величину $\beta_1 qU$ и $\Delta\Phi_{B2}$ увеличивается согласно формуле (3.17).

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, обратная ветвь ВАХ КМП описывается формулой:

$$\begin{aligned}
I_R &= g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2} = SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] = \\
&= SAT^2 \left\{ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} - \beta_1 qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_C)}{kT}\right) \right] + \right. \\
&\quad \left. + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \right\} \approx \\
&\approx S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_2 kT}\right)
\end{aligned} \quad 3.23$$

В формуле (3.23), внешнее напряжение $U = U_C$ компенсирует приращение высоты потенциального барьера участка с Φ_{B1} , обусловленное накоплением свободных электронов в области $l > d_{\max}$ на границе раздела. При $0 < U_C \leq U_{КР}$ обратный ток через участка с Φ_{B1} не протекает.

Когда дополнительное электрическое поле проникает в полупроводник на глубину $l \leq d_{\max}$, критическое напряжение $U_{КР} = 0$ ($U_C = 0$) и через этот участок как прямые, так и обратные токи начинают протекать сразу же с ростом напряжения начиная от нуля (рис.3.3з).

3.2.2. Электрофизические процессы в узких КМП. При непосредственном контакте металла с полупроводником, возникает контактная разность потенциалов как между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, так и между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника. Основное электрическое поле, возникающие из-за контактной разности потенциалов между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, охватывает всю приконтактную область полупроводника. А дополнительное электрическое поле, возникающие из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхности границы раздела и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывает периферийную приконтактную область полупроводника. Когда ширина контактной поверхности границы раздела составляет несколько микрометров как основное, так и дополнительное электрические поля, обусловленные ограниченностью контактной поверхности, полностью охватывают всю приконтактную область полупроводника. Кроме того, контактная площадь, в том числе ее периферийная часть, практически всегда является эмиссионной неоднородной. В этой связи, в приконтактной периферийной области полупроводника дополнительное

(x_j) их максимумов от поверхности металла определяются согласно нормальному эффекту Шоттки для микроучастков с локальными высотами барьера выше средней (рис.3.4б). В тоже время, напряженность дополнительного электрического поля, возникающего из-за ограниченности контактной площади, направляется от контактной поверхности металла к свободным поверхностям металла и полупроводника. Поэтому для всех микроучастков высота барьера увеличивается на величины $\Delta\Phi_{B1}'$ и ее максимум от поверхности металла имеет значения x_1' (рис.3.4в). Ширина обедненного слоя становится равной l'_0 .

Напряженности дополнительных полей, возникающих из-за взаимодействия микроучастков и ограниченности контактной площади, в приповерхностной области полупроводника направляются параллельно для микроучастков с локальными высотами барьера ниже средней и антипараллельно для микроучастков с локальными высотами барьера выше средней. Общий контакт в зависимости от взаиморасположения напряженностей дополнительных полей делится на две части. Если усредненные высоты барьеров микроучастков с параллельно и антипараллельно направленными дополнительными полями обозначим соответственно через Φ_{B1} и Φ_{B2} , а соответствующие увеличения высот барьеров – через Φ_{O1} и Φ_{O2} , тогда энергетическая диаграмма КМП имеет вид, представленный на рис.3.4,г.

В первом приближении можно полагать, что зависимость изменения высоты барьера $\Delta\Phi_{B1(2)}$ КМП от напряжения U имеет линейный характер:

$$\Delta\Phi_{B1(2)} = \Delta\Phi_{O1(2)} \pm \beta_{1(2)}qU \quad (3.24)$$

где безразмерные коэффициенты $\beta_{1(2)} < 1$. Знаки соответствует (+) прямому и (-) обратному направлению.

При приложении к КМП прямого напряжения напряженности внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля E_d направляются параллельно в приконтактной области полупроводника. С ростом напряжения высоты барьеров всех микроконтактов уменьшаются на величину qU для электронов, протекающих из полупроводника в металл (рис.3.4,д). При этом общий КМП характеризуется одной усредненной высотой барьера Φ_{BF} и изменением усредненной высоты барьера (n_1). Согласно теории термоэлектронной эмиссии, прямая ветвь вольтамперной характеристики КМП с площадью S выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} + \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU}{kT}\right) + \right. \\ &\quad \left. + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} + \Delta\Phi_{O2} + \beta_2 qU}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\ &\approx S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned} \quad (3.25)$$

где g_1 и g_2 – определенные доли КМП с Φ_{B1} и Φ_{B2} .

При приложении к КМП обратного напряжения, напряженности внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля E_d в приконтактной области полупроводника направляются противоположно. При $U \leq U_{KP2}$ (где $l \geq d_2$), через общий контакт обратный ток не протекает (рис.3.4е). А при $U_{KP1} > U > U_{KP2}$ (где $l < d_2$), через участок с Φ_{B2} начинают протекать обратные токи, а через участок с Φ_{B1} ток все еще не протекает (рис.3.4ж). С ростом напряжения $\Delta\Phi_{B2}$ уменьшается на величину $\beta_2 qU$. При напряжении $U > U_{KP1} > U_{KP2}$ через участок с Φ_{B1} начинает протекать ток. При этом через участок с Φ_{B1} протекает омический, а через участок с Φ_{B2} диодный токи (рис.3.4з).

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, обратная ветвь ВАХ КМП описывается формулой:

$$I_R = g_2 S A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_{KP2})}{kT}\right)\right] + g_1 S \frac{U - U_{KP1}}{\rho l} \approx S_R A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(U - U_{KP2})}{n_2 kT}\right) + g_1 S \frac{U - U_{KP1}}{\rho l} \quad (3.26)$$

3.3. Особенности токопрохождения в реальных выпрямляющих контактах металл – полупроводник

3.3.1. Результаты численных расчетов. Как следует из выше сказанного, независимо от степени сложности конфигурации контактной площади и распределения микроконтактов с различными локальными высотами барьеров вдоль контактной поверхности, РДШ при представляется как совокупность параллельно соединенных двух взаимодействующих участков с различными усредненными высотами потенциальных барьеров при прямом смещении и трех взаимодействующих участков с различными усредненными высотами потенциальных барьеров при обратном смещении. Высоты барьеров первого и второго участков становятся, соответственно, ниже и выше усредненной высоты барьера по всей контактной поверхности РДШ, а третьего периферийного участка определяется влиянием дополнительного электрического поля. Зависимости высот барьеров первого и третьего участков РДШ от напряжения определяются аномальным эффектом Шоттки, а второго участка РДШ – либо нормальным, либо также аномальным эффектами Шоттки.

Обозначим усредненную локальную высоту потенциального барьера первого участка РДШ через Φ_{B1} , и ее

приращение под действием второго участка через $\Delta\Phi_{O1}$, а усредненную локальную высоту потенциального барьера второго участка РДШ через Φ_{B2} и ее снижение под действием первого участка через $\Delta\Phi_{O2}$.

Согласно аномальному эффекту Шоттки зависимость приращения высоты барьера первого (и периферийного) участка $\Delta\Phi_{B1}$ РДШ от напряжения U , выражается формулой:

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} \pm \beta_1 qU$$

где, безразмерный коэффициент $\beta_1 < 1$, знаки (+) и (-) соответствуют прямому (β_{1F}) и обратному (β_{1R}) направлениям.

Зависимость снижения высоты барьера $\Delta\Phi_{B2}$ от напряжения U для второго участка РДШ, согласно нормальному эффекту Шоттки, определяется известной формулой:

$$\Delta\Phi_{B2} = q \left[\left(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \epsilon_s^3} \right) \left(U_D \pm U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4}$$

а согласно нормальному эффекту Шоттки выражается формулой:

$$\Delta\Phi_{B2} = \Delta\Phi_{O2} \pm \beta_2 qU$$

где безразмерный коэффициент $\beta_2 < 1$, знаки (-) и (+) соответствуют прямому (β_{2F}) и обратному (β_{2R}) направлениям.

Для количественной оценки влияния дополнительного электрического поля на ВАХ РДШ согласно формулам (3.22) и (3.23) были построены их прямые и обратные ветви. При этом были использованы следующие приемлемые значения электрофизических параметров РДШ: $\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} = 0,60$ эВ; $\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{O2} = 0,65$ эВ; $\beta_{1F} = 0,2$; $\beta_{1R} = 0,02$; $\beta_{2F} = 0,02$; $\beta_{2R} = 0,01$; $U_D = 0,5$ В; $U_{KP} = 2$ В; $A = 120$ А см⁻² К⁻²; $T = 300$ К; $kT = 0,026$ эВ; $N_D = 5,5 \cdot 10^{15}$ см⁻³; $\epsilon_s = 10,6 \cdot 10^{-13}$ Кл В⁻¹ см⁻¹; $U_{ПРИБ} = 100$ В;

$S = 10^{-4} \text{ см}^2$; $g_2 = 1 - g_1$; $g_1 = 1; 0,5; 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-3}; 10^{-4}; 10^{-8}; 0$;
 $U_F = 0-0,3 \text{ В}$; $U_R = 0-100 \text{ В}$.

На рис.3.5а представлены прямые ветви ВАХ РДШ при различных значениях g_1 и g_2 , вычисленные по формулам (3.22) с учетом значения $\Delta\Phi_{B2}$, обусловленной силой изображения. Видно, что ток общего контакта при $g_1=1$ и $g_2=0$ состоит лишь из тока первого участка РДШ с эффективной высотой барьера $\Phi_{BF}=0,60 \text{ эВ}$ и коэффициентом неидеальности $n_F=1,25$, а при $g_1=0$ и $g_2=1$ - лишь из тока второго участка РДШ с $\Phi_{BF}=0,65 \text{ эВ}$ и $n_F=1,01$. При уменьшении g_1 от 1 до 10^{-2} , вклад тока первого участка РДШ в ток общего контакта уменьшается, следовательно, эффективная высота барьера общего контакта Φ_{BF} увеличивается до значения $0,65 \text{ эВ}$, а коэффициент неидеальности уменьшается от $1,25$ до значения $n_F=1,01$. При дальнейшем уменьшении g_1 , т.е. при $10^{-2} \leq g_1 < 10^{-8}$, вклад тока первого участка в ток общего контакта РДШ не существен.

На рис.3.5б представлены обратные ветви ВАХ РДШ, построенные по формуле (3.23) при $U_C=0$ и различных значениях g_1 и g_2 . При $g_1=1$ и $g_2=0$ ток общего контакта состоит лишь из тока первого участка РДШ с эффективной высотой барьера $\Phi_{B3}=0,60 \text{ эВ}$. Зависимость обратного тока от напряжения при $U \geq 0,1 \text{ В}$ имеет экспоненциальный характер.

При этом безразмерный коэффициент n_R с уменьшением g_1 от 1 до 0, увеличивается от 50 до 253. При напряжении $U_{OB}=10 \text{ В}$ высота барьера Φ_{B3} уменьшается на $\beta q U = 0,2 \text{ эВ}$ и обратный ток увеличивается на четыре порядка. При $g_1=0$ и $g_2=1$ ток общего контакта состоит лишь из тока второго участка РДШ с эффективной высотой барьера $\Phi_{B3}=0,65 \text{ эВ}$ и его слабая зависимость от напряжения выражается с безразмерным коэффициентом 253. Из рисунка видно, что при $g_2=1$ ток I_R с ростом напряжения увеличивается незначительно.

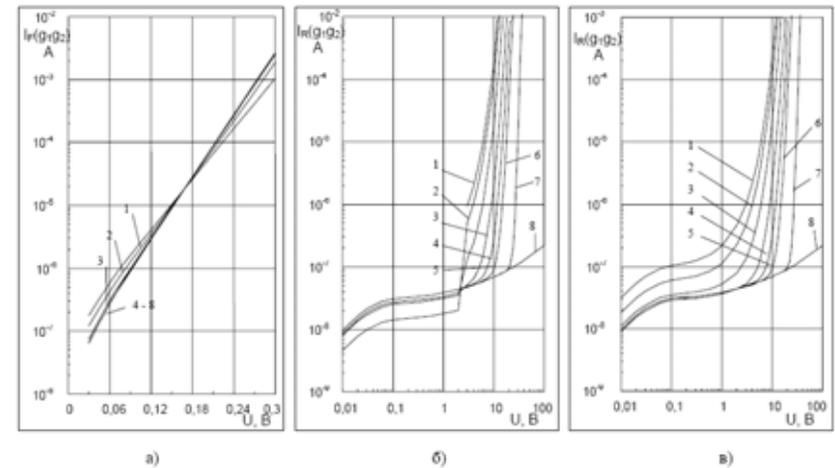


Рис. 3.5 Прямые (а) и обратные ветви при $U_C=0$ (б) и при $U_C \neq 0$ (в) вольтамперных характеристик диода Шоттки, состоящего из двух реального и идеального участков с долей g_1 и g_2 от общей площади, где $g_1 + g_2 = 1$; $g_1 = 1; 0,5; 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-3}; 10^{-4}; 10^{-5}; 10^{-6}; 10^{-7}; 10^{-8}$.

При $g_1 < 1$ и $g_2 > 0$ обратные ветви ВАХ РДШ выражаются суммой

$$I_R = g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2}.$$

При $g_1 \geq 0,01$ ВАХ общего контакта полностью определяется током первого участка РДШ. С уменьшением g_1 , т.е. при $g_1 < 0,01$, слабый рост обратного тока общего контакта имеет место при начальных значениях напряжения.

На рис.3.5в представлены обратные ветви ВАХ РДШ, построенные по формуле (3.23) при $U_C \neq 0$ и различных значениях g_1 и g_2 . При $g_1=1$ и $g_2=0$ с ростом напряжения $U=U_C$ до значения $U=U_{KP}=2 \text{ В}$ через РДШ обратный ток не протекает. А при $U > 2 \text{ В}$ через контакт начинает протекать ток, который с ростом напряжения увеличивается экспоненциально. При $g_1 < 1$ и $g_2 > 0$ ток общего контакта состоит из суммы токов двух участков РДШ.

На рис.3.6а представлены прямые ветви ВАХ РДШ при различных значениях g_1 и g_2 , вычисленные по формуле (3.22) с учетом значения $\Delta\Phi_{B2}$, обусловленной дополнительным электрическим полем. Видно, что ток общего контакта при $g_1=1$ и $g_2=0$ состоит лишь из тока первого участка РДШ с эффективной высотой барьера $\Phi_{BF}=0,60 \text{ эВ}$ и коэффициентом неидеальности $n_F=1,25$, а при $g_1=0$ и $g_2=1$ - лишь из тока

второго участка РДШ с $\Phi_{BF}=0,65$ эВ и $n_F=1,02$. При уменьшении g_1 от 1 до 10^{-2} вклад тока первого участка РДШ в ток общего контакта уменьшается, следовательно, эффективная высота барьера общего контакта Φ_{BF} увеличивается до значения 0,65 эВ, а коэффициент неидеальности уменьшается от 1,25 до значения $n_F=1,02$. При дальнейшем уменьшении g_1 , т.е. при $10^{-2} \leq g_1 < 10^{-8}$, вклад тока первого участка в ток общего контакта РДШ не существенен.

На рис.3.6б представлены обратные ветви ВАХ РДШ, построенные по формуле (3.23) при $U_C=0$ и различных значениях g_1 и g_2 . При $g_1=1$ и $g_2=0$ ток общего контакта состоит лишь из тока первого участка РДШ с эффективной

лишь из тока второго участка РДШ с эффективной высотой барьера $\Phi_{BR}=0,65$ эВ и его относительно сильная зависимость от напряжения выражается с безразмерным коэффициентом 98. Из рисунка видно, что при $g_2=1$ с ростом напряжения ток I_R увеличивается значительно. При этом также происходит преждевременный пробой.

При $g_1 < 1$ и $g_2 > 0$ обратные ветви ВАХ РДШ выражаются суммой $I_R = g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2}$. При $g_1 \geq 0,01$ ВАХ общего контакта полностью определяется током первого участка РДШ. С уменьшением g_1 , т.е. при $g_1 < 0,01$, слабый рост обратного тока общего контакта имеет место при начальных значениях напряжения.

На рис.3.6в представлены обратные ветви ВАХ РДШ, построенные по формуле (3.23) при $U_C \neq 0$ и различных значениях g_1 и g_2 . При $g_1=1$ и $g_2=0$ с ростом напряжения $U_C=U$ до значения $U=U_{KP}=2$ В через РДШ обратный ток не протекает. А при $U > 2$ В через контакт начинает протекать ток, который с ростом напряжения увеличивается экспоненциально. При $g_1 < 1$ и $g_2 > 0$ ток общего контакта состоит из суммы токов двух участков РДШ.

Как видно из рисунков обратных ветвей ВАХ, резкое возрастание обратного тока РДШ напоминает процесс электрического пробоя перехода, теоретическое значение которого составляет 100 В. Напряжение пробоя РДШ обычно определяется как напряжение, при котором обратный ток начинает резко возрастать. Тогда, как видно из рис.3.5б, при $g_1=10^{-2}$ рост обратного тока становится заметным при $I=0,001$ А и обратное напряжение имеет значение $U=6$ В гораздо меньшее, чем напряжение пробоя 100 В. Несмотря на то что, при $g_1 < 10^{-2}$ ток первого участка РДШ не сказывается в токе общего контакта в прямом направлении, в обратном направлении он становится более существенным: при $g_1=10^{-5}$ преждевременный пробой наблюдается при $U=12$ В, а при $g_1=10^{-8}$ преждевременный пробой происходит при $U=25$ В. Лишь при $g_1=0$ и $g_2=1$ РДШ пробивается при $U_{проб}=100$

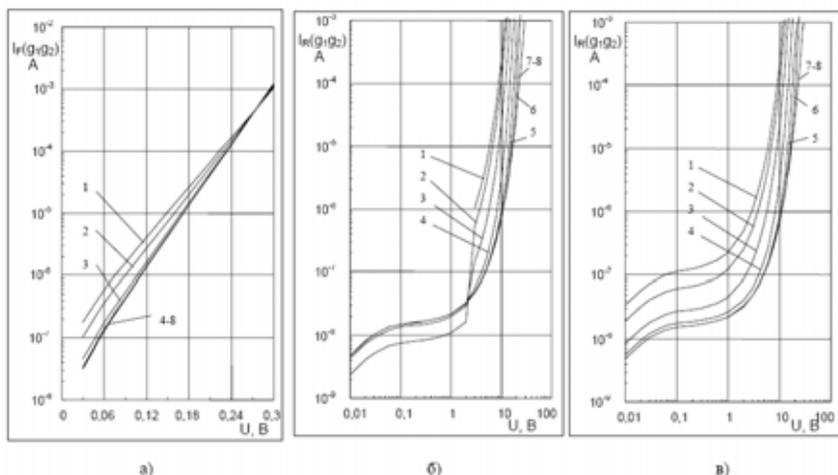


Рис. 3.6 Прямые (а) и обратные ветви при $U_C \neq 0$ (б) и при $U_C=0$ (в) вольтамперных характеристик диода Шоттки, состоящего из двух реальных участков с долей g_1 и g_2 от общей площади, где $g_1 + g_2 = 1$; $g_1 = 1; 0,5; 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-3}; 10^{-4}; 10^{-5}; 10^{-6}; 10^{-7}; 10^{-8}$.

высотой барьера $\Phi_{B3}=0,60$ эВ. Зависимость обратного тока от напряжения при $U \geq 0,1$ В имеет экспоненциальный характер.

При этом безразмерный коэффициент n_R с уменьшением g_1 от 1 до 0, увеличивается от 50 до 98. При напряжении $U_{OB}=10$ В высота барьера Φ_{BR} уменьшается на $\beta_{Rq}U=0,2$ эВ и обратный ток увеличивается на четыре порядка. При $g_1=0$ и $g_2=1$ ток общего контакта состоит

В. А как видно из рис.3.6б и в, при заметном влиянии дополнительного поля преждевременный пробой может происходить даже при $g_1=0$ и $g_2=1$.

Таким образом можно сказать, что под влиянием дополнительного электрического поля коэффициент неидеальности прямой ветви ВАХ РДШ увеличивается, ее обратная ветвь не насыщается и при низких напряжениях происходит сильное возрастание обратного тока, т.е. происходит преждевременный пробой РДШ.

3.3.2. Результаты экспериментальных измерений.

Обычные выпрямляющие КМП изготавливаются путем нанесения металлической пленки с определенной толщиной на определенную площадь поверхности полупроводника (рис.3.7а). В таких КМП при обратном смещении наблюдаются значительные токи утечки и их напряжения пробоя имеют значения, намного меньшие теоретически рассчитанного. Эти явления имеют место, в основном, за счет резкой кромки вокруг внешней области металлической пленки, нанесенной на определенную поверхность полупроводника [45]. Одной из основных причин краевых эффектов КМП считалось искривление области пространственного заряда полупроводника по периферии контакта. При этом краевой эффект КМП подобен эффекту кривизны p-n переходов со сферической и цилиндрической областями. Так как в сферических или цилиндрических областях перехода напряженность поля является более

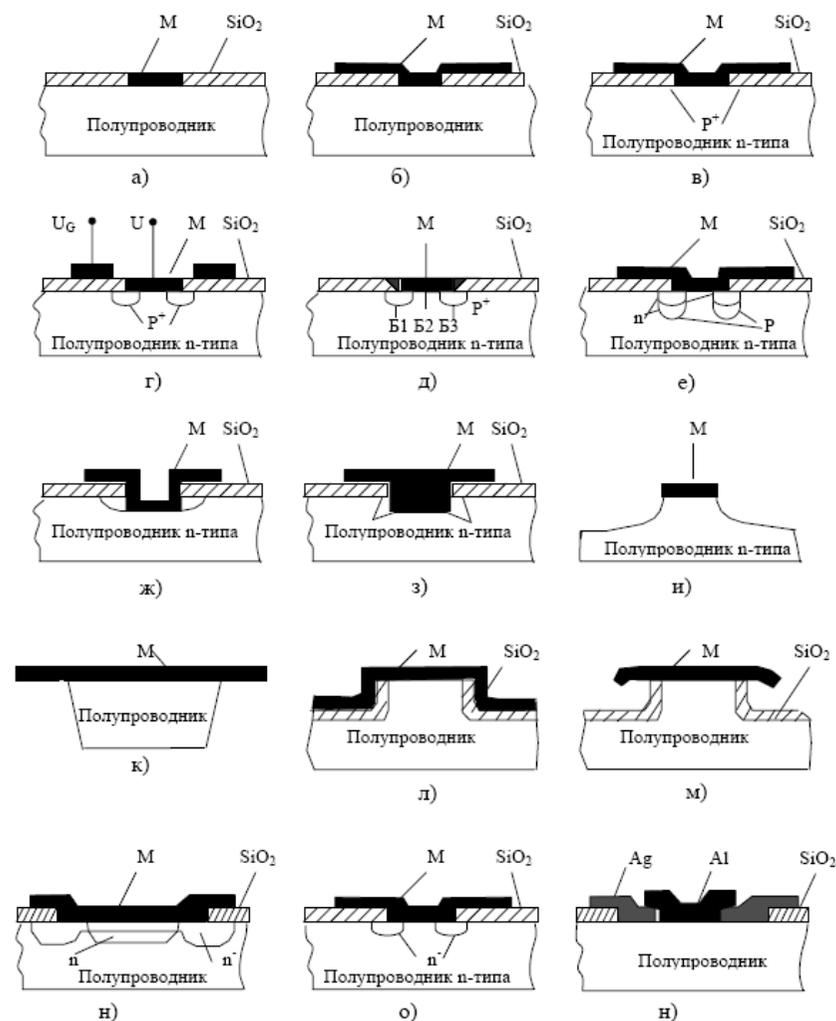


Рис.3.7 Различные конструкция выпрямляющих КМП для устранения влияния искривления объемных зарядов в приконтактной периферийной области полупроводника.

высокой, то напряжение лавинного пробоя определяется этими областями [124].

Для устранения краевых эффектов КМП было предложено много контактных структур, представленных на рис.3.7. Выпрямляющие КМП с перекрытием металла [244] (рис.3.7б) может иметь почти идеальные прямые ветви ВАХ и низкие токи утечки при не больших обратных смещениях. Однако с увеличением обратного напряжения краевой эффект приводит к росту обратного тока, т.е. происходит преждевременный пробой. Структура PtSi-Si КМП с диффузионным охранным кольцом [173] (рис.3.7в) обладает почти идеальными прямыми и обратными ВАХ. Использование такие КМП с диффузионным охранным кольцом дало возможность увеличить напряжение пробоя с 5 до 27 В. Для увеличения напряжения пробоя используются дополнительные электроды (рис.3.7г). Напряжение пробоя КМП при подаче на электроды отрицательного напряжения ($U_G < 0$) увеличивается, а положительное напряжение ($U_G > 0$) уменьшается. На рис.3.9 представлены обратные ветви ВАХ PtSi-Si КМП с охранным кольцом глубиной 0,4 мкм, изготовленных на основе Si с удельным сопротивлением 1 Ом см., при различных напряжениях U_G . Напряжение пробоя определялось как напряжение, при котором обратный ток достигал 1 мА. Аналогичные явления наблюдаются на КМП с дополнительным электродом, но без охранный кольца.

Представляет большой интерес трехбарьерный КМП с применением охранный кольца (рис.3.7д) [112]. Основной барьер получался между металлом и эпитаксиальным кремнием n-типа. Второй барьер создавался между диффузионной областью p-типа и эпитаксиальным слоем. Третий барьер был образован между металлическим электродом и диффузионным p-слоем. КМП с двумя охранными кольцами (рис.3.7е) [213]. имели ВАХ с коэффициентом неидеальности равным 1,02 и большое значение напряжения пробоя.

Вышеперечисленные КМП структуры имели такие недостатки, как большое время восстановления, большая

паразитная емкость, обусловленные наличием p-n перехода, и усложнение технологических процессов. Эти недостатки были устранены при использовании КМП структуры, представленной на рис.3.7ж,з [168]. В этом случае контакт металла с полупроводника осуществляется в специально травленном углублении. Между эпитаксиальном слоем и металлом по бокам остаются воздушные промежутки. Высота барьера и коэффициент неидеальности таких КМП структур снижаются на 42 мэВ и 0,07 соответственно. В таких диодах напряжение пробоя увеличивается, наблюдается меньшая емкость, более низкая высота барьера и меньшее последовательное сопротивление.

Характеристики КМП с мезаструктурой значительно улучшаются (рис.3.7и,к) [53]. Мягкий пробой КМП со структурой, в которой слой металла нависает по краям полупроводника почти устраняется. Дальнейшие исследования показали [151], что для увеличения напряжения пробоя нужно использовать КМП структуру с боковой окисной изоляцией (рис.3.7л,м). В этих диодах уменьшается емкость по сравнению с обычными КМП диодами, однако не получается достаточно большое напряжения пробоя. Для увеличения величины напряжения пробоя была предложена новая структура КМП (рис.3.7н) [210], в которой на подложке p⁺-типа сначала выращивается n⁻ слой, а затем с помощью диффузии получается n⁻ слой. Это приводит к тому, что обедненный слой в полупроводнике под краем металлического электрода получается более широким, чем обедненный слой в центре электрода, т.е. напряженность электрического поля по краям электрода значительно снижается. Аналогичные результаты получаются на структуре КМП с n⁻ кольцом, показанной на рис.3.7о [55]. Для температурной стабилизации параметров КМП используются два разных металла для барьерного контакта (рис.3.7п) [119]. Следует отметить, что напряжение пробоя увеличивается также при использовании КМП структуры (рис.3.7д) [242], в

которой охранный кольцо отсутствует, но металлический электрод имеет конический вид, образующий угол с подложкой около 3° . По сравнению с металлом цилиндрической формы, при этом напряжение пробоя увеличивается от 30 В до 130 В.

Рассмотренные выше структуры КМП позволили улучшить их параметры, но не могли полностью устранить разногласия между теориями и экспериментальными данными.

Особенности токопрохождения в КМП структурах детально изучались в работах [181,209], где наглядно показано что преждевременный пробой выпрямляющих КМП происходит на отдельных микроучастках, большинство которых распределяется вдоль периферийной области контакта.

В [181] с помощью сканирующего электронного микроскопа и токов индуцированных электронным пучком (ЕВИС) были изучены особенности преждевременного пробоя в ДШ с планарной структурой и меза структурой, изготовленных нанесением пленки металла Pt на поверхность полупроводника с концентрацией доноров $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ GaAs}$ и термически обработанных до 350°C в течении времени от 1,5 до 216 часов. Энергия электронного пучка менялась в интервале 5-30 кэВ. Результаты исследования ДШ с планарной и меза структурой были почти идентичными.

Типичные картинки распределения плотности обратного тока вдоль поверхности контакта планарного ДШ при обратных смещениях 1; 5 и 15 В представлены на рис.3.8. Как видно из рис.3.8а, при напряжении 1 В, плотность обратного тока приблизительно равномерно распределяется по контактной поверхности и в то же время, существует отдельные участки, через которые токи практически не протекают. При относительно большом напряжении 5 В

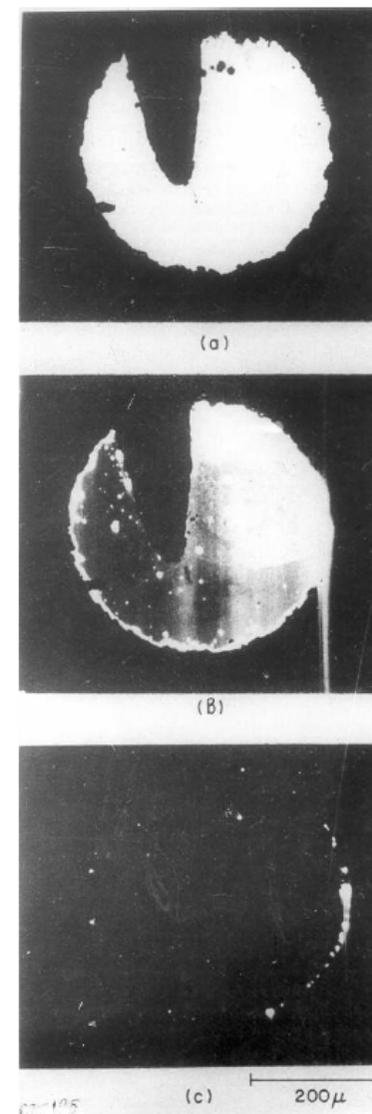


Рис.3.8 Распределение плотности тока вдоль поверхности контакта Pt-nGaAs при различных обратных напряжениях (В): 1 – -1, 2 – -5, 3 – -15.

(рис.3.8в) наблюдается множество отдельных участков, через которые протекают токи с большой плотностью. При обратном напряжении 15 В (рис.3.8с) отдельные участки с большой плотностью тока, в основном, наблюдаются по периферии контакта. Когда накладываются рис.3.8а,в и с друг на друге, обнаруживается, что белые участки на рис.3.8с, совпадают с белыми участками на рис.3.8в, распределенными вдоль поверхности, в том числе по периферии контакта. А отдельные белые участки и неравномерное белое кольцо вокруг контакта на рис.3.8в совпадают с отдельными черными участками и черной периферийной областью на рис.3.8а. Это свидетельствует о единстве процессов, происходящих как в отдельных участках, так и по периферии контакта. Измерение ВАХ показало, что преждевременный пробой определяется токами, протекающими через отдельные участки, представленные на рис.3.8с.

Под действием термической обработки распределение участков контакта, через которые протекают токи преждевременного пробоя существенно меняется. Некоторые из них исчезают, а некоторые появляются заново. Такой характер распределения локальных участков преждевременного пробоя ДШ меняется от образца к образцу.

Установлено, что преждевременный пробой термически необработанных и термически обработанных ДШ с планарной и меза структурой в первую очередь происходит в тех местах, где обнаружены дефекты, царапина, разрыв и шероховатость металлической пленки. А в некоторых локальных местах контактов, где происходит преждевременный пробой, не обнаружены структурных и прочих изменений металлических пленок и поверхности полупроводника. Плотности обратных токов ДШ неравномерно распределяются вдоль контактной поверхности.

Для интерпретации выше представленных экспериментальных результатов предполагается, что в исследованных структурах возникают “микроплазмы” со специфическими особенностями.

В [209], исследовано токопрохождение в Au – CdS и Au –SiO- CdS структурах с помощью токов индуцированных электронным пучком (ЕВІС). Диаметр контакта составлял 1 мм и толщина SiO менялась в интервале 0,1-0,2 мкм. Были использованы 2 миллиметровые кубики из CdS с удельным сопротивлением 1 Ом см. Образцы изготовлены на сколотой, химически травленной и механически шлифованной поверхностях CdS.

Главной особенностью контрастности ЕВІС на ДШ, изготовленных на только что расколотых поверхностях CdS была его зависимость от энергии электронного пучка и приложенного напряжения. При энергии падающего электронного пучка 15 кэВ или более того, золотой контакт был прозрачен к пучку, так что поверхность металла была равномерно светлой при нулевом смещении. При низких энергиях падающего электронного пучка, контрастность была такая, что лишь краевая область металла становится светлой. Приложение отрицательного смещения на металл мало повлияло на контрастность центральной зоны контакта, когда энергия падающего пучка низкая. Тем не менее, при высоких энергиях пучка (15 кэВ) приложение отрицательного смещение (-3 В) изменило контрастность и краевая область контакта становится светлой. При приложении положительного смещения равномерная контрастность ЕВІС по всей поверхности контакта остается неизменной, как эта была при нулевой смещении.

Контрастность ЕВІС на ДШ, изготовленных на протравленных поверхностях полупроводника, была похожа на описанную контрастность для сколотых поверхностей полупроводника. Тем не менее, было очевидно, что

контрастность просматривалась на фоне протравленных бугарков.

В дополнение к проявлению типа контрастности EBIC на ДШ, описанной для сколотых поверхностей полупроводника, ДШ, изготовленные на механически шлифованных поверхностях полупроводника, проявляли участки контрастности EBIC в пределах контактной поверхности, которые напоминали “булавочные проколы”. Они появлялись в виде темных пятен, когда к золоту было приложено положительное смещение ($\sim +0,3$ В). Когда же было приложено отрицательное смещение ($\sim -0,3$ В), те же пятна появились в светлом контрасте.

При нулевой смещении “булавочные проколы” обозначились намного хуже, но увеличенный коэффициент усиления обнаружил царапины на механически полированной поверхности. Изображение вторичной эмиссии показало пылинку, но не указывало на нарушение расположения “булавочных проколов”. Следует отметить, что изображение катодolumинесценции также не указывало наличие “булавочных проколов”, хотя она и обнаружила царапину.

Контрастность EBIC у “булавочных проколов” зависит от энергии падающего пучка. Величина тока сигнала EBIC уменьшилась с уменьшением энергии пучка, также как уменьшился и диаметр “булавочного прокола”.

Зоны светлой контрастности, наблюдаемые по краям золотых электродов ДШ, не были так ярко выражены в Au-SiO-CdS структур. В методе EBIC контрастность у одного из “булавочных проколов” сменяется от светлого к темному, поскольку напряжение на золоте менялось от -3 до $+3$ В.

Предполагается, что полученные экспериментальные результаты могут быть связаны особенностями рассеяния электронных пучков в металлической пленке и в ОПЗ полупроводника.

В работе [24] для установления взаимосвязи между изменениями электрофизических характеристик и

физических, структурных параметров границы раздела Al-nSi ДШ при прохождении повышенных токов через диод определяли состав границы раздела и структуру приповерхностного слоя Si методами Оже-спектроскопии и массо-спектроскопии вторичных ионов при послойном стравливания Al-Si, электронографии и рентгеновского микроанализа после стравливания алюминия. Картина тепловых полей в ДШ получена с помощью холестерических жидких кристаллов. Выявлено, что высота потенциального барьера меняется вдоль поверхности контакта. Поэтому ДШ может быть представлен в виде набора параллельно включенных участков с различными высотами барьера. Обнаружено, что неоднородность токопрохождения в Al-nSi ДШ приводит к неоднородному по площади диода выделению тепла. При обратном напряжении максимальное выделение тепла обнаружено по периметру контакта. При прямом напряжении распределение температуры по поверхности алюминия более однородно, а максимальное выделение тепла происходит в центральной области контакта. Значительные локальные перегревы приводят к изменению степени неоднородности границы раздела, области пространственного заряда и тепловому пробояю.

В [218] исследовано влияние ширины металлической пленки на поверхности диэлектрика SiO₂ от края контакта на напряжение пробоя ДШ, изготовленных на основе контакта Al с кремнием n-типа и удельным сопротивлением 5 Ом см Si. Диаметры контакта (d) были 20, 30, 70, 115 и 130 мкм, а ширина Al пленки (D) от края контакта были 5, 10, 15, 20 и 50 мкм. Установлено, что с ростом D от 5 мкм до 15 мкм, напряжение пробоя ДШ увеличивается от 50 В до 90 В и при дальнейшем увеличении D напряжения пробоя не меняется.

Исследованы [20] влияния геометрической формы и размера выпрямляющей контактной поверхности на электрофизические свойства Al-nSi ДШ. При этом, площадь контакта (“окон” в SiO₂) - $S = 0,25-0,4$ мкм², перекрытие

металлической пленки на SiO_2 не более 2-3 мкм. Контакты с площадью 10^1 - 10^4 мкм² формировали методом фотолитографии в форме квадратов. Контакты с площадью 0,25-16 мкм² формировали методами электронно-лучевой литографии как в форме квадратов, так и в равных им по площади полосок шириной 0,5 мкм.

Установлено, что при $S > 100$ мкм² основные параметры (высота барьера, коэффициент неидеальности, удельная емкость при $U=0$ и т.д.) практически не зависят от размеров термически обработанного ДШ. При $S < 100$ мкм², с уменьшением площади контакта от 100 мкм² до 1 мкм² высота барьера уменьшается от 0,72 эВ до 0,53 эВ.

Оценено влияние формы контакта на токоперенос по зависимости обратного тока при напряжении $U = -5$ В от площади контакта с квадратной и полосковой формами. Для термически обработанного ДШ отклонения от прямой пропорциональности между током и площадью более значительны, чем для неотожженных. Для ДШ квадратной формы эти отклонения начинают проявляться при большей площади, чем для структур полосковой формы.

Обнаружено, что на характер зависимости электрофизических параметров Al-nSi ДШ от их площади и формы оказывает влияние неоднородность границы раздела контакта.

Влияние толщины металлического электрода на электрофизические свойства ДШ обнаружено в [14]. Установлено, что при увеличении толщины металла от 0,4 мкм до 1,0 мкм высота барьера Al-nSi ДШ увеличивается ~ 50 мэВ. При этом увеличивается и напряжения пробоя, а коэффициент неидеальности прямой ветви ВАХ ДШ уменьшается.

Во многих работах [10,11,13] твердо установлено, что ДШ с расширенной металлической пленки (рис.3.7б) на поверхности диэлектрика вокруг контактной площади, изготовленных на основе различных контактирующих

материалов в различных технологических условиях, преждевременно пробиваются и их напряжение пробоя уменьшается с ростом геометрических размеров выпрямляющего контакта.

Результаты экспериментальных исследований токопрохождения по периферии ДШ с расширенной металлической пленки на поверхности диэлектрика вокруг контактной площади, изготовленных на основе кремния n-типа показывают [70,78,84], что участки обратных ветвей ВАХ, соответствующие области преждевременного пробоя описываются механизмом термоэлектронной эмиссии. Высота потенциального барьера по периферии контакта с шириной несколько микрометров имеет значение на ~100 мэВ ниже по сравнению с высотой барьера остальной центральной части контакта ДШ. Изменение высоты барьера по периферии контакта ДШ в зависимости от напряжения намного сильнее, чем это следует из влияния силы изображения. Токи в области преждевременного пробойного напряжения возникают после приложения определенного напряжения. Такое поведение обратного тока ДШ позволяет изготовить ДШ практически без обратным током [74].

С использованием эмиссионной микроскопии и эмиссионной спектроскопии баллистических электронов исследовано [248] пространственное распределение по высоте барьера Шоттки, образованного пленками CoSi_2 толщиной ~10 нм на поверхности nSi(100), которое получили твердофазной реакцией в системе Co/Ti/nSi, Co/a-Si/Ti/nSi, Ti/Co/aSi и Co/nSi. Измерение проводили при температуре 80 °С. Установлено, что высота барьеров Шоттки изменяется в пределах 0,52-0,70 эВ и характеризуется гауссовым распределением. Для эпитаксиальных контактов CoSi_2/nSi средняя высота барьера составляет 0,6-0,61 эВ, для поликристаллических – 0,64 эВ. Введение промежуточного слоя аморфного кремния толщиной ~1 нм несколько повышает вероятность повышения барьера Шоттки, а

защитный слой титана такой же толщины не оказывает существенного влияния на высоту барьера.

Измерено [235] пространственное распределение высоты барьера в системе PtSi (толщиной 2-3нм)-nSi(100) и обнаружено, что вариация высоты барьера вдоль границы раздела контакта охватывает область 0,734-0,829 эВ. В работе [208] результаты баллистических электронных эмиссионных микроскопии (БЭЭМ) сопоставляются с данными измерений ВАХ и ВФХ, проведенных на структурах PtSi/nSi. Показано, что контактный барьер неоднороден по высоте барьера вдоль контактной поверхности. Полученное методом БЭЭМ распределение барьера оказалось почти гауссовым. Локальные флуктуации высоты барьера обнаружены методом баллистической электронной эмиссионной микроскопии также для эпитаксиальных CoSi₂/nSi ДШ [203]. А в [249] в области температур 80-300 К измерены ВАХ и ВФХ контактов, сформированных отжигом систем Co/Si – Ti/Si. Наблюдаемые характеристики описываются в рамках механизма термоэлектронной эмиссии с гауссовым распределением локальных контактных барьеров. При 300 К высота барьера менялась в интервале 0,54-0,60 эВ.

Исследовано [184] происхождение неидеальности в почти идеальных ДШ на кремний с неоднородной высотой барьера. Установлено, что в процессе изготовления вблизи границы раздела металл-кремний образуется высокая плотность дефектов. Данные экспериментов с использованием эмиссии баллистических электронов показали наличие слабых неоднородных барьерных пятен. Гауссовский характер распределения неоднородности барьера объясняет характер температурной зависимости как эффективной высоты барьера, так и коэффициента идеальности.

Методом ВАХ и просвечивающей электронной микроскопии исследованы [146] свойства Au/Pd/Ti:W/VSi₂/nSi ДШ не имеющих охранного кольца.

Установлено, что прямые ветви ВАХ ДШ не отличаются от характеристик с охранным кольцом и имеют коэффициент идеальности 1,02. Наблюдаемые токи утечки в ДШ при обратном напряжении хорошо объясняются в рамках эффекта сильного электрического поля у краев диода.

Проведены [194] результаты исследования неоднородности в параллельных контактах Шоттки. Использован метод фотоспектроскопии. Спектры фототока измерялись на дискретных Pd₂Si/nSi, NiSi/nSi, Pd/nSi ДШ. Получено согласие между расчетными и экспериментальными данными. Неоднородность контактов, полученных с использованием химической очистки и электронного лучевого осаждения Pd на nSi при комнатной температуре, связывается с существованием областей большой высоты барьера (0,86 эВ) наряду с областями Pd₂Si (0,74эВ). Последующий отжиг при 250 и 450 С устраняет неоднородность

По оптическим наведенным токам и данным измерений распределения потенциала на сколах исследовались [150] при обратных смещениях распределения потенциала и заряда в GaAs ДШ, используемых в качестве детекторов ядерного излучения. Проявляются три характерные области, параметры которых зависят от обратного смещения. Существует "прямоугольная" область положительного заряда, которая уширяется и движется к омическому контакту с ростом обратного смещения. Эта область отделена от барьера Шоттки нейтральным слоем. Полученные данные противоречат известным моделям распределения поля подобных диодах.

С целью выяснения влияния микроструктуры на характеристики WSi_x-контактов Шоттки к nGaAs предпринято [219] исследование микроструктуры пленки на поверхности раздела и в объеме методами электронной микроскопии, дифракции рентгеновских лучей и ВИМС. Высота барьера и коэффициент неидеальности контактов WSi_{0,1} и WSi_{0,6}

получены из прямой ветви ВАХ и ВФХ. Обнаружено, что эти параметры не зависят от микроструктуры в толще пленки, но тесно связаны с микроструктурой поверхности раздела $WSi_x/GaAs$. Из экспериментальных исследований процесса вжигания контактов Шоттки к GaAs на основе Ti, Sn, Ge, и Au получено [148], что снижение высоты барьера в результате вжигания контактов происходит не только из-за образования тонкой сильнолегированной области вблизи границы раздела металл-GaAs, но также из-за образования очень сильнолегированных микроучастков, разделенных областями с большой высотой барьера. Образование таких участков зависит от толщины и типа металлов, используемых для формирования барьера Шоттки.

Проведены [86] экспериментальные и теоретические исследования невыпрямляющих контактов (Ni-Sn)/nGaAs и установлено наличие неоднородной границы раздела контакта. Показано, что зависимость удельного сопротивления от концентрации nGaAs и от режимов отжига имеет немонотонный характер.

В [162] показано, что ток утечки при обратном смещении в ДШ на основе GaN не чувствителен к высоте барьера. Сканирующая вольтамперная спектроскопия показывает малые полностью изолированные области, в то время как основная часть образца остается непроводящей. Механизм утечки связан главным образом с винтовыми дислокациями. Однако, изучение [220] влияния дислокации на ВАХ Шоттки на основе nGaN показывает, что при концентрации свободных электронов $5,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ дислокация и ступенки на поверхности не влияют на ВАХ. В тоже время проведено [132] прямое наблюдение локальной плотности сильного тока в GaN ДШ через участки с низкими высотами барьера.

С помощью фотоэмиссионной спектроскопии изучены [128] свойства границы раздела Au-GaN, образуемой на атомарно чистой поверхности GaN. Отжиг

уменьшает высоту барьера, который формируется после осаждения пленки Au из четырех монослоев при комнатной температуре. Эти изменения барьера связаны с изменениями структуры пленки Au и образованием соединения из Ga и Au на границе раздела при температуре выше $500 \text{ }^\circ\text{C}$. Пространственная неоднородность в соединении возникает при температурах выше $750 \text{ }^\circ\text{C}$.

Проведен [195] расчет прямых и обратных ВАХ и ВФХ неомогенных ДШ с использованием уравнения Пуассона с дрейфо-диффузионными уравнениями. Распределения высоты барьера моделированы гауссовым распределением. Показано, что параметры ДШ в незначительной степени зависят от степени гомогенности диода, в частности, ток отсечки практически не зависит от потенциала электрического поля.

Предложен [158] способ определения эффективной высоты барьера в однородном неидеальном контакте Шоттки, основанный на измерениях ВАХ и учитывающий различные механизмы протекания тока через контакт металл-полупроводник. Полный ток через контакт складывается из термоэлектронного тока с фактором идеальности почти равным 1, и из вкладов, вносимых различными механизмами переноса. Второе слагаемое соответствует общему выражению теории термоэлектронной эмиссии, в которой высота барьера и фактор идеальности зависят от напряжения. Эффективная высота барьера находится вычитанием слагаемого, связанного с механизмами переноса из полного тока. А в [135] предложенный метод базируется на разнице тока через диод на две компоненты, одна из которых – термоэлектронная с фактором неидеальности. Эффективное значение высоты барьера определяется по второй компоненте, выделяемой из полного тока. Метод проиллюстрирован на примерах ряда модельных ВАХ, рассчитанных численно.

В работе [136] моделируются ВАХ ДШ с пространственно неоднородной межфазной границей в рамках термоэмиссионно-диффузионного механизма. Распределение высоты барьера считается гауссовым. Исследован интервал температур 60-300 К. Показано, что при этом неоднородность барьера по высоте приводит к отклонению ВАХ от идеальных при невысоких барьерах и к росту коэффициента неидеальности и к непостоянству энергии активации. А в [2] исследованы особенности токопрохождения в двумерных структурах металл-полупроводник с переменной топологией области обеднения. Предсказана, теоретически рассчитана и экспериментально обнаружена N-образная ВАХ, обусловленная краевыми эффектами.

Выше представленные специфические особенности токопрохождения в реальных выпрямляющих КМП однозначно объясняются с помощью физической модели двухбарьерного КМП, представленной в предыдущем параграфе. При использовании КМП с различными конфигурациями, в частности, представленными на рис.3.7, изменяется пространственного расположения контактной поверхности и к ней примыкающих свободных поверхностей металла и полупроводника. В результате этого, изменения напряженности и глубины проникновения в полупроводник электрического поля в периферийной приповерхностной области полупроводника, обусловленного контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и свободными поверхностями металла и полупроводника, приводят к увеличению напряжения преждевременного пробоя ДШ. Это электрическое поле также изменяется с помощью отрицательного и положительного напряжения, приложенного на дополнительный электрод в ДШ, ВАХ которого представлены на рис.3.9 в результате чего значение напряжения преждевременного пробоя меняется в широком интервале.

Изменение контрастности по периферии и отдельных участках (“булавочных проколах”) контакта в зависимости от значения и полярности приложенного напряжения (в частности, на рис.3.8) может быть объяснено тем, что когда напряженности дополнительного поля и внешнего поля на этих участках направлены противоположно, до определенного значения внешнего напряжения через эти участки токи

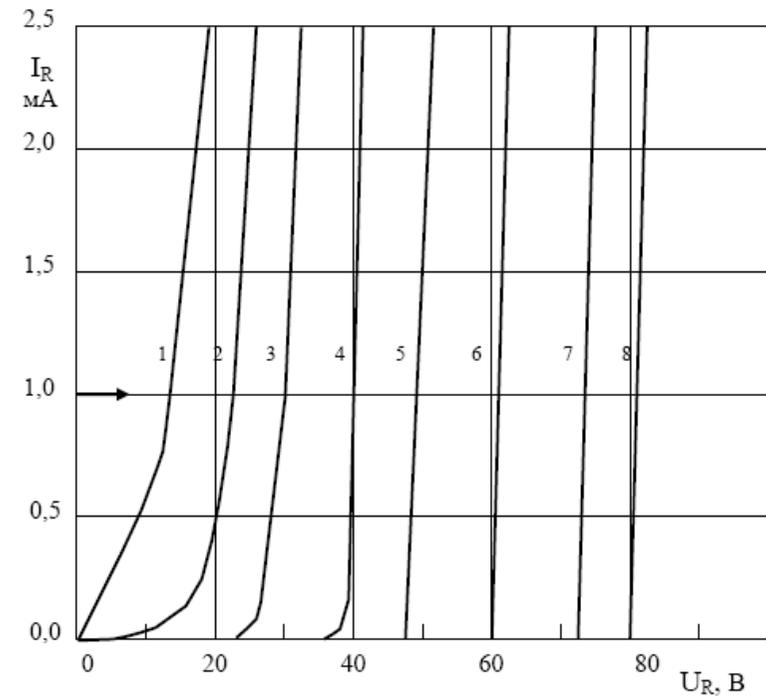


Рис.3.9 Обратные ветви вольтамперных характеристик кремниевого диода Шоттки с конструкцией, представленной на рис.3.5.г, при различных напряжениях охранного кольца U_G (В):
 1 - +90, 2 - +60, 3 - +30, 4 - 0, 5 - -30, 6 - -60,
 7 - -90, 8 - -120 В

практически не протекают, следовательно наблюдаются темные участки. А при достаточно больших значениях внешнего напряжения, дополнительное поле компенсируется внешним полем и через эти участки начинают протекать токи с большой плотностью, так как высота локального барьера таких местах имеет низкое значение. При обратной полярности приложенного напряжения, напряженности дополнительного поля и внешнего поля на этих участках направлены параллельно. Поэтому, через эти участки токи начинают протекать сразу же после приложения напряжения и следовательно, там не наблюдается темные участки.

Уменьшение напряжения преждевременного пробоя, определенное как обратное напряжение при постоянном токе в области пробоя, с ростом геометрических размеров и конфигурации контакта объясняется тем, что поскольку пробойный ток обусловлен термоэлектронной эмиссией по периферии контакта, тогда напряжение, соответствующее фиксированному значению тока уменьшается с ростом длины периферийной области

ГЛАВА IV

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РЕАЛЬНЫХ ВЫПРЯМЛЯЮЩИХ КМП

Функциональные возможности выпрямляющих КМП количественно оцениваются величинами их электрофизических параметров. При разработке полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем на основе выпрямляющих КМП возникает необходимость использования результатов наиболее корректных измерений. В большинстве случаев, измеренные данные реальных выпрямляющих КМП идентифицируются соответствующими параметрами идеализированных КМП. В действительности, как это следует из изложенного в предыдущих главах, электрофизические процессы, происходящие в реальных КМП имеют ряд характерных особенностей, которые должны учитываться при измерении электрофизических параметров.

Реальные КМП состоят из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера на ограниченной контактной поверхности. В приконтактной области полупроводника наряду с основным электрическим полем контактной разности потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника, возникает и дополнительное электрическое поле, обусловленное контактной разностью потенциалов электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами барьеров и контактной разностью потенциалов между контактной поверхностью и к ней

примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника.

Из-за возникновения дополнительных электрических полей в периферийной приконтактной активной области КМП, характер электрофизических процессов в периферийной и относительно центральной областях контактной поверхности отличается. Поэтому, при измерении электрофизических параметров реальных выпрямляющих КМП необходимо учитывать специфические особенности образования потенциального барьера и токопрохождения в активной приконтактной области контакта [84,85], их изменения в зависимости от приложенного напряжения, температуры, природы и структуры контактирующих материалов, конструктивно-технологических параметров.

В данной главе рассматриваются основные методы определения электрофизических параметров идеальных выпрямляющих КМП. Описаны способы определения геометрических и электрофизических параметров активной периферийной поверхности реальных КМП. Далее изложены методы определения электрофизических параметров реальных выпрямляющих КМП. Сделан краткий обзор по экспериментальному измерению электрофизических параметров выпрямляющих КМП.

4.1. Электрофизические параметры идеального выпрямляющего контакта металл-полупроводник

Электрофизические параметры выпрямляющих КМП определяются способами, разработанными на основе существующих механизмов образования потенциального барьера и теорий токопрохождения.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии ВАХ идеального выпрямляющего КМП описывается формулой [45]:

$$I = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{\text{BO}} - \Delta\Phi_{\text{B}}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = I_{\text{OU}} \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

где

$$I_{\text{OU}} = SAT^2 \left[\exp\left(-\frac{\Phi_{\text{BO}} - \Delta\Phi_{\text{B}}}{kT}\right) \right] \quad (4.2)$$

Здесь I_{OU} – ток насыщения, зависящий от напряжения, U – приложенное напряжение, Φ_{BO} – высота потенциального барьера без учета влияния силы изображения, S – площадь, A – постоянная Ричардсона, T – абсолютная температура, k – константа Больцмана, $\Delta\Phi_{\text{B}}$ – снижение высоты потенциального барьера под действием силы изображения, которое зависит от напряжения по формуле:

$$\Delta\Phi_{\text{B}} = q \left[\left(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_s^3} \right) \left(U_D \pm U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \quad (4.3)$$

где, N_D – концентрация примесей в полупроводнике, ε_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника, U_D – диффузионный потенциал, (-) и (+) знаки соответствуют прямому и обратному направлениям.

Для прямой ветви ВАХ выпрямляющего КМП, при $U \gg kT/q$ формула (4.1) имеет следующий вид:

$$I_F = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{\text{BO}} - \Delta\Phi_{\text{BU}}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \approx SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{\text{BO}} - \Delta\Phi_{\text{BO}}}{kT}\right) \exp\left(\frac{\Delta\Phi_{\text{BU}} - \Delta\Phi_{\text{BO}}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = I_o \exp\left(-\frac{\beta_F qU}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = I_o \exp\left(\frac{qU}{n_F kT}\right) \quad (4.4)$$

где

$$I_o = SAT^2 \left[\exp\left(-\frac{\Phi_{BO} - \Delta\Phi_{BO}}{kT}\right) \right] = SAT^2 \exp\left(\frac{\Phi_B}{kT}\right) \quad (4.5)$$

Здесь Φ_B – действующая высота потенциального барьера, $\Delta\Phi_{BO}$ – снижение высоты потенциального барьера под действием силы изображения при $U=0$, n_F – коэффициент неидеальности, который выражается формулой:

$$n_F = \frac{1}{1 - \beta_F} = \frac{qU}{\Delta\Phi_{BU} - \Delta\Phi_{BO} + qU} \quad (4.6)$$

Для обратной ветви ВАХ выпрямляющего КМП, формула (4.1) при $U \gg kT/q$ имеет вид:

$$\begin{aligned} I_R &= SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO} - \Delta\Phi_{BU}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \approx \\ &\approx SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO} - \Delta\Phi_{BO}}{kT}\right) \exp\left(\frac{\Delta\Phi_{BU} - \Delta\Phi_{BO}}{kT}\right) = \\ &= I_o \exp\left(\frac{\beta_R qU}{kT}\right) = I_o \exp\left(\frac{qU}{n_R kT}\right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

Здесь n_R – безразмерный коэффициент, который определяется следующим образом:

$$n_R = \frac{1}{\beta_R} = \frac{qU}{\Delta\Phi_{BU} - \Delta\Phi_{BO}} \quad (4.8)$$

Основными электрофизическими параметрами идеальных выпрямляющих КМП являются высота потенциального барьера (Φ_B), коэффициент неидеальности (n_F), безразмерный коэффициент (n_R), сопротивление контакта (R_C), постоянная Ричардсона (A), напряжение пробоя ($U_{проб}$), емкость (C).

4.1.1. Высота потенциального барьера. Важнейшим электрофизическим параметром выпрямляющих КМП является высота потенциального барьера. Она определяется методами вольтамперной характеристики (ВАХ), энергии активации (ЭА), вольт-емкостной характеристики (ВФХ) и фотоэлектрическим методом (ФЭ).

Метод вольтамперной характеристики. Как следует из формулы (4.5), высота потенциального барьера Φ_B выпрямляющего КМП при данной температуре T , при известном значении тока насыщения I_o , площади контакта S , постоянной Ричардсона A может быть определена по формуле:

$$\Phi_B = kT \ln \frac{SAT^2}{I_o} \quad (4.9)$$

Величина I_o определяется из прямой и обратной ветвей ВАХ. Согласно (4.4), прямая ветвь ВАХ, построенная в полулогарифмическом масштабе, при $U \gg kT/q$ изображается прямой линией в интервале напряжения $\frac{kT}{q} \ll U < \Phi_B$. А

обратная ветвь ВАХ согласно (4.7), построенная в масштабе $\ln I_o$ от $\left(U_D + U - \frac{kT}{q}\right)^{1/4}$, при $U \gg kT/q$ изображается прямой

линией. Путем экстраполяции прямолинейных зависимостей в полулогарифмическом масштабе $\ln I_o$ от напряжения на ось ординат находится ток насыщения I_o при $U=0$ В.

Величина A является постоянной Ричардсона, модифицированной с учетом эффективной массы электронов в полупроводнике. Значение Φ_B не очень чувствительно к выбору A . Например, при комнатной температуре ошибка вдвое большая в A приводит к ошибке в Φ_B всего на 0,018 эВ.

Метод энергии активации. Из формулы (4.5) также следует, что высота барьера КМП может быть определена с помощью зависимости между $\ln(I_o/T^2)$ от $1/T$:

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(SA) - \frac{\Phi_B}{kT} \quad (4.10)$$

Зависимость между $\ln(I_0/T^2)$ от $1/T$ изображается линейной, если Φ_B не зависит от температуры. При этом, из тангенса угла наклона этой зависимости находится Φ_B .

Если Φ_B зависит от температуры, тогда зависимость между $\ln(I_0/T^2)$ от $1/T$ может иметь линейный характер лишь в том случае, когда между Φ_B и T существует линейная зависимость, т.е.

$$\Phi_B = \Phi_{B(0)} \pm \alpha_T T \quad (4.11)$$

Здесь $\Phi_{B(0)}$ – высота барьера при нулевой температуре ($T=0$), α_T – термический коэффициент высоты барьера.

При учете (4.11) в формуле (4.10), получается:

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(SA) \mp \frac{\alpha_T}{k} - \frac{\Phi_{B(0)}}{kT} \quad (4.12)$$

Из формулы (4.12) видно, что если зависимость между $\ln(I_0/T^2)$ от $1/T$ имеет линейный характер, тогда из тангенса угла наклона этой прямолинейной зависимости находится высота барьера $\Phi_{B(0)}$ при нулевой температуре.

Метод вольт-фарадной характеристики.

Зависимость между удельной емкостью C и приложенным напряжением U к выпрямляющему КМП представляется формулой:

$$C \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial U} = \left[\frac{q\epsilon_s N_D}{2\left(U_D \pm U - \frac{kT}{q}\right)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (4.13)$$

Здесь Q_s – величина пространственного заряда на единицу площади поверхности полупроводника, W – ширина обедненного слоя.

Из формулы (4.13) следует, что если концентрация примесей N_D постоянна во всей области обедненного слоя, то между $1/C^2$ и U существует следующая линейная зависимость:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2\left(U_D \pm U - \frac{kT}{q}\right)}{q\epsilon_s N_D} \quad (4.14)$$

Из кривой зависимости между $1/C^2$ и U найдя точку пересечения экстраполирующей прямой с осью напряжений, можно определить высоту потенциального барьера по формуле [45]:

$$\Phi_B = U_i + U_n + \frac{kT}{q} \quad (4.15)$$

где U_i – точка пересечения с осью напряжений, U_n – разность энергий между уровнем Ферми и дном зоны проводимости в полупроводнике, которую можно вычислить, если известна концентрация легирующей примеси.

Фотоэлектрический метод. Когда выпрямляющий КМП освещается со стороны металла монохроматическим светом с энергией $h\nu > \Phi_B$, в металле возбуждаются электроны с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера. Если $h\nu$ больше ширины запрещенной зоны E_g и пленка металла достаточно тонкая, то свет, частично проходящий через нее, генерирует электронно-дырочные пары и в полупроводнике. При освещении КМП со стороны подложки также возможно возбуждение электронов в металле с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, т.е. с $h\nu > \Phi_B$. Однако, когда $h\nu > E_g$, свет будет сильно поглощаться вблизи тыловой поверхности полупроводника и вероятность того, что генерированные здесь электронно-дырочные пары достигнут границы раздела КМП, очень мала.

Согласно теории Фаулера [45] зависимость квантового выхода R от энергии фотона $h\nu$ выражается формулой:

$$R \sim \frac{T^2}{(E_S - h\nu)} \left[\frac{x^2}{2} + \frac{\pi^2}{6} - \left(e^{-x} - \frac{e^{-2x}}{4} + \frac{e^{-3x}}{9} - \dots \right) \right] \text{ при } x \geq 0, \quad (4.16)$$

где $h\nu_0 = \Phi_B$ - высота потенциального барьера, E_S - сумма $h\nu_0$ и энергии Ферми, отсчитанной от дна зоны проводимости металла, $x = h(\nu - \nu_0)/kT$. При условии, что $h\nu \ll E_g$ и $x \gg 3$, используется упрощенное выражение

$$R^{1/2} \sim h(\nu - \nu_0) \quad (4.17)$$

Как видно из (4.17), зависимость корня квадратного из фотоотклика от энергии фотона изображается прямой линией. Экстраполируя эту прямую на ось энергии фотона можно получить высоту потенциального барьера Φ_B КМП.

4.1.2. Коэффициент неидеальности и безразмерный коэффициент. Коэффициент неидеальности n_F и безразмерный коэффициент n_R характеризуют соответственно степень роста прямого тока и степень отклонения от насыщения обратного тока выпрямляющего КМП при увеличении напряжения. Как следует из формул (4.3), (4.6) и (4.8), они являются следствиями изменения высоты барьера КМП в зависимости от напряжения.

Согласно формулам (4.4) и (4.7), коэффициенты n_F и n_R прямой и обратной ветвей ВАХ КМП могут быть определены следующими формулами:

$$n_F = \frac{1}{kT} \frac{U}{\ln\left(\frac{I_F}{I_0}\right)} \quad (4.18)$$

$$n_R = \frac{1}{kT} \frac{U}{\ln\left(\frac{I_R}{I_0}\right)} \quad (4.19)$$

Напряжение при прямом направлении меняется в интервале $0 < U < \Phi_B/q$, а в обратном направлении - в интервале $0 < U < U_{\text{проб.}}$. Поскольку $I_F \gg I_R$ и $U_{\text{проб.}} \gg \Phi_B/q$, то при $U \gg kT/q$, коэффициент n_F остается почти неизменным в интервале изменения прямого напряжения, а коэффициент n_R становится сильно зависящим от обратного напряжения. Поэтому n_R определяется при фиксированном значении обратного напряжения.

4.1.3. Сопротивление контакта. Сопротивление КМП структур состоит из суммы сопротивления выпрямляющего контакта (или просто сопротивления контакта) R_C , и последовательного сопротивления R_s . Сопротивление контакта обусловлено существованием потенциального барьера в КМП. Формула для сопротивления контакта получается из выражения (4.4) прямой ветви ВАХ. Когда через КМП с площадью S протекает ток I_F , сопротивление R_C вычисляется по формуле [45]:

$$R_C \equiv \frac{\partial U}{\partial I_F} = \frac{n_F kT}{q I_F} \quad (4.20)$$

Сопротивление R_C часто называется специфическим сопротивлением перехода (имеет единица измерения $[\text{Ом см}^2]$) и определяется формулой:

$$R_C \equiv \frac{\partial U}{\partial I_F} = \frac{n_F kT}{q I_F} S \quad (4.20a)$$

Для вычисления последовательного сопротивления R_s учитывается геометрическая структура контакта. Например,

для круглого контакта с площадью S , изготовленного на поверхности эпитаксиального слоя, при больших прямых напряжениях сопротивление R_s определяется по формуле.

$$R_s = \frac{1}{S} \int_{x_1}^{x_2} \rho(x) dx + \frac{\rho_B}{4r} + R_{OM} \quad (4.21)$$

Здесь первое слагаемое справа является последовательным сопротивлением квазинейтральной области полупроводника; расположенной между границей обедненного слоя и границей между эпитаксиальным слоем и ее подложкой. Второе слагаемое есть сопротивление растекания от круглого контакта радиусом r в полупроводниковую подложку с удельным сопротивлением ρ_B . Последнее слагаемое R_{OM} есть сопротивление омического контакта подложки.

4.1.4. Постоянная Ричардсона. Одним из основных параметров механизма термоэлектронной эмиссии в выпрямляющих КМП является постоянная Ричардсона A . Из формулы (4.5) видно, что она может быть определена с помощью зависимости между $\ln(I_0/T^2)$ от $1/T$. Как видно из (4.10), эта зависимость изображается линейной, если Φ_B не зависит от температуры. При этом, из линейной экстраполяции до $1/T = 0$, по оси ординат определяется произведение действующей площади S КМП на постоянную Ричардсона A . При известном S определяется значение A .

Если Φ_B зависит от температуры, тогда связь $\ln(I_0/T^2)$ от $1/T$ может иметь линейный характер лишь в том случае, когда между Φ_B и T существует линейная зависимость (4.11). При этом из линейной экстраполяции до $1/T = 0$, по оси ординат определяется произведение действующей площади S КМП на постоянную Ричардсона A и на величину $\exp\left(\mp \frac{\alpha_T}{k}\right)$.

Часто произведение $A \exp\left(\mp \frac{\alpha_T}{k}\right)$ определяется как экспериментальное значение постоянной Ричардсона A^* , т.е.

$$A^* = A \exp\left(\mp \frac{\alpha_T}{k}\right) \quad (4.22)$$

Как видно из (4.22), между экспериментальным значением постоянной Ричардсона (A^*) и термическим коэффициентом (α_T) высоты потенциального барьера КМП существует определенная зависимость.

4.1.5. Напряжение пробоя. При приложении большого обратного напряжения к выпрямляющему КМП происходит электрический пробой и через него протекает очень большой ток. Такой электрический пробой КМП в основном описывается механизмом лавинного умножения. Напряжение лавинного пробоя определяет верхний предел обратного напряжения выпрямляющего КМП.

Если в КМП с шириной W обедненного слоя полупроводника электрический пробой происходит при напряженности E_M электрического поля, тогда, аналогично резкому р-п переходу, напряжение пробоя $U_{ПРОБ}$ выражается формулой:

$$U_{ПРОБ} = \frac{\epsilon_s W}{2} = \frac{\epsilon_s E_M^2}{2q} N_B^{-1} \quad (4.23)$$

где N_B - концентрация ионизованной примеси, ϵ_s - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Для экспериментального измерения U_B из обратной ветви ВАХ находится напряжение, при котором обратный ток резко возрастает, т.е. происходит ударная ионизация, обусловленная лавинным умножением.

4.2. Геометрические и электрофизические параметры активной периферийной области реальных выпрямляющих КМП

Из предыдущих глав следует, что электрофизические параметры периферийной области реальных выпрямляющих КМП отличаются от соответствующих параметров остальной части контакта. Поэтому для корректного определения электрофизических параметров реальных выпрямляющих КМП возникает необходимость количественной оценки геометрических и электрофизических параметров активной периферийной области реальных выпрямляющих КМП.

4.2.1. Токи периферийных эффектов. Для измерения тока периферийных эффектов выпрямляющих КМП был разработан метод описанный в [76]. Согласно этому методу, токи периферийных эффектов выпрямляющих КМП измеряются с помощью линейной плотности J_L тока периферийных эффектов. Для определения J_L используются идентичные два КМП с площадями S_1, S_2 и с длинами периферии контактов L_1 и L_2 , через которые протекают токи I_1 и I_2 , соответственно. Если количество КМП с S_1 , суммарная площадь, которых равна площади идентичного им КМП с S_2 , составляет N , тогда имеют место следующие выражения:

$$S_2 = NS_1 \quad \text{и} \quad L_2 < NL_1 \quad (4.24)$$

Когда через КМП с площадями S_1 и S_2 протекают токи I_{S1} и I_{S2} без влияния периферийных эффектов и токи I_{L1} и I_{L2} под влиянием лишь периферийных эффектов, тогда общие токи I_1 и I_2 КМП выражаются как:

$$I_1 = I_{S1} + I_{L1} \quad \text{и} \quad I_2 = I_{S2} + I_{L2} \quad (4.25)$$

Для идентичных КМП при выполнении условия (4.24) справедливо отношение:

$$I_{S2} = NI_{S1} \quad (4.26)$$

Следовательно, периферийный ток I_L , протекающий через длину $L = NL_1 - L_2$ периферии контакта, при учете формул (4.25) и (4.26) определяется выражением:

$$I_L = NI_{L1} - I_{L2} = N(I_1 - I_{S1}) - (I_2 - I_{S2}) = NI_1 - I_2 \quad (4.27)$$

Линейная плотность тока J_L периферийных эффектов КМП определяется формулой:

$$J_L = \frac{I_L}{L} = \frac{NI_1 - I_2}{NL_1 - L_2} \quad (4.28)$$

Следовательно, токи I_{L1} и I_{L2} КМП с длинами периферии контактов L_1 и L_2 выражаются как

$$I_{L1} = J_L L_1 \quad \text{и} \quad I_{L2} = J_L L_2 \quad (4.29)$$

Вклады токов периферийных эффектов g_1 и g_2 , вносимые в общие токи КМП с площадями S_1 и S_2 определяются формулами в (%):

$$g_1 = \frac{I_{L1}}{I_1} \cdot 100 \quad \text{и} \quad g_2 = \frac{I_{L2}}{I_2} \cdot 100 \quad (4.30)$$

4.2.2. Площадь и ширина активной периферийной контактной поверхности. Для измерения площади активной периферийной контактной поверхности выпрямляющего КМП был разработан метод [77].

В предложенном методе сначала измеряются усредненные значения линейной плотности тока периферийных эффектов КМП, затем измеряются токи,

обусловленные влиянием периферийных эффектов и токи, проходящие через общий контакт при отсутствии периферийных эффектов.

Суть этого метода заключается в следующем. Измеряются общие токи I_0 и I_1 , протекающие через два идентичные выпрямляющие КМП с площадями S_0, S_1 (где $S_0 \ll S_1$) и с длинами периферии контактов L_0, L_1 , соответственно. Обозначив через N количество КМП с S_0 , суммарная площадь которых равна контактной площади идентичного им КМП с S_1 , получают следующие выражения:
 $S_1 = N S_0$ и $L_1 < N L_0$ (4.31)

Если линейная плотность тока периферийных эффектов составляет J_L , где

$$J_L = \frac{I_L}{L} = \frac{N I_0 - I_1}{N L_0 - L_1} \quad (4.32)$$

тогда, токи I_{0S} и I_{1S} без влияния периферийных эффектов и токи I_{0L} и I_{1L} под влиянием лишь периферийных эффектов, протекающие через КМП с площадями S_0 и S_1 , выражаются формулами:

$$I_{0S} = I_0 - I_{0L} \quad \text{и} \quad I_{1S} = I_1 - I_{1L} \quad (4.33)$$

$$I_{0L} = J_L L_0 \quad \text{и} \quad I_{1L} = J_L L_1 \quad (4.34)$$

При достаточно малых значениях геометрических размеров выпрямляющих КМП порядка нескольких микрометров, влияние периферийных эффектов, обусловленных дополнительным электрическим полем, возникающим из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывает всю приконтактную область полупроводника [78-

82]. Геометрическая контактная площадь таких КМП является и эффективной площадью для периферийного тока.

Если геометрическая площадь КМП с S_0 является эффективной, т.е. $S_0 = S_{0L} = S_{0S}$, тогда при известных значениях токов I_{0L}, I_L, I_{0S} и I_S , эффективные контактные площади S_L и S_S идентичного ему КМП аналитически определяются формулами:

$$S_L = \frac{S_{0L}}{I_{0L}} \cdot I_L = \frac{S_0}{I_{0L}} I_L \quad \text{и} \quad S_S = \frac{S_{0S}}{I_{0S}} \cdot I_S = \frac{S_0}{I_{0S}} I_S \quad (4.35)$$

Эффективные контактные площади S_L и S_S выпрямляющих КМП можно определить и графическим путем. Для этого строятся теоретические линейные зависимости соответствующих токов I_{LT} и I_{ST} КМП от их контактной площади, которые проходят через токи I_{0L} и I_{0S} для КМП с геометрической площадью S_0 . На графике наносятся экспериментальные точки, соответствующие токам I_L и I_S . Проведя через эти точки линии, параллельные к оси абсцисс до пересечения с линией зависимости токов I_{LT} и I_{ST} от площади КМП, находят эффективные значения S_L и S_S по оси абсцисс.

Ширина h активной области периферийной контактной поверхности выпрямляющих КМП с различной площадью остается практически одинаковой. При этом, h определяется с помощью простого выражения:

$$h = S_L / L \quad (4.36)$$

4.2.3. Периферийные электрофизические параметры.

Основные периферийные электрофизические параметры выпрямляющих КМП определяются с помощью формулы периферийных ВАХ.

Если прямая ветвь ВАХ выпрямляющего КМП с площадью S и высотой барьера Φ_B определяется теорией

термоэлектронной эмиссии и согласно (4.4) описывается формулой

$$I_F = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_F kT}\right) = I_O \exp\left(\frac{qU}{n_F kT}\right) \quad (4.37)$$

тогда, прямые ветви ВАХ для периферийной поверхности с площадью S_L и высотой барьера Φ_{BL} , и для остальной (центральной) части контакта с площадью $S_{Ц}$ и высотой барьера Φ_{BC} также определяются теорией термоэлектронной эмиссии и описываются формулами:

$$I_{FL} = S_L AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BL}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_{FL} kT}\right) \quad (4.38)$$

$$I_{FC} = S_{Ц} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BC}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_{FC} kT}\right) \quad (4.39)$$

где $\Phi_{BL} = \Phi_{BS} - \Delta\Phi_B$ и $\Phi_{BC} = \Phi_{BS}$, площади S_L и $S_{Ц}$ составляют доли g_1 и g_2 от общей площади S КМП ($g_1 + g_2 = 1$), т.е. $S_L = g_1 S$ и $S_{Ц} = g_2 S$.

При учете формулы (4.37), (4.38) и (4.39) в равенстве $I_{FL} = I_F - I_{FC}$, для периферийного прямого тока I_{FL} получается следующее выражение:

$$\begin{aligned} I_{FL} &= S_L AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BL}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_{FL} kT}\right) = \\ &= SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_F kT}\right) - g_2 SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BS}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_{FS} kT}\right) \end{aligned} \quad (4.40)$$

Согласно (4.7) обратная ветвь ВАХ выпрямляющего КМП с площадью S и высотой барьера Φ_B описывается формулой

$$I_R = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_R kT}\right) = I_O \exp\left(\frac{qU}{n_R kT}\right) \quad (4.41)$$

Тогда обратные ветви ВАХ для периферийной поверхности с площадью S_L и высотой барьера Φ_{BL} , и для остальной (центральной) части контакта с площадью $S_{Ц}$ и высотой барьера Φ_{BC} также определяются теорией термоэлектронной эмиссии и описываются формулами:

$$I_{RL} = S_L AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BL}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_{RL} kT}\right) \quad (4.42)$$

$$I_{RC} = S_{Ц} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BC}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_{RC} kT}\right) \quad (4.43)$$

При учете формулы (4.41), (4.42) и (4.43) в равенстве $I_{RL} = I_R - I_{RC}$, для периферийного обратного тока I_{RL} получается следующее выражение:

$$\begin{aligned} I_{RL} &= S_L AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BL}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_{RL} kT}\right) = \\ &= SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_R kT}\right) - g_2 SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BS}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_{RS} kT}\right) \end{aligned} \quad (4.44)$$

Периферийный ток КМП в сущности состоит из суммы тока при отсутствии периферийных эффектов и тока периферийных эффектов. Если при отсутствии периферийных эффектов через КМП с площадью S_S протекает ток I_S и через периферийную поверхность с площадью S_L протекает ток I_L периферийных эффектов, тогда периферийный ток I_{SL} (т.е. токи I_{FL} и I_{RL}) КМП определяется формулой:

$$I_{SL} = I_L + \frac{S_L}{S_S} \cdot I_S \quad (4.45)$$

Здесь I_L , I_S , S_L и S_S определяются формулами (4.33)-(4.35).

Формула (4.45) для периферийного прямого тока I_{FS} и для периферийного обратного тока I_{RS} имеет следующие виды:

$$I_{FL} = I_L^F + \frac{S_L}{S_S} \cdot I_S^F \quad (4.45a)$$

$$I_{RL} = I_L^R + \frac{S_L}{S_S} \cdot I_S^R \quad (4.45b)$$

Таким образом, определив численные значения периферийных прямых (I_{FL}) и обратных (I_{RL}) токов по формулам (4.45a) и (4.45b), подставляя их в (4.40) и (4.44) могут быть вычислены периферийные электрофизические параметры выпрямляющих КМП.

Высота потенциального барьера. Из формул (4.40) и (4.44) видно, что периферийный ток насыщения выпрямляющего КМП выражается формулой:

$$I_{OL} = S_L A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BL}}{kT}\right) \quad (4.46)$$

При этом, высота потенциального барьера Φ_{BL} по периферии КМП выражается:

$$\Phi_{BL} = kT \ln \frac{S_L A T^2}{I_{OL}} \quad (4.47)$$

Согласно формуле (4.45), численное значение I_{OL} может быть вычислено по формуле:

$$I_{OL} = I_L^O + \frac{S_L}{S_S} \cdot I_S^O \quad (4.48)$$

Здесь I_S^O – периферийный ток насыщения КМП с площадью S_S при отсутствии периферийных эффектов, I_L^O – ток насыщения периферийной поверхности с площадью S_L , обусловленный лишь периферийным эффектом.

Значения I_S^O , S_S , I_L^O и S_L вычисляются с помощью формул (4.33)-(4.35).

Из формулы (4.46) следует, что высота барьера КМП может быть определена с помощью зависимости между $\ln(I_{OL}/T^2)$ от $1/T$:

$$\ln\left(\frac{I_{OL}}{T^2}\right) = \ln(S_L A) - \frac{\Phi_{BL}}{kT} \quad (4.49)$$

Зависимость между $\ln(I_{OL}/T^2)$ от $1/T$ изображается линией, если Φ_{BL} не зависит от температуры. При этом, из тангенса угла наклона этой зависимости находится Φ_{BL} .

Если Φ_{BL} зависит от температуры, тогда зависимость $\ln(I_{OL}/T^2)$ от $1/T$ может иметь линейный характер лишь в том случае, когда между Φ_{BL} и T существует линейная зависимость, т.е.

$$\Phi_{BL} = \Phi_{BL(0)} \pm \alpha_{TL} T \quad (4.50)$$

Здесь $\Phi_{BL(0)}$ – высота барьера при нулевой температуре ($T=0$), α_{TL} – термический коэффициент высоты барьера.

При учете (4.50) в формуле (4.49), получается:

$$\ln\left(\frac{I_{OL}}{T^2}\right) = \ln(S_L A) \mp \frac{\alpha_{TL}}{k} - \frac{\Phi_{BL(0)}}{kT} \quad (4.51)$$

Из формулы (4.51) видно, что если зависимость $\ln(I_{OL}/T^2)$ от $1/T$ имеет линейный характер, тогда из тангенса угла наклона этой прямолинейной зависимости находится высота барьера $\Phi_{BL(0)}$ при нулевой температуре.

Коэффициент неидеальности и безразмерный коэффициент. Коэффициент неидеальности n_{FL} и безразмерный коэффициент n_{RL} характеризуют соответственно степень роста периферийного прямого тока и степень отклонения от насыщения периферийного обратного тока выпрямляющего КМП при увеличении напряжения. Как следует из формул (4.3), (4.6) и (4.8), они являются следствиями изменения высоты барьера периферийной поверхности КМП в зависимости от напряжения.

Согласно формулам (4.40) и (4.44), коэффициенты n_{FL} и n_{RL} прямой и обратной ветвей ВАХ периферийной поверхности КМП могут быть определены следующими формулами:

$$n_{FL} = \frac{1}{kT} \frac{U}{\ln\left(\frac{I_{FL}}{I_{OL}}\right)} \quad (4.52)$$

$$n_{RL} = \frac{1}{kT} \frac{U}{\ln\left(\frac{I_{RL}}{I_{OL}}\right)} \quad (4.53)$$

Напряжение при прямом направлении меняется в интервале $0 < U < \Phi_{BL}/q$, а в обратном направлении - в интервале $0 < U < U_{проб}$. Поскольку периферийные токи определяются как $I_{FL} = I_F - I_{FS}$ и $I_{RL} = I_R - I_{RS}$, тогда значения коэффициентов n_{FL} и n_{RL} становятся функциями зависимостей токов I_F , I_{FS} и I_R , I_{RL} от напряжения согласно формулам (4.40) и (4.44).

Сопротивление контакта. Сопротивление периферийной части КМП структур состоит из суммы сопротивления периферийной части выпрямляющего контакта R_{CL} , и соответствующего последовательного сопротивления R_{SL} . Сопротивление периферийной части контакта обусловлено существованием потенциального барьера в

периферийной области КМП. Формула для сопротивления контакта получается из выражения (4.40) периферийной прямой ветви ВАХ. Когда через периферийную часть КМП с площадью S_L протекает ток I_{FL} , сопротивления R_{CL} вычисляется формулой:

$$R_{CL} \equiv \frac{\partial U}{\partial I_{FL}} = \frac{n_{FL} kT}{q I_{FL}} S_L \quad (4.54)$$

Для вычисления последовательного сопротивления R_{SL} учитывается геометрическая структура контакта.

Постоянная Ричардсона. Из формулы (4.46) видно, что постоянная Ричардсона может быть определена с помощью зависимости $\ln(I_{OL}/T^2)$ от $1/T$. Как видно из (4.49), эта зависимость изображается линейной, если Φ_{BL} не зависит от температуры. При этом из линейной экстраполяции до $1/T = 0$, по оси ординат определяется произведение периферийной площади S_L КМП на постоянную Ричардсона A . При известном S_L определяется экспериментальное значение A .

Если Φ_{BL} зависит от температуры, тогда зависимость $\ln(I_{OL}/T^2)$ от $1/T$ может иметь линейный характер лишь в том случае, когда между Φ_{BL} и T существует линейная зависимость (4.50). При этом из линейной экстраполяции до $1/T = 0$ по оси ординат определяется произведение периферийной площади S_L КМП на постоянную Ричардсона A и на величину $\exp\left(\mp \frac{\alpha_T}{k}\right)$. Произведение $A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TL}}{k}\right)$ определяется как экспериментальное значение постоянной Ричардсона A_L^* , т.е.

$$A_L^* = A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TL}}{k}\right) \quad (4.55)$$

Как видно из (4.55), между экспериментальным значением A_L^* постоянной Ричардсона и термическим

коэффициентом α_{TL} высоты потенциального барьера КМП существует определенная зависимость.

Напряжение пробоя. Напряжение пробоя выпрямляющего КМП находится из обратной ветви ВАХ как напряжение, при котором обратный ток резко возрастает. Как было показано в предыдущей главе, обратный ток узких КМП, т.е. периферийной части КМП, начинает протекать после приложения определенного обратного напряжения и может сильно увеличиваться из-за уменьшения высоты барьера с ростом обратного напряжения.

При приложении обратного напряжения к КМП, напряженности внешнего поля $E_{ВН}$ и дополнительного поля $E_{Д}$ в периферийной приконтактной области полупроводника направлены противоположно. До определенного значения напряжения $U \leq U_{КР2}$ (где $l \geq d_2$) через периферию контакта обратный ток не протекает, т.е. $I_{RL}=0$ (рис.3.4е). А при $U_{КР1} > U > U_{КР2}$ (где $l < d_2$), через участок с усредненной высотой барьера $\Phi_{В2}$ начинают протекать обратные токи, а через участок с усредненной высотой барьера $\Delta\Phi_{В1} < \Phi_{В2}$ ток все еще не протекает (рис.3.4ж). С ростом напряжения $\Delta\Phi_{В2}$ уменьшается на величину $\beta_2 qU$. При напряжении $U > U_{КР1} > U_{КР2}$ через участок с $\Phi_{В1}$ начинает протекать ток. При этом если $\Phi_{В1} \approx 0$, то через участок с $\Phi_{В1}$ протекает омический, а через участок с $\Phi_{В2}$ диодный токи (рис.3.4,з). А если $\Phi_{В1} > 0$, то через оба участка протекают диодные токи.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии обратная ветвь ВАХ периферийной части КМП при $U_{КР1} > U > U_{КР2}$ описывается формулой:

$$I_{RL} = S_L A T^2 \left[g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{В2} + \Delta\Phi_{В2} - \beta_2 qU}{kT}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_{C2})}{kT}\right) \right] \sim \sim S_L A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{ВL}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_2 kT}\right) \quad (4.56)$$

где $U=U_{C2}$ при $U \leq U_{КР2}$ и $U_{C2}=U_{КР2}$ при $U > U_{КР2}$.

При $U > U_{КР1} > U_{КР2}$ формула (4.56) имеет следующий вид:

$$I_{RL} = S_L A T^2 \left\{ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{В1} + \Delta\Phi_{В1} - \beta_1 qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_{C1})}{kT}\right) \right] + \left[g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{В2} + \Delta\Phi_{В2} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_{C2})}{kT}\right) \right] \right] \right\} \sim \sim S_L A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{ВL}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_2 kT}\right) \quad (4.57)$$

где $U=U_{C2}$ при $U \leq U_{КР2}$; $U=U_{C1}$ при $U \leq U_{КР1} > U_{КР2}$ и $U_{C2}=U_{КР2}$ при $U > U_{КР2}$;

$U_{C1}=U_{КР1}$ при $U > U_{КР1} > U_{КР2}$

Таким образом, периферийное напряжение пробоя КМП определяется как обратное напряжение, при котором ток резко возрастает согласно теории термоэлектронной эмиссии.

4.3 Действующие электрофизические параметры реальных выпрямляющих КМП

Электрофизические параметры реальных выпрямляющих КМП определяются из их соответствующих характеристик.

Как было показано в предыдущей главе, прямые ветви ВАХ реального выпрямляющего КМП согласно теории термоэлектронной эмиссии, описываются формулой:

$$\begin{aligned}
I_F &= g_1 I_{F1} + g_2 I_{F2} + g_L I_{FL} = \\
&= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) + \right. \\
&\quad \left. + g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{BL} + \Delta\Phi_{BL}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\
&= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta qU}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) + \right. \\
&\quad \left. + g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{BL} + \Delta\Phi_{OL} + \beta_L qU}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\
&= S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF} + \beta_F qU}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_r kT}\right) = \\
&= I_{OF} \exp\left(\frac{qU}{n_r kT}\right)
\end{aligned} \tag{4.58}$$

где ток насыщения I_{OF} имеет вид:

$$I_{OF} = S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \tag{4.59}$$

Обратные ветви ВАХ реального выпрямляющего КМП описываются формулой:

$$\begin{aligned}
I_R &= g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2} + g_L I_{RL} = \\
&= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) + \right. \\
&\quad \left. + g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{BL} + \Delta\Phi_{BL}}{kT}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] = \\
&= SAT^2 \left[g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} - \beta qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_{C1})}{kT}\right) \right] + \right. \\
&\quad \left. + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] + \right. \\
&\quad \left. + g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{BL} + \Delta\Phi_{OL} - \beta_L qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_{C2})}{kT}\right) \right] \right] = \\
&= S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR} - \beta_R qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \approx S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_r kT}\right) = \\
&= I_{OR} \exp\left(\frac{qU}{n_r kT}\right)
\end{aligned} \tag{4.60}$$

где $U_{C1}=U$ при $U \leq U_{KP1}$; $U_{C2}=U$ при $U \leq U_{KP2}$ и $U_{C1(2)}=U_{KP1(2)}$ при $U > U_{KP1(2)}$, ток насыщения I_{OR} имеет вид:

$$I_{OR} = S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \tag{4.61}$$

Здесь S и S_F , S_R – общая и действующие площади КМП; A – постоянная Ричардсона; T – абсолютная температура; k – константа Больцмана; Φ_{B1} , Φ_{B2} и Φ_{BL} – усредненные значения локальных высот барьеров микроучастков соответственно первой (напряженности дополнительного и приложенного поля антипараллельны), второй (напряженности дополнительного и приложенного поля параллельны) частей и периферийной области контакта; $\Delta\Phi_{O1}$, $\Delta\Phi_{O2}$ и $\Delta\Phi_{OL}$ – соответствующие изменения высот барьеров первой, второй частей и периферийной области контакта под действием дополнительного поля и силы зеркального изображения при $U=0$; $\Delta\Phi_{B1}$, $\Delta\Phi_{B2}$ и $\Delta\Phi_{BL}$ – соответствующие изменения высот барьеров первой, второй частей и периферийной области контакта под действием

дополнительного поля, силы зеркального изображения и внешнего напряжения U ; g_1 , g_2 и g_L (где $g_1 + g_2 + g_L = 1$) - действующие доли общей площади контакта, n_F - коэффициент неидеальности, n_R - безразмерный коэффициент, β , β_L , β_F и β_R - соответствующие безразмерные коэффициенты.

Зависимости $\Delta\Phi_{B1}$, $\Delta\Phi_{BL}$ и $\Delta\Phi_{B2}$ от U выражаются формулами:

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} \pm \beta q U \quad (4.62)$$

$$\Delta\Phi_{BL} = \Delta\Phi_{OL} \pm \beta_L q U \quad (4.63)$$

где знаки (+) и (-) - для прямого и обратного направления, соответственно.

$$\Delta\Phi_{B2} = q \left[\left(\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_s^3} \right) \left(U_D \pm U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \quad (4.64)$$

где N_D - концентрация примесей в полупроводнике, ε_s - диэлектрическая проницаемость полупроводника, U_D - диффузионный потенциал, знаки (-) и (+) - в прямом и обратном направлениях.

Коэффициент неидеальности n_F и безразмерный коэффициент n_R выражаются формулами:

$$n_F = \frac{1}{1 - \beta_F} \quad \text{и} \quad n_R = \frac{1}{\beta_R} \quad (4.65)$$

Основными электрофизическими параметрами реальных выпрямляющих КМП являются действующие высота потенциального барьера (Φ_B), коэффициент неидеальности (n_F), безразмерный коэффициент (n_R), сопротивление контакта (R_C), постоянная Ричардсона (A), напряжение пробоя ($U_{проб}$), емкость (C).

Действующая высота потенциального барьера. Важнейшим электрофизическим параметром как идеальных, так и реальных выпрямляющих КМП является высота

потенциального барьера, которая определяется различными методами.

Метод вольтамперной характеристики. Из формул (4.58) и (4.60) следует, что ВАХ реальных выпрямляющих КМП состоит из трех составляющих. При прямом напряжении, поскольку $U < \Phi_{BF}/q$, то высота барьера Φ_{BF} определяется либо как усредненная высота барьера, либо же как высота барьера, присущая одному или комбинации двух составляющих. Как следует из формулы (4.59) действующая высота потенциального барьера Φ_{BF} выпрямляющего КМП при данной температуре T , при известном значении тока насыщения I_{OF} , площади контакта S_F , постоянной Ричардсона A , может быть определена по формуле:

$$\Phi_{BF} = kT \ln \frac{S_F A T^2}{I_{OF}} \quad (4.66)$$

Величина I_{OF} определяется из прямой ветви ВАХ. Согласно (4.58), прямая ветвь ВАХ, построенная в полулогарифмическом масштабе, при $U > kT/q$ изображается прямой линией в интервале напряжения $\frac{kT}{q} < U < \frac{\Phi_{BF}}{q}$.

Путем экстраполяции прямолинейных зависимостей в полулогарифмическом масштабе на ось ординат находится ток насыщения I_{OF} при $U=0$ В.

При обратном направлении напряжение меняется в широком интервале, т.е. от нуля до напряжения пробоя. Как видно из формулы (4.60), отдельные участки обратной ветви ВАХ характеризуются различными высотами потенциального барьера, присущии отдельным составляющим тока. Начальный участок обратной ветви ВАХ характеризуется высотой потенциального барьера, присущей комбинации первой и второй составляющей тока в (4.60), а последующий участок ВАХ характеризуется, в основном, третьей периферийной составляющей. Как следует из формулы (4.61),

при известном значении тока насыщения I_{OR} , площади контакта S_R , постоянной Ричардсона A , действующая высота потенциального барьера Φ_{BR} выпрямляющего КМП при данной температуре T может быть определена по формуле:

$$\Phi_{BR} = kT \ln \frac{S_R A T^2}{I_{OR}} \quad (4.67)$$

Если начальный участок обратной ветви ВАХ согласно (4.60), построенная в масштабе $\ln I_{OR}$ от $\left(U_D + U - \frac{kT}{q}\right)^{1/4}$ изображается прямой линией, тогда путем экстраполяции зависимости к оси ординат находится ток насыщения I_{OR} . Потом с помощью (4.67) определяется действующая высота барьера Φ_{BR} для начального участка ВАХ. Таким путем можно определить действующие высоты барьера для последующего участка обратной ветви ВАХ.

Как видно из (4.58) и (4.60), разница между Φ_{BF} и Φ_{BR} , в основном, определяется величиной слагаемого, соответствующего периферийному току.

Метод энергии активации. Из формул (4.59) и (4.61) следует, что высота барьера КМП может быть определена с помощью зависимостей между $\ln(I_{OF}/T^2)$ и $\ln(I_{OR}/T^2)$ от $1/T$:

$$\ln\left(\frac{I_{OF}}{T^2}\right) = \ln(S_F A) - \frac{\Phi_{BF}}{kT} \quad (4.68)$$

$$\ln\left(\frac{I_{OR}}{T^2}\right) = \ln(S_R A) - \frac{\Phi_{BR}}{kT} \quad (4.69)$$

Зависимости между $\ln(I_{OF}/T^2)$ и $\ln(I_{OR}/T^2)$ от $1/T$ изображаются линией, если Φ_{BF} и Φ_{BR} не зависят от

температуры. При этом, из тангенса угла наклона этих зависимостей находятся Φ_{BF} и Φ_{BR} .

Если Φ_{BF} и Φ_{BR} зависят от температуры, тогда зависимости между $\ln(I_{OF}/T^2)$ и $\ln(I_{OR}/T^2)$ от $1/T$ могут иметь линейный характер лишь в том случае, когда между Φ_{BF} , Φ_{BR} и T существуют линейные зависимости, т.е.

$$\Phi_{BF} = \Phi_{BF(O)} \pm \alpha_{TF} T \quad (4.70)$$

$$\Phi_{BR} = \Phi_{BR(O)} \pm \alpha_{TR} T \quad (4.71)$$

Здесь $\Phi_{BF(O)}$ и $\Phi_{BR(O)}$ – высоты барьера при нулевой температуре ($T=0$), α_{TF} и α_{TR} – термические коэффициенты высот барьера при прямом и обратном направлениях.

При учете (4.70) и (4.71) в формулах (4.68) и (4.69), получается:

$$\ln\left(\frac{I_{OF}}{T^2}\right) = \ln(S_F A) \mp \frac{\alpha_{TF}}{k} - \frac{\Phi_{BF(O)}}{kT} \quad (4.72)$$

$$\ln\left(\frac{I_{OR}}{T^2}\right) = \ln(S_R A) \mp \frac{\alpha_{TR}}{k} - \frac{\Phi_{BR(O)}}{kT} \quad (4.73)$$

Если зависимости (4.72) и (4.73) имеют линейный характер, тогда из тангенса угла наклона этих прямолинейных зависимостей находятся высоты барьера $\Phi_{BF(O)}$ и $\Phi_{BR(O)}$ при нулевой температуре. Как видно из (4.58) - (4.61), если КМП состоит из двух частей с усредненными высотами потенциальных барьеров Φ_{B1} и Φ_{B2} (где $\Phi_{B1} < \Phi_{B2}$), тогда зависимости (4.72) и (4.73) изображаются сломанными линиями и из тангенса угла наклона первого участка сломанной линии находится высота барьера $\Phi_{B1(O)}$, а второго - высота барьера $\Phi_{B2(O)}$ при нулевой температуре.

Метод вольт-фарадной характеристики. Как была показано во главе III, в приконтактной области полупроводника реального КМП на ряду с основным

электрическим полем существуют и дополнительные электрические поля, обусловленные как эмиссионной неоднородностью границы раздела, так и ограниченностью контактной площади. При этом в зависимости от глубины проникновения дополнительного электрического поля в полупроводник, ОПЗ КМП имеет сложную структуру. Характер изменения ширины и формы ОПЗ становится зависящим от координаты поверхности контакта и от величины и направления приложенного напряжения. Между емкостью и напряжением для периферийной части КМП существует сложная зависимость. Лишь в определенных условиях и при низкой степени неоднородности на центральной части контактной поверхности КМП зависимость между усредненной удельной емкостью C и приложенным напряжением U к выпрямляющему КМП может быть представлена формулой:

$$C \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial U} = \left[\frac{q \epsilon_s N_D}{2 \left(U_D \pm U - \frac{kT}{q} \right)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (4.74)$$

Здесь Q_s – величина пространственного заряда на единицу площади поверхности полупроводника, W – ширина обедненного слоя.

Из формулы (4.13) следует, что если концентрация примесей N_D постоянна в области обедненного слоя центральной части КМП, то между $1/C^2$ и U существует следующая линейная зависимость:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2 \left(U_D \pm U - \frac{kT}{q} \right)}{q \epsilon_s N_D} \quad (4.75)$$

Из кривой зависимости между $1/C^2$ и U найдя точку пересечения экстраполирующей прямой с осью напряжений,

можно определить усредненную высоту потенциального барьера на центральной части КМП по формуле:

$$\Phi_B = U_i + U_n + \frac{kT}{q} \quad (4.76)$$

где U_i – точка пересечения с осью напряжений, U_n – разность энергий между уровнем Ферми и дном зоны проводимости в полупроводнике, которую можно вычислить, если известна концентрация легирующей примеси.

Следует отметить, что для реальных КМП при определенной степени неоднородности и значительном вкладе периферийных эффектов, зависимость между $1/C^2$ и U не имеет линейного характера и в этой связи определение усредненной высоты барьера реальных КМП методом вольт-фарадной характеристики становится невозможным.

Фотоэлектрический метод. Когда реальный выпрямляющий КМП, состоящий из двух частей с усредненными высотами потенциального барьера Φ_{B1} и Φ_{B2} (где $\Phi_{B1} < \Phi_{B2}$) освещается монохроматическим светом с энергией $h\nu > \Phi_{B1}$ в металле возбуждаются электроны с энергиями, достаточными для преодоления потенциальных барьеров Φ_{B1} и Φ_{B2} . Согласно теории Фаулера [45] зависимости квантового выхода R_1 и R_2 для первой и второй частей КМП от энергии фотона $h\nu$ выражается формулой:

$$R_1^{1/2} \sim h(\nu - \nu_{o1}) \quad (4.77)$$

$$R_2^{1/2} \sim h(\nu - \nu_{o2}) \quad (4.78)$$

где $h\nu_{o1} = \Phi_{B1}$ и $h\nu_{o2} = \Phi_{B2}$.

Как видно из (4.17) и (4.18), зависимости корня квадратного из фотоотклика от энергии фотона изображаются прямыми линиями. Экстраполируя эти прямые на ось энергий, можно получить высоты потенциальных барьеров Φ_{B1} и Φ_{B2} КМП.

Для общего КМП зависимость среднего квантового выхода R от энергии фотона $h\nu$ определяется формулой:

$$R^{1/2} \sim h(\nu - \nu_0) \quad (4.79)$$

Если $R_1^{1/2} \gg R_2^{1/2}$, тогда зависимость $R^{1/2}$ от $h\nu$ изображается прямой линией в интервале $\Phi_{B1} < h\nu < E_g$ и при этом путем экстраполяции этой зависимости определяется высота барьера Φ_{B1} , как усредненная высота барьера КМП. Если $R_2^{1/2} \gg R_1^{1/2}$, тогда зависимость $R^{1/2}$ от $h\nu$ изображается сломанной линией и при этом, путем экстраполяции первого прямого участка этой зависимости в интервале $\Phi_{B1} < h\nu < \Phi_{B2}$ определяется высота барьера Φ_{B1} , а экстраполяцией второго участка этой зависимости в интервале $\Phi_{B2} < h\nu < E_g$ определяется высота барьера Φ_{B2} .

Действующие коэффициент неидеальности и безразмерный коэффициент. Действующий коэффициент неидеальности n_F и безразмерный коэффициент n_R характеризуют соответственно степень роста прямого тока и степень отклонения от насыщения обратного тока реального выпрямляющего КМП при увеличении напряжения. Как следует из формул (4.58) - (4.61), они являются следствиями изменения действующей высоты барьера реальных КМП в зависимости от напряжения.

Согласно формулам (4.58) и (4.60), коэффициенты n_F и n_R прямой и обратной ветвей ВАХ КМП могут быть определены следующими формулами:

$$n_F = \frac{1}{kT} \frac{U}{\ln\left(\frac{I_F}{I_{OF}}\right)} \quad (4.80)$$

$$n_R = \frac{1}{kT} \frac{U}{\ln\left(\frac{I_R}{I_{OR}}\right)} \quad (4.81)$$

Из формул (4.59) и (4.61) следуют, что значения I_{OF} и I_{OR} определяются действующими высотами барьеров реального КМП, зависящими от степени неоднородности контакта. В зависимости от степени неоднородности контакта, характер изменения действующей высоты барьера с ростом прямого и обратного напряжений может быть определен либо силой изображения, либо же дополнительным электрическим полем. Напряжение при прямом направлении меняется в интервале $0 < U < \Phi_B/q$, а в обратном направлении - в интервале $0 < U < U_{проб.}$. Поскольку $U_{проб.} \gg \Phi_B/q$, то при $U > kT/q$, коэффициент n_F остается почти неизменным в интервале изменения прямого напряжения, а коэффициент n_R становится сильно зависящим от обратного напряжения. Поэтому n_R определяется при фиксированном значении обратного напряжения.

Действующее сопротивление контакта. Сопротивление КМП структур состоит из суммы сопротивления выпрямляющего контакта (или просто сопротивления контакта) R_C , и последовательного сопротивления R_s . Сопротивление контакта обусловлено существованием потенциального барьера в КМП. Формула для сопротивления контакта получается из выражения (4.58) прямой ветви ВАХ. Когда через КМП с площадью S протекает ток I_F , действующее сопротивление R_C вычисляется по формуле [45]:

$$R_C \equiv \frac{\partial U}{\partial I_F} = \frac{n_F kT}{q I_F} \quad (4.82)$$

Сопротивление R_C часто называется специфическим сопротивлением перехода (имеет единица измерения [Ом см²]) и определяется формулой:

$$R_C \equiv \frac{\partial U}{\partial I_F} = \frac{n_F kT}{q I_F} S \quad (4.82a)$$

Действующая постоянная Ричардсона. Из формул (4.59) и (4.61) видно, что постоянная Ричардсона A может быть определена с помощью зависимости между $\ln(I_{OF}/T^2)$ и $\ln(I_{OR}/T^2)$ от $1/T$. Как видно из (4.68) и (4.69), эти зависимости изображаются линейными, если Φ_{BF} и Φ_{BR} не зависят от температуры. При этом, из линейной экстраполяции до $1/T = 0$, по оси ординат определяется произведение действующей площади S КМП на постоянную Ричардсона A . При известном S определяется экспериментальное значение A .

Если Φ_{BF} и Φ_{BR} зависят от температуры, тогда зависимости между $\ln(I_{OF}/T^2)$ и $\ln(I_{OR}/T^2)$ от $1/T$ могут иметь линейный характер лишь в том случае, когда между Φ_{BF} , Φ_{BR} и T существуют линейные зависимости (4.70) и (4.71). При этом из линейной экстраполяции до $1/T = 0$, по оси ординат определяется произведение действующей площади S КМП на эффективную постоянную Ричардсона A и на величину $\exp\left(\mp \frac{\alpha_{TF}}{k}\right)$ и $\exp\left(\mp \frac{\alpha_{TR}}{k}\right)$. Произведениями $A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TF}}{k}\right)$ и $A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TR}}{k}\right)$ определяются экспериментальные значения постоянной Ричардсона при прямом и обратном направлениях, т.е.

$$A_F^* = A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TF}}{k}\right) \quad (4.83)$$

$$A_R^* = A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TR}}{k}\right) \quad (4.84)$$

Как видно из (4.83), между экспериментальным значением (A^*) постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом (α_T) высоты потенциального барьера КМП существует определенная зависимость.

Как видно из (4.58) - (4.61), если КМП состоит из двух частей с усредненными высотами потенциальных

барьеров Φ_{B1} и Φ_{B2} (где $\Phi_{B1} < \Phi_{B2}$), тогда зависимости (4.72) и (4.73) изображаются сломанными линиями. Путем экстраполяции первых и вторых участков сломанных линий до $1/T = 0$ находятся соответствующие произведения действующих площадей первой и второй частей КМП на эффективную постоянную Ричардсона A и на величину $\exp\left(\mp \frac{\alpha_{TF}}{k}\right)$ и $\exp\left(\mp \frac{\alpha_{TR}}{k}\right)$. Тогда соответствующие

экспериментальные значения постоянной Ричардсона для первой и второй частей КМП при прямом и обратном направлениях определяются формулами:

$$A_{F1}^* = A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TF1}}{k}\right) \text{ и } A_{F2}^* = A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TF2}}{k}\right) \quad (4.85)$$

$$A_{R1}^* = A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TR1}}{k}\right) \text{ и } A_{R2}^* = A \exp\left(\mp \frac{\alpha_{TR2}}{k}\right) \quad (4.86)$$

Действующее напряжение пробоя. Напряжение пробоя реального выпрямляющего КМП находится из обратной ветви ВАХ как напряжение, при котором обратный ток резко возрастает. Из формулы (4.60) обратной ветви ВАХ реальных КМП следует, что обратный ток может расти достаточно сильно, при значениях напряжения намного меньше, чем напряжение пробоя перехода, обусловленного лавинным умножением. Механизм такого преждевременного пробоя реальных КМП изложен выше для периферийной части контакта.

4.4. Результаты измерений электрофизических параметров выпрямляющих КМП

Высота потенциального барьера. Для измерения высоты потенциального барьера реальных выпрямляющих КМП использовались все описанные выше методы. Ввиду важности практического использования кремниевых КМП диодов наибольшая информация имеется о контактах на

травленных поверхностях кремния, чем на каких-либо других полупроводников. В работе [234] высота барьера КМП диодов, изготовленных нанесением различных металлов на поверхность (111) кремния определялась методом ВАХ, методом энергии активации (ЭА) и методом вольт-фарадной характеристики (ВФХ). Первый и последний методы давали результаты, совпадающие в пределах 0,02 эВ, а метод энергии активации давал завышенное значение примерно на 0,05 эВ высоты барьера по сравнению предыдущими методами. Измерения высоты барьера на травленных поверхностях кремния проводились также в [164,165,189], результаты которых в основном аналогичны результатам в [234]. Однако, не было замечено тенденции к регулярному завышению высоты барьера, определенной ВФХ методом, по сравнению с высотой барьера, полученной по ВАХ или фотоэлектрическим методом (ФЭ).

В работах [224,225] проведены тщательные измерения высоты барьера КМП диодов, изготовленных на сколотых поверхностях Si, методами ВАХ, ВФХ и ФЭ методом. Из анализа этих данных был сформулирован следующие выводы:

- во всех случаях наблюдается очень хорошее совпадение между высотами барьеров, полученных методами ВАХ и ФЭ, но оба значения значительно меньше, чем высоты барьера, полученные методом ВФХ, на величину которая много больше, чем понижение барьера из-за влияния сил изображения.

- различие между высотами барьеров, определенных методами ВАХ и ВФХ, оказалось наибольшим для Fe, и это различие монотонно уменьшается для переходных металлов Fe-Co-Ni-Cu. Для железа имеет место самое большое значение.

Следует отметить, что при исследовании влияния субмонослойного загрязнения кислородом на высоту барьера КМП на сколотой поверхности кремния [97], было

обнаружено незначительное понижение высоты барьера для контакта с Au. Однако для Ag и Cu это уменьшение было существенным. Кроме того, было обнаружено, что разница между высотами барьеров, полученными методами ВАХ и ВФХ, не наблюдается на загрязненных поверхностях.

Исследованы [169] структуры, содержащие на атомно чистых (100) и (111) Si-подложках n-типа (50 Омсм) пленки NiSi₂, выращенные методом МЛЭ. Обсуждаются ВАХ ДШ и зависимость высоты барьера от толщины пленки NiSi₂. Высота барьера на поверхности (100) Si составляла 0,65 эВ и не зависела от толщины NiSi₂. Для (111) Si она зависела от толщины слоя NiSi₂.

При исследовании [134] свойства ДШ, сформированных напылением слоя Al толщиной 100 нм на поверхность пластины из nSi, после бомбардировки ионами Ag⁺ с энергией 100 кэВ и дозой 10¹⁵ см⁻², установлено, что после отжига структур при температуре 350 °С происходит улучшение ВАХ; высота барьера при этом увеличивается с 0,493 до 0,637 эВ. Измерены [232] ВАХ, ВФХ и энергия активации слоев NiSi₂, выращенных на Si(111). Положение уровня Ферми на границе раздела для монокристалла NiSi₂ типа А и В различаются более чем на 100 мэВ. Тип А имеет ту же ориентацию, что и Si(111) –подложка: тип В сохраняет общую с подложкой <111> ось, но структура повернута относительно подложки на 180° вокруг этой оси.

Получены [224] величины барьеров Шоттки по ВАХ силицидов кобальта (Co₂Si-0,64; CoSi-0,64; CoSi₂-0,62 эВ) и никеля (NiSi-,64-0,66 эВ) на эпитаксиальных слоях кремния n-типа. Высота барьера Bi₂Te₃ –pSi ДШ определялась [171] из температурной зависимости прямых и обратных токов и измерений ВФХ, которые составляли соответственно 0,79эВ, 0,80 эВ и 0,95 эВ.

Высоты барьеров силицид-Si ДШ определялись [174] из ВАХ и фотоответа. Для границы раздела типа А и В силицид составила 0,78 ± 0,02 эВ, а для смещенного типа АВ 0,66 эВ.

Такое же значение высоты барьеров получено при наличии на границе раздела включений кислорода и углерода. Сделан вывод о существенной зависимости высоты барьера от плотности дефектов на границе раздела Ni-силицид/Si. Приведены [154] измерения высоты барьера в структурах NiSi₂-Si, полученных МЛЭ на кремниевых подложках с ориентацией (111). Показано, что она зависит от ориентации слоя NiSi₂, причем для структур с ориентацией типа В наблюдается различие в значениях высоты барьера, определенных на основании измерения фоточувствительности и по ВАХ. Методом фотоответа и путем ВАХ измерена [155] высота барьера. Она для силицида типа А измеренными обоими методами, не отличалась и составляла $0,62 \pm 0,01$ эВ. Для силицида типа В высота барьера по ВАХ была $0,69 \pm 0,01$ эВ, а для по фотоответе $0,77 \pm 0,05$ эВ. При этом для слоев типа В для низких энергий фотонов наблюдался необычный изгиб на кривых фотоответа. Предполагается, что расхождение в результатах, полученных разными методами, и необычное искривление кривых фотоответа связаны с наличием в области контакта NiSi₂(типа В)/Si как областей с высокой высотой барьера, так и областей с низкой высотой барьера. Моделирование показало, что участки с высотой барьера $0,81 \pm 0,01$ эВ занимает 91% площади контакта, а участки с высотой барьера $0,64 \pm 0,01$ эВ занимают 9% площади. Исследована [174] корреляция между высотой барьера и микроструктурой границы раздела для эпитаксиальных слоев силицидов Ni, включая А и В типы NiSi₂ и NiSi, на поверхности (111) nSi. Показано, что любой из типов силицидов может обеспечить формирование барьера с максимальной высотой $0,78$ эВ при наличии совершенной структуры границы раздела. Наличие несовершенств на границе раздела или скопление примесей на ней, что наблюдается при выдержке барьеров в кислородной атмосфере или неправильных условиях отжига, понижают высоту барьера до $0,66$ эВ. Таким образом, не стехиометрия силицида и не

способ получения эпитаксиального силицида Ni ответственны за высоту барьера, а только структурное совершенство границы раздела.

Представлен [229] обзор процессов формирования БШ на основе силицидов полублагородных, тугоплавких и редкоземельных металлов. Приведена зависимость высоты барьеров силицидов переходных и редкоземельных металлов от эвтектической температуры. Исследование отжиг силицидов Pt и Pt-W при диапазоне температур $100-300$ °С. Обнаружены формирование контактов с высоким ($0,75-0,85$ эВ) и низким ($0,40-0,50$ эВ) барьеров. Исследованы [233] электрофизические характеристики ДШ на границе 2 монокристаллических фаз (111)nSi-NiSi₂. Высота барьера полученная по ВАХ и ВФХ, составляла $0,65$ эВ и $0,79$ эВ. Использование [170] металла с малой работой выхода позволило реализовать путем имплантации ДШ V/Si, обеспечивающий низкое падение напряжения в прямом направлении, небольшие токи утечки в обратном направлении и плотность прямого тока до 60 А/см².

Показано [228], что эффективная постоянная Ричардсона (А*) для Pt-Si ДШ сильно зависит от толщины пленки Pt-электрода. Толщина металла увеличивается до 100 нм и при этом А становится зависящий от толщины.

Из-за технической важности наибольшая информация имеется о контактах металла на GaAs, чем на других полупроводниках, за исключением Si. Детальные исследования КМП диодов на травленных поверхностях GaAs были проделаны в [222]. Установлено, что высота барьера, полученная из ВАХ и ФЭ методом, было несколько меньше (на $0,01-0,04$ эВ), чем высота барьера, полученная методом ВФХ. Такие же результаты для КМП диодов на травленной поверхности GaAs получены в работах [167].

Изучены [160] возможности изменения высоты барьера на nGaAs путем введения между Al и GaAs промежуточных слоев Sm, Dy, Yb. При комнатной температуре наносились

слои Sm, Dy, Yb толщиной 0,38-2,4 нм, а затем слой Al толщиной 25 нм. По сравнению с идеальным контактом Al/nGaAs –диоды с промежуточными слоями Sm, Dy и Yb имели высоту барьера, пониженную соответственно на 60-160, 130-200 и 180-250 мэВ. Показано, что редкоземельные металлы образуют стабильные сплавы с Al, но не создают электрически активных комплексов на поверхности полупроводника. Методом ВАХ иВФХ исследовано [147] влияние химической обработки поверхности GaAs –образцов в $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ на высоту барьера и коэффициент идеальности ДШ из контактов Al, Pd и Pt/GaAs. Перед нанесением металла образец погружали в насыщенный раствор $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$, содержащий 8% S, и выдерживали в нем при комнатной температуре 30 ч. Установлено, что высота барьера зависит от работы выхода металла и коэффициент идеальности при этом не превышает 1,02-1,07. Сообщается [191] о первом систематическом исследовании электронных свойств ДШ на основе Al,Au,Ag и Cu на поверхностях скола (110) GaAs n-типа. Высоты барьеров определялись ВАХ,ВФХ и внутренней фотоэмиссии. Она для ДШ в системе благородный металл-nGaAs (0,9эВ) больше, чем в любых простых металлах. Проведено [214] исследование условий образования барьера Шоттки, сформированного методом напыления пленок Au и Ag на поверхность (110)nGaAs, при помощи индуцированного электрическим полем рамановского рассеяния. Обнаружено, что барьер Шоттки частично создается уже в субмонослойном диапазоне, но при среднем значении толщины от 0,6 до 3,0 нм его характеристики подвержены существенным изменениям (более 40%). Изучалось [143] формирование БШ на начальной стадии образования границы раздела nGaAs (110)-Al. Сделано заключение о наличии двух стадий формирования границы раздела, соответствующих двух субмонослойным состояниям адсорбции Al. Переход от 1-го ко 2-му состоянию происходит в диапазоне толщин покрытия от 0,05 до 0,2 монослоя. Последняя 3-ая стадия соответствует формированию массивного

Al. БШ с высотой ~50% от номинальной наблюдался при толщине покрытия 0,007 нм.

По ВАХ определены [172] высота барьера, фактор неидеальности и последовательное сопротивление Pd, Au и Ag/ nGaAs диода. 0,87, 0,76, 0,82 и 1,03, 1,06, 1,12 и 9,4 ,27,4,8 ом дляPd. Au. Ag. Методом РФЭС и катодоллюминесценции исследован [236] процесс формирования состояний на границе раздела металл/GaAs. Напыления металла проводили при температурах 80 и 300 К. Показано, что наблюдаемое отклонение зависимости высоты барьера от работы выхода металла связано с перегруппировкой атомов на границе. Эта зависимость для температур 80 К линейна. Методом ВАХ иВФХ исследовано [237] влияние промежуточного слоя Cs на границе раздела n- и p-тип Au/GaAs(100) на электрические характеристики потенциального барьера. Цезиатирование поверхности проводили путем погружения образца в спиртовой раствор CsCl_2 с последующей сушкой на воздухе. Установлено, что цезитирование поверхности образцов перед нанесением Au-контакта приводит к увеличению высоты барьера в случае p-типа и снижению высоты барьера в случае n-типа. Исследовано [196] влияние температуры подложки при обработке в водородной плазме на электрические характеристики металл- nGaAs ДШ. Установлено, при температуре подложки 100-240 °С позволяет получить диоды с хорошими выпрямляющими характеристиками. С увеличением температуры подложки высота барьера увеличивается.Методом ВАХ и ВФХ исследованы [159] характеристики Al-nGaAs ДШ и Al-pGaAs с промежуточным слоем из редкоземельного (Sm) металла. Изучено влияние толщины и состава слоя на характеристики барьера. Установлено, что высота барьера Al ДШ с n- и p-типа соответственно увеличивается и уменьшается по сравнению с обычным Al контактами.

КМП диоды на основе GaP подробно исследовались в [139, 141] и было установлено, что существует хорошее соответствие между высотами барьеров, полученных методами ВФХ и ФЭ, если металл испаряется в установке с ионной откачкой. Если использовалась установка с масляным диффузионным насосом, то такого соответствия не наблюдалось. В последнем случае высота барьеров, полученная методом ВФХ, значительно превышала высоту барьеров, определенную ФЭ методом.

Показано [139], что барьер GaP (110)/ Ag ДШ полностью формируется уже при нанесении двух монослоев Ag. Высота барьера составляла 1,1 эВ. Полученные данные сравниваются с результатами исследований характеристик барьеров, образуемых другими металлами, осажденными в тех же условиях, где использовались металлы с большой (Cu, Au) и меньшей (In, Al) величиной работы выхода. Во всех случаях соотношение между высотой барьера и работой выхода металла оказывается близким к классическому пределу Шоттки.

Высота барьера Zn - nInP(100) ДШ [212] по ВАХ для Hg, Cd and Zn были 0,92, 0,63 и 0,43 эВ. Коэффициент неидеальности составлял 1,03. Для Hg на химически очищенной pInP (100) поверхности высота барьера составляла 0,4эВ. В [149] поверхности (101) монокристаллов nCdS подготавливались скалыванием в сверхвысоком вакууме, скалыванием на воздухе, хим. травлением. Были изготовлены структуры Ag, Hg, Fe, Sb, Cu, Co, Au, Ni, Pd, Mn, V, Cr, Pb, Al, Zn, Sn. Показано, что наличие поверхностного окисла оказывает сильное влияние на высоту барьера. Разброс по высоте барьера не укладывался в рамки модели Шоттки или модели состояний в запрещенной зоне, индуцированных металлом. Для большинства металлов на поверхности полупроводника, полученной химическим травлением, высота барьера составляла около 0,7 эВ. Исключением были Mn, Cr и

V, которые образуют омический контакт или контакт Шоттки с низким барьером.

Доказывается [149] несостоятельность общепринятого положения о линейной зависимости высоты барьера от электроотрицательности металлов. Исследованы кристаллы nCdS с металлическими контактами диаметрами 0,5 мм, осажденными на атомно-чистую поверхность полупроводника, полученную путем скола в сверхвысоком вакууме, и поверхность, сколотую в воздушной среде. Отмечается сильное влияние методов изготовления и последующей обработки на характеристики ДШ.

Методом ВАХ и ВФХ измерена [240] высота барьера структур металл/CdS практически для всех металлов, используемых в электронной технике. Толщина металла менялась от нескольких монослоев до нескольких нм. Сделан вывод, что модель, в которой высота барьера металл-полупроводник изменяется линейно с изменением работы выхода металла, неудовлетворительно объясняет полученные зависимости.

Детально исследована [130] высота барьера Шоттки, образованных на поверхности pZnTe(111) металлическим In, Ag, Al и Cu. Обнаружена слабая зависимость высоты барьера от работы выхода электрона. Наиболее высоты барьера 0,99 эВ давал Zn с наименьшей работой выхода, самый низкий барьер 0,80 эВ имела Cu с максимальной работой выхода электрона. Коэффициент идеальности изменился от 1,84 для In до 2,13 для Al. Констант Ричардсона, определенный в интервале температур 250-350 К, равнялся $72 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$.

Показано [46], что при увеличении тока на несколько порядков, которое наблюдается в горячих участках контакта металл-полупроводник, изменение электронной температуры превосходит равновесную температуру в 2-3 раза. Экспериментально показано, что ток в ДШ с большой

площадью течет преимущественно через горячие участки, вызывая пробой в одном из них.

С помощью измерений ВАХ и ВФХ определены [247] высоты барьеров в структурах металл/ $Al_{0,33}Ga_{0,67}As$ для Cu, Ni, Ag, Ti, Al и Au, для которых значения высоты барьера равны 1,08, 0,90, 0,87, 0,87, 0,96 и 1,06, соответственно. Отжиг структур в атмосфере азота приводит к увеличению высоты барьера для Cu, Ti, Al и Au с ростом температуры отжига. В случае Ni, Ag максимальное значение высоты барьера наблюдается при отжиге с температурой 473 К, а большие температуры уменьшают это значение.

Изучены [178] контакты, приготовленные Ag, Al, Ti, Au, Ni и Pt на химически травленную поверхность $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ р-типа. Высота барьера в зависимости от металла и методики измерения составляла от 0,47 до 0,73 эВ. Энергия активации прямого тока при смещении 150 мВ составляла 0,4 и 0,3 эВ при комнатной и пониженной температурах соответственно. Постоянная Ричардсона была в 3-4 раза меньше предсказываемой известным соотношением. Температурные зависимости высоты барьера, полученные методом ВФХ, демонстрируют 2 области с термическими коэффициентами $1,4 \cdot 10^{-3}$ и $2,5 \cdot 10^{-4}$ эВ/К при комнатной и пониженной температурах соответственно.

Результаты измерений различными методами высот потенциальных барьеров выпрямляющих КМП на основе различных полупроводников приведены в таблице 4.1. Нетрудно заметить, что между высотами барьеров КМП, измеренными различными методами, не существует

Таблица 4.1
Высоты барьеров ДШ, измеренными различными методами

Полупроводник	Металл	Высота барьера (эВ)			Литература
		ВАХ	ВФХ	ФЭ	
nGe - хим.очистка	Au	0,3 ± 0,03			[187]
nGe-скол в вакууме	Au Au (77K) Al	0,42 ± 0,05		0,45 0,50 0,48	
nSi - скол в вакууме	Al Fe Co Ni Cu Ag Pt Au Pb	0,61 0,63 0,61 0,59 0,62 0,68 0,71 0,73 0,61	0,70 0,98 0,81 0,74 0,75 0,79 0,82 0,82 0,72	0,61 0,63 0,61 0,59 0,62 0,68 0,71 0,73 0,61	[225]
nSi - хим.очистка	Au Au Au	0,52 ± 0,03 0,58 ± 0,05 0,62 ± 0,05			[142]
nSi - хим.очистка	Au Pb Al Ag Cu Ni			0,78 ± 0,03 0,41 0,50 0,56 0,69 0,67	[187]
nSi - хим.очистка	Au Cr Ba Pb	0,78 ± 0,04 0,61 ± 0,02 0,43 ± 0,03 0,73 ± 0,06			[234]
pSi - хим.очистка	Ba Cs	0,60 ± 0,03 ~1,5			
nSi - хим.очистка	Ti	0,505	0,45-0,57		[142]
pSi - хим.очистка	Ti	0,61	0,62		
nSi - хим.очистка	Au Al Ag Cu Sn Sb In	0,8 ± 0,02 0,68 ± 0,02 0,67 ± 0,02 0,61 ± 0,02 0,58 ± 0,02 0,3 0,28			[189]

Продолжение Таблицы 4.1

Полупро-водник	Металл	Высота барьера (эВ)			Литера тура
		ВАХ	ВФХ	ФЭ	
pSi - хим.очистка	Au	0,25			[189]
	Al	0,48			
	Ag	0,47			
	Cu	0,50			
	Sn	0,57 ± 0,02			
	Sb	0,73 ± 0,03			
	In	0,75 ± 0,02			
nSi - хим.очистка	Au	0,79	0,80	0,78	[186]
	Mo	0,59	0,57	0,56	
	PtSi	0,85	0,86	0,86	
	W	0,67	0,65	0,65	
pSi - хим.очистка	Au	0,25			
	PtSi	0,20			
nGaAs - скол в вакууме	Au	0,71	0,95	0,90	[187]
	Be		0,82	0,81	
	Ag		0,93	0,88	
	Cu		0,87	0,82	
	Al		0,80	0,80	
	Al(77K)		0,88		
	W		0,77	0,80	
	Au		0,48	0,42	
	Au(77K)		0,46		
	Ag(77K)		0,44		
pGaAs - скол в вакууме	Cu(77K)		0,52		
	Al		0,63	0,50	
	Al(77K)		0,61		
nGaAs - хим.очистка	Au	0,99 ± 0,0			[148]
	Sn	2 0,60 ± 0,0 5			
nGaAs - хим.очистка	Al		0,90 ± 0,02		[166]
	Pt		1,10 ± 0,01		
	Au		0,95 ± 0,03		
	Ni		0,80		
	Cr		0,71 ± 0,02		
	Cu		0,78		
	Ag		0,86 ± 0,06		
	Sn		0,91 ± 0,01		
nGaP - хим.очистка	Cu		1,34	1,20	[186]
	Al		1,14	1,05	
	Au		1,34	1,28	
	Pt		1,52	1,45	
	Mg		1,09	1,04	
	Ag			1,20	
pGaP - хим.очистка	Au	0,68	0,75	0,72	

определенной закономерности. Такие противоречивые результаты не объясняются с физической модели идеального КМП. Хотя, в работе [153] попытались объяснить различие в высотах барьеров КМП, измеренных различными методами, с изменением формы барьера от параболической под действием влияния экспоненциально затухающих хвостов волновых функций в полупроводнике. Предполагается, что методами ВАХ и ФЭ определяют максимальную высоту барьера, которую надо преодолеть электрону, а методом ВФХ определяет экстраполированную высоту барьера, соответствующую только пространственному заряду ионизированных доноров, т.е. как если бы форма барьера оставалась параболической вплоть до контакта с металлом. Из такого объяснения следует, что должна бы соблюдаться некоторая корреляция между разностью высот барьера, полученных этими двумя методами и плотностью состояний на поверхности Ферми в металле, поскольку эта плотность состояний должна влиять на плотность заряда, связанного с хвостами волновых функций. Однако современное состояние теории не позволяет представить это объяснение в количественном виде.

Сложный характер расхождения между высотами потенциальных барьеров КМП, измеренных различными методами, хорошо объясняется физической моделью реальных КМП, имеющих ограниченную площадь и эмиссионно неоднородную границу раздела контакта. Как показано в параграфе 4.3., при измерении высоты барьера КМП методом ВАХ, используется значение тока насыщения, полученное экстраполяцией прямолинейной зависимости прямой ветви ВАХ к $U=0$ в полупологарифмическом масштабе. Согласно формуле (4.59), ток насыщения реальных КМП характеризуется действующей высотой барьера КМП, состоящей из трех компонентов. В зависимости от степени неоднородности границы раздела либо все три компонента, либо же один или два из них могут быть ответственны за

измеренное значение действующей высоты барьера. При измерении высоты барьера КМП методом ВФХ, используют линейную зависимость между $C^{-1/2}$ и U . Такая зависимость может быть наблюдаема в центральной области контактной поверхности реальных КМП при малой степени неоднородности. Как показано на рис.4.1 [106], зависимость между $C^{-1/2}$ и U для Pd-nSi КМП при значении коэффициента неидеальности около единицы имеет линейный характер, а при значении больше единицы эта зависимость становится нелинейной. Значит, методом ВФХ определяется усредненное значение высоты барьера центральной области КМП. При измерении высоты барьера КМП ФЭ методом, используют линейную зависимость между фотооткликом ($R^{1/2}$) и энергией фотона $h\nu$. Такая зависимость может быть наблюдаема для той части контактной поверхности реальных КМП, фотоотклик которой имеет достаточно большое значение. Например, при определении высоты барьера W-Si и W- GaAs КМП были использованы зависимости между $R^{1/2}$ и энергией фотона ($h\nu$) [45], которые представлены на рис.4.2. Из рисунка видно, что высоты барьеров определяют экстраполяцией прямолинейных участков зависимостей между $R^{1/2}$ и $h\nu$ к $R^{1/2} = 0$. Нетрудно заметить, что линейность этих зависимостей начинается лишь с определенных значений $h\nu$, равных соответствующим значениям высот барьеров. Однако фотоотклик начинает появляться при низких значениях $h\nu$ и увеличивается с ее ростом. Это означает, что в этом случаях КМП имеют по меньшей мере две участки с различной высоты барьера (для W- GaAs КМП с 0,7 эВ и 0,8 эВ). Поскольку фотоотклик участки с низкой высотой барьера намного меньше фотоотклика участки с высокой высотой барьера, то измеренные значения 0,65 эВ и 0,80 эВ высот барьеров W-Si и W- GaAs КМП соответствуют максимальным значениям высот барьеров.

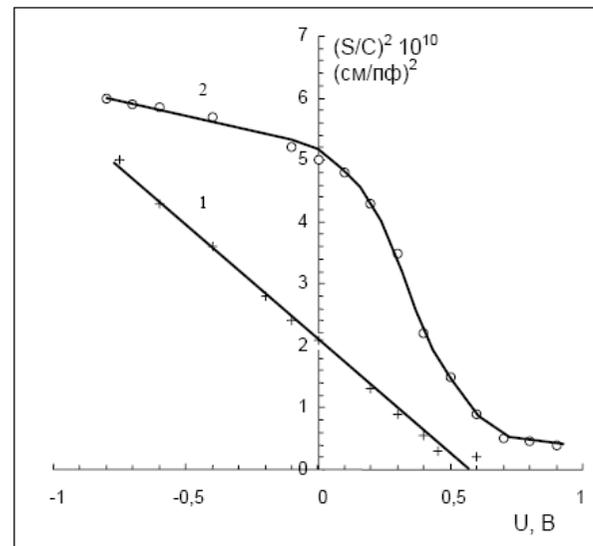


Рис.4.1. Типичные зависимости $(S/C)^2$ от U для Pd-nSi ДШ с $n_F \approx 1$ (1) и $n_F > 1$ (2).

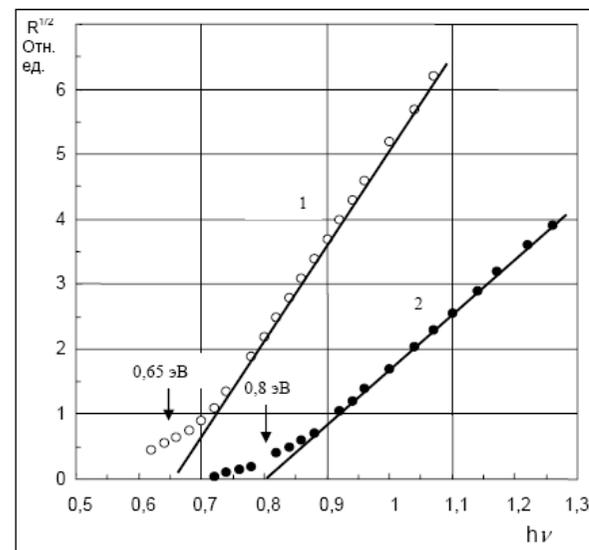


Рис.4.2. Типичные зависимости фотоотклика $R^{1/2}$ от энергии фотона для W-nSi ДШ (1) и W-nGaAs ДШ (2)

Таким образом, обнаруженное разногласие и совпадение между высотами барьеров КМП, измеренными методами ВАХ, ВФХ и ФЭ, является естественным результатом большей и меньшей степеней неоднородности реальных КМП.

Коэффициент неидеальности и безразмерный коэффициент. Коэффициент неидеальности (n_F) прямой ветви и безразмерный коэффициент (n_R) обратной ветви ВАХ идеального выпрямляющего КМП определяются влиянием силы изображения. При этом n_F имеет значение порядка 1,01-1,02, а значение коэффициента n_R зависит от напряжения и характеризует степень ненасыщения обратного тока. Для реальных выпрямляющих КМП часто n_F имеет значение намного больше единицы и обратный ток с ростом напряжения заметно увеличивая ограничивается резким возрастанием, т.е. преждевременным пробоем.

Измерение коэффициента n_F для КМП диодов изготовленных на основе контактов металл-кремний проводилось в [244]. В этой работе разработали технологию, приводящую к получению характеристик Al-nSi КМП, которые имели значения n_F равные порядка 1,01-1,02. Прямые ветви ВАХ этих диодов при изменении тока примерно на шесть порядков описывались формулой, даваемой теорией термоэлектронной эмиссии. Однако обратные ветви их ВАХ характеризовались отсутствием насыщения и резким возрастанием тока при напряжении, которое составляет всего 60 % теоретического значения напряжения пробоя.

КМП диоды, изготовленные на основе GaAs полупроводников и прямые ветви ВАХ которых имеют $n_F = 1,01-1,02$, исследованы в работах [127,221]. В [221] при исследовании влияния отжига на ВАХ КМП диодов, изготовленных на основе контакта металлов Au, Pt и W с полупроводником nGaAs, получено, что уменьшение высоты барьера Au-nGaAs диодов с 0,9 до 0,63 эВ и соответствующее изменение n_F с 1,01 до 1,17 после проведения отжига при

температуре 523 К обусловлены физическими неоднородностями, образующимися на границе раздела контакта вследствие диффузии и сплавления. Для Pt-GaAs диода отжиг увеличивает высоту барьера на ~0,05 эВ, а n_F значительно превышает единицу как до, так и после отжига. Wu-nGaAs диоды со значениями высоты барьера 0,65 эВ и $n_F = 1,03$ отличаются высокой степенью термической стабильности по крайней мере до температуры 773 К. Было обнаружено [127], что Al-nGaAs диоды обладали первоначальной высотой барьера 0,67 эВ и $n_F = 1,004$. После проведения отжига при температуре 723 К высота барьера увеличилась до 0,70 эВ, а коэффициент n_F – до 1,18. Обратные ветви ВАХ металл-GaAs диодов характеризовались отсутствием насыщения тока и преждевременным пробоем.

Выше представленные результаты измерений коэффициентов n_F и n_R выпрямляющих КМП, естественно, не объясняются физической моделью идеального КМП. Они вполне нормально объясняются с помощью формул (4.80) и (4.81) для реальных КМП диодов. В зависимости от степени неоднородности границы раздела КМП, увеличение действующей высоты барьера с ростом прямого напряжения может определяться формулой, полученной на основе влияния либо силы изображения, либо же дополнительного электрического поля. В первом случае n_F имеет значение в пределах 1,01-1,02, а втором – намного больше единицы. А в обратном направлении, поскольку приложенное напряжение меняется в достаточно широком интервале, то согласно формуле (4.60) наблюдаются вклады всех составляющих общего тока. Следовательно, с ростом напряжении обратные ветви ВАХ характеризуется увеличением вклада токов участков с дополнительным электрическим полем и периферийным током.

Сопротивление контакта. Контактное сопротивление (R_C) является определяющим фактором механизма полевой эмиссии в омических КМП, созданных на поверхностях

сильнолегированных полупроводников. Согласно работам [243,137] для низкого уровня легирования ($N_D \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$) полупроводника, когда преобладает термоэлектронная эмиссия, R_C не зависит от концентрации примесей N_D , для сильнолегированных ($N_D \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$) полупроводников, когда преобладает полевая эмиссия, $\text{Ln}R_C$ пропорционален $N_D^{1/2}$. Область термополевой эмиссии лежит между ними. Построенные зависимости, на основе расчетов при использовании либо простого параболического барьера, в высоте которого были учтены силы изображения, либо усеченного параболического барьера, согласовались с экспериментальными зависимостями между $\text{Ln}R_C$ и $N_D^{1/2}$ для КМП диодов, изготовленных на основе контакта металлов Al, Cr, Co, Mo, Ni, V с кремнием n – типа [161].

Для получения омических КМП с малым R_C нужна либо высокая степень легирования, либо малая высота барьера (либо то и другое вместе). Изготовление КМП с низкой высотой барьера сопряжено с большими трудностями. Поэтому, для изготовления омических КМП обычно создают дополнительный высоколегированный слой на поверхности полупроводника [45].

Постоянная Ричардсона. Постоянная Ричардсона (A) является одной из важных постоянных в теории КМП. Для теории термоэлектронной эмиссии в вакууме A_T имеет значение равное $120 \text{ А см}^{-2} \text{ К}^{-2}$. Для полупроводников A_T определяется путем замена массы свободного электрона на эффективную массу электрона в полупроводнике. Множество экспериментальных работ показывает, что экспериментальное значение A существенно отличается от теоретически рассчитанного [45].

Напряжение пробоя. Одним из характерных особенностей реальных выпрямляющих КМП является преждевременный пробой. Напряжения таких

преждевременных пробоев реальных КМП обычно определяются как обратные напряжения при фиксированных значениях токов в области их резкого возрастания. Напряжение пробоя реальных выпрямляющих КМП исследовалось в многочисленных работах [125, 168, 173, 181, 209-213, 226, 239, 244, 245,]. Было обнаружено, что почти во всех случаях напряжение пробоя реальных КМП диодов гораздо меньше, чем предсказывается из расчета [87,181]. Такой преждевременный пробой КМП диодов независимо от природы полупроводникового материала объясняется или влиянием краевого эффекта, т.е. существования более сильного электрического поля по периферии по сравнению с однородным полем центральной области контакта [173,213, 244], или же микроплазменным пробоем [6,44,181]. Следует отметить, что при исследовании планарных и мезадиодов Шоттки [181,238] обнаружено, что преждевременный пробой диода происходит не по всей площади контакта, а на отдельных его участках, расположенных, в основном, по периферии контакта. Для различных образцов число таких участков различно и существенно меняется в зависимости от термической обработки изготовленных диодов.

Как сказано в предыдущей главе, для устранения преждевременного пробоя КМП было предложено множество конструктивно-технологических методов [45,106]. Их основная функция заключается в устранении периферийных токов КМП, приводящих к преждевременному пробое.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно сделать следующие основные выводы:

Установлено явление возникновения дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника реальных КМП, имеющих ограниченные контактные площади и состоящих из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциальных барьеров. Напряженности дополнительных полей оказываются сравнимыми с напряженностью электрического поля в области ОПЗ идеальных ДШ и направлены противоположно для микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера в реальных ДШ.

Разработаны физические модели реальных КМП с дополнительным электрическим полем, согласно которой, независимо от степени сложности конфигурации контактной площади и распределения микроконтактов с различными локальными высотами барьера вдоль контактной поверхности, реальные ДШ представляются как совокупности параллельно включенных взаимодействующих двух частей с различными усредненными высотами потенциальных барьеров. Высоты барьеров первой и второй частей становятся, соответственно ниже и выше усредненной высоты барьера по общей контактной поверхности ДШ, а их максимумы находятся на различных расстояниях от контактной поверхности металла. Зависимости высот барьеров этих двух частей ДШ от напряжения имеют различный характер.

Разработан механизм токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии в реальных ДШ с дополнительным электрическим полем, согласно которому ток общего контакта состоит из суммы токов первой, имеющей усредненную низкую высоту барьера, и второй, имеющей

усредненную большую высоту барьера, частей. Токопрохождение через первую часть реальных ДШ определяется аномальным эффектом Шоттки, а через вторую часть – либо нормальным, либо же аномальным эффектами Шоттки. Токопрохождение по периферии контакта определяется аномальным эффектом Шоттки и обуславливает преждевременный пробой реальных ДШ.

Выявлены особенности методов определения электрофизических параметров реальных ДШ, согласно которым, в частности, между высотами потенциального барьера ДШ, измеренными методами ВАХ, ВФХ, ФЭ и ЭА существует расхождение, зависящее от степени эмиссионной неоднородности границы раздела контакта. Разработаны методы измерения периферийных электрофизических параметров и геометрических размеров активной периферийной контактной поверхности реальных ДШ.

Физические модели двухбарьенного КМП и механизмы токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии, изложенные в данной книге, позволяют интерпретировать ниже перечисленные проблемные вопросы физики реальных КМП, систематически представленные в литературе, на основе единой научной точки зрения:

- Отклонение от физической модели Шоттки, согласно которой выпрямляющие и омические свойства КМП определяются разностью работ выхода металла и полупроводника.
- Разногласие и противоречивость результатов исследований зависимости высоты барьера КМП от работы выхода металла.
- Большое значение коэффициента неидеальности прямой ветви (слабая зависимость прямого тока от напряжения) и малое значение безразмерного коэффициента обратной ветви (существенное

- возрастание обратного тока с ростом напряжения) ВАХ диодов Шоттки.
- Противоположный характер изменения высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ.
 - Преждевременный пробой ДШ.
 - Нелинейность вольтфарадной характеристики ДШ в координатах между C^{-2} и U .
 - Отклонение от линейности начального участка зависимости (фотоотклика)^{1/2} ДШ от энергии фотона.
 - Разновидная деградация ВАХ выпрямляющих и омических КМП.
 - Нелинейность зависимости между током насыщения и температурой ДШ в координатах между I_0/T^2 и $1/T$.
 - Различие между высотами барьеров ДШ, измеренными различными методами ВАХ, ВФХ, ФЭ и ЭА.
 - Разногласие и противоречивость результатов исследований температурных зависимостей электрофизических параметров ДШ.
 - Разногласие и противоречивость результатов исследований зависимостей электрофизических параметров ДШ от концентрации примесей и кристаллографической ориентации поверхности полупроводника.
 - Старение выпрямляющих и омических КМП.
 - Особенности зависимостей электрофизических параметров ДШ от природы металла и полупроводника, способа обработки поверхности полупроводника, метода нанесения металлического электрода, конструктивно-технологических параметров изготовления, температуры и продолжительности термической обработки, механических давлений, радиационных воздействий и климатических условий и т.д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдуллаев Г.Б., Джафаров Т.Д. **Атомная диффузия в полупроводниковых структурах**. Москва, Наука, 1980, 280 с.
2. Авраменко В.А., Кузнецов Г.В., Стриха В.И., Шека Д.И. N-образная ВАХ диодной структуры с переменной топологией области обеднения. **Микроэлектроника**, 1989, т.18, №5, с.470-472
3. Адамчук В.К., Федосенко С.И. Исследование процесса формирования барьера Шоттки методом фотоэлектронной спектроскопии. **В сб. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки**, Киев, Наукова думка, 1979, с.3-8.
4. Айнспрука Н., Уисмена Р. **Арсенид галлия в микроэлектронике**. Москва, "Мир", 1988, 555 с.
5. Александров Л.Н., Ловягин Р.Н., Симонов П.А. Контакты тугоплавких металлов с атомарно чистой поверхностью кремния. **В кн.: Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки**, Киев, Наукова думка, 1979, с8-12.
6. Александрова Г.И. Исследование электрофизических и структурных параметров эпитаксиальных слоев арсенида галлия, предназначенных для изготовления ЛПД. **В кн. Арсенид галлия**, 1974, №4, с.172-175
7. Асалханов И.Ю., Абарыков В.Н. Влияние адсорбата на работу выхода и прозрачность поверхностного потенциального барьера монокристалла GaAs (110), **ФТП**, 2002, т.36, №11, с.1367-1371
8. Аскеров Ш.Г. Взаимосвязь между эмиссионными параметрами. **Известия ВУЗов СССР, Радиофизика**, 1986, т.29, с.978-980.
9. Аскеров Ш.Г. Влияние микроструктуры поверхности металла на омические свойства контакта металл-полупроводник. **Письма в ЖТФ**, 1977, т.3, вып.18, с.968-970.

10. Аскеров Ш.Г. Влияние площади контактов на свойства диодов Шоттки. **Изв. АН Азерб.ССР. сер. физ.тех.-мат. Наук**, 1978, №1, с.57-62.
11. Аскеров Ш.Г. Вольтамперная характеристика диодов Шоттки в обратном направлении. **Электронная техника**, сер. 3 (микроэлектроника), 1977, 1(67), с.63-66.
12. Аскеров Ш.Г. Связь между параметрами, характеризующими термоэлектронную эмиссию. **Радиотехника и электроника**, 1986, т.31, №11, с.2296-2298.
13. Аскеров Ш.Г., Кадимов Г.Г., Мамишев Р.Т. Влияние размера контактов на свойства V-nSi и Ti-nSi диодов Шоттки. **Электронная техника**, серия 10 (микроэлектр. устройства), 1985, вып.6 (54), с.44-47.
14. Аскеров Ш.Г., Пашаев И.Г., Шаулова Э.Г. Влияние толщины пленки металла на свойства ДШ. **Спецэлектроника**, сер. микроэлектроника, 1986, вып.1(48), с.74-76.
15. Афонцев С.А., Громов Д.В., Петров Г.В., Толстой А.Н. Контакт металл-полупроводник и его использование в полупроводниковых приборах и устройствах. **Ядерная электроника**, 1978, № 8, с.20-53.
16. Божков В.Г., Малаховский О.Ю. Влияние концентрации носителей заряда в полупроводнике на ВАХ диодов с барьером Шоттки при низких температурах, **Изв.вузов. Физика**, 1986, т.29, № 10, с.87-93
17. Бондаренко В.Б., Кудинов Ю.А., Ершов С.Е., Кораблев В.В. Естественные неоднородности потенциала у поверхности примесного полупроводника. **ФТП**, 1996, т.30, №11, с.2068-2076.
18. Бондаренко В.Б., Кудинов Ю.А., Ершов С.Е., Кораблев В.В. Естественные неоднородности высоты барьера Шоттки. **ФТП**, 1998, т.32, №5, с.554-556.
19. Бондаренко В.Б., Кузьмин М.В., Кораблев В.В. Анализ естественных неоднородностей потенциала у поверхности примесного полупроводника. **ФТП**, 2001, т.35, №8, с.964-968.
20. Бузанева Е.В. **Микроструктуры интегральной электроники**. Москва, Сов.радио, 1990, 304 с.
21. Бузанева Е.В., Вдовенков А.А., Исаев С.А. Физико-химические свойства плазмохимически травленной поверхности эпитаксиального n-типа кремния (III). **Электронная техника**, сер.7, Материалы, 1986, №4, с. 79-84.
22. Бузанева Е.В., Вдовиченко А.Д., Еременко В.В. Твердофазное взаимодействие на границе алюминий-кремний в диодах с барьером Шоттки. **Электронная техника**, Сер.3, Микроэлектроника, 1981, № 6, с. 3-11.
23. Бузанева Е.В., Стриха В.И., Шевчук П.П. Явление осаждения слоя переходного металла на кремниевом аноде. **Электрохимия**, 1980, т.16, №12, с.1882-1883.
24. Бузанева Е.В., Стриха В.И., Шкавро А.Г. Физические процессы на границе Al-Si, определяющие стабильность и надежность диодов с барьером Шоттки. **Труды II Всесоюзного научно-технического семинара "Пути повышения стабильности и надежности микроэлементов и микросхем"**, Часть 1, Москва, 1981, с.37-39.
25. Бузанева Е.В., Вдовенков А.А., Вдовенкова Т.А. Исследование легированной гадолинием поверхности n-кремния (III) методом растровой оже-электронной спектроскопии. **Повехность: физика, химия, механика**, 1985, №10, с.73-79.
26. Валиев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. **Применение контакта металл-полупроводник в электронике**. Москва, Радио и связь, 1980, 303 с.
27. Гавриловец В.В., Бондаренко В.Б., Кудинов Ю.А., Кораблев В.В. Равновесное распределение мелкой примеси и потенциала в приповерхностной области полупроводника в модели полностью обедненного слоя.

- ФТП**, 2000, т.34, №4, с.455-458.
28. Гапонов В.И. **Электроника**, часть 1. Москва, Госиздательство, 1960, 516 с.
 29. Гершинский А.Е., Ржанов А.В., Черепов Е.И. Образование пленок силицидов на кремнии. **Повехность: физика, химия, механика**, 1982, № 2, с. 111-116.
 30. Голдберг А.Ю, Поссе Е.А. Переходный процесс при непрерывном и ступенчатом нагревании GaAs поверхностно-барьерных структур. **ЖТФ**, 2001, ò. 71, № 9, с. 61-65
 31. Голубев Т.И., Судакова В.Н., Шредник В.Н. Температурные зависимости работы выхода островков гафния, **ЖТФ**, 2000, т.70, №12, с.67- 72
 32. Гольдберг Ю.А., Поссе Е.А., Царенков Б.В. Механизм протекания прямого тока в GaAs поверхностно-барьерных структурах. **ФТП**, 1975, т.9, в.2, с.513-518
 33. Губанов А.И. **Теория выпрямляющего действия полупроводников**. Москва, "Гостехиздат", 1956, 348 с.
 34. Давыдов Б.И. О выпрямляющим действии полупроводников. **Ж. Физика**, 1939, №1, с.167-173.
 35. Давыдов С.Ю. О локальной работе выхода. **ЖТФ**, 1979, т.49, №1, р.211-212.
 36. Давыдов С.Ю. О соотношении потенциала ионизации и работы выхода: металлы, **ЖТФ**, 2002, т.72, №1, с.96-99
 37. Давыдов С.Ю., Носков И.В. К расчету изменения работы выхода при адсорбции атомов цезия на поверхности (110) TiO₂, **Письма ЖТФ**, 2001, т.27, №20, с.1-6
 38. Давыдов С.Ю., Носков И.Ф. Влияние адсорбции атомов щелечных металлов на работу выхода рутила, **ФТП**, 2002, т.72, №11, с.137-139
 39. Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В. **Импульсный отжиг полупроводниковых материалов**. Москва, Наука, 1982, 208 с.
 40. Джафаров Т.Д. **Дефекты и диффузия в**

- эпитаксиальных структурах.**
Ленинград, Наука, 1978, 207 с.
41. Дмитрук Н.Л., Барковская О.Ю., Канакова Р.В., Мамонтова И.Б., Мамыкин С.В., Войцуховский Д.И. Влияние гамма – облучения на характеристики фотопреобразования барьерных структур Au-GaAs с текстрированной границей раздела. **ЖТФ**, 2002, т.72, №6, с.44-49
 42. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. **Эмиссионная электроника**. Москва, Наука, 1966, 564 с.
 43. Достенко А.П., Грущецкий С.В., Киселевская Л.И. **Плазменная металлизация в вакууме**. Минск, Наука и техника, 1983, 279 с.
 44. Зайцевский И.Л. Электрические характеристики гетеропереходов Ge-Al_xGa_{1-x}As и диодов Шоттки Au-Al_xGa_{1-x}As. **В кн. Структурные и физические свойства тонких пленок**, Ужгород, 1977, с.345-346
 45. Зи С.М. **Физика полупроводниковых приборов**, часть 1. Москва, "Мир", 1984, с.450.
 46. Зыков Г.А.б Левандовский В.Г., Паничевская В.И., Панфилова С.В., Чайка Г.Е., Влияние токопрохождение на надежность диодов с барьером Шоттки, **Радиотехника и электроника**, 1985, т.30, №11, с.2282-2284
 47. Ильченко В.В., Кузнецов Г.В., Влияние кислорода на взаимодействие и работу выхода в структурах Ва-Si b ВаО-Si, **Письма ЖТФ**, 2001, т.27, №8, с.58-63
 48. Кабанова ИС, Косяченко ЛА, Махний ВП. Лавинные процессы в контактах металл-GaP. **Укр.физ.ж.**, 1989, т.34, №6, с.904-907
 49. Кильчицкая С.С., Стриха В.И. **Электронные процессы на поверхности и в монокристаллических слоях полупроводника**. Новосибирск, Наука, 1967, 57 с.
 50. Кончукоев В.З., Кашеев А.З., Мамбетов А.Х., Созаев В.А. Влияние электрического поля на поверхностную энергию

и работу выхода электрона тонких пленок сплавов желочных металлов, **Письма ЖТФ**, 2002, т.28, №12, с.57-61

51. Король А.Н., Стриха В.И. О влиянии неоднородности контакта металл-полупроводник на вольтамперную характеристику. **В кн. Полупроводниковая техника и микроэлектроника**, Киев, Наукова думка, 1974, №18, с.39-42.
52. Коротченков Г.С., Блаже В.А. Закономерности временной трансформации характеристик барьеров Шоттки Ag-nInP. **Микроэлектроника**, 1986, т.15, № 5, с.415-421
53. Коулмен, Ирвин, Сце GaAs диод с баьером Шоттки, имеющий пачти идеальную характеристику. **ТИИЭР**, 1971, т.59, №7, с. 87-89
54. Курносов А.И., Юдин В.В. **Технология производства полупроводниковых приборов**. Москва, Высшая школа, 1977, 400 с.
55. Курочкин В.А. Новые применения барьера Шоттки в полупроводниковой электронике. **В сб. “Электроника и ее применение”**, 1976, № 7, с.89-118.
56. Лукашова И.П., Новичкова Н.П. Исследование свойства неприжимных контактов металл-кремний, **В сб. Физика полупроводников и полупроводниковая электроника**, 1973, №1(4), с.29-32
57. Луфт Б.Д. **Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников**. Москва, Радио и связь, 1982, 136 с.
58. Майссела Л., Гленга Р. **Технология тонких пленок**. Том.1, Москва, Сов. радио, 1977, 662 с.
59. Майссела Л., Гленга Р. **Технология тонких пленок**. Том.2, Москва, Сов. радио, 1977, 766 с.
60. Мамедов Р.К. Возникновение дополнительного электрического поля в контакте металл-полупроводник. **Агентство Автор. Прав.** Азербайджан, Баку, 1999, Авт.

свидетельство №65, рег.№05 от 22.07.99, 10 с.

61. Мамедов Р.К. Выпрямляющие свойства узких контактов металл-полупроводник. **Известия НАНА, серия физ.мат.тех. наук**, 2001, № 2-5, с.13-17
62. Мамедов Р.К. Изменчивый характер возрастания обратного тока поверхностно-барьерных переходов. **Вестник Бакинского Университета**, серия физ.мат.наук, 1993, №1, с.164-165
63. Мамедов Р.К. Об электрическом пробое выпрямляющих контактов металл-полупроводник. **Вестник Бакинского Университета**, серия физ.мат.наук, 1998, №2, с.60-65
64. Мамедов Р.К. Двухбарьерная физическая модель реальных контактов металл-полупроводник. **Вестник Бакинского Университета**, серия физико-математических наук, 2001, №2, с.84-94.
65. Мамедов Р.К. Периферийные токи и эффективные контактные площади диодов Шоттки. **Вестник Бакинского Университета**, серия физ.мат.наук, 2002, №1, с.15-22
66. Мамедов Р.К. Зависимости электрофизических параметров диодов Шоттки с дополнительным электрическим полем от концентрации примесей полупроводника. **Вестник Бакинского Университета**, серия физ.мат.наук, 2002, №3, с.34-42
67. Мамедов Р.К. Особенности токопрохождения в диодах Шоттки в широком интервале обратного напряжения. **Труды УШ Международной научно-технической конференции “Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники”**, Таганрог, 2002, часть 2, с.19-21
68. Мамедов Р.К. Температурные и размерные зависимости параметров выпрямляющих Ni-nSi контактов. **Тезисы докладов Всесоюзной конференции “Физика и применение контакта металл-полупроводник”**, Киев, 1987, с.114

69. Мамедов Р.К. Исследование влияния эмиссионной неоднородности на электрофизические свойства контакта металл-кремний, **Автореферат канд. диссерт.** Баку, 1979, 25 с.
70. Мамедов Р.К. Особенности токопрохождения в реальных диодах Шоттки. **Прикладная физика**, 2002, № 4, с.143-151
71. Мамедов Р.К. Параллельно включенные и взаимодействующие переходы с барьером Шоттки. **Изв.АН Аз.ССР, серия физ.мат.тех.наук**, 1984, №5, с. 73-76.
72. Мамедов Р.К. Влияние эмиссионной неоднородности на свойства МДМ структур. **Деп. В ВИНТИ**, № 953-83,1983,15 с.
73. Мамедов Р.К., Аскеров Ш.Г., Гурбанов А.А., Алиев Б.З. Влияние площади контакта Cr-nSi на напряжение пробоя диодов Шоттки. **Известия АН Аз.ССР, серия физ.тех.мат.наук**, 1984, №2. с. 94-98
74. Мамедов Р.К. Полупроводниковый диод. **Патент № i 2001/0133**, Азербайджан
75. Мамедов Р.К. Пути повышения качества полупроводниковых приборов и интегральных схем, созданных на основе переходов с барьером Шоттки. **Тем. сборн. науч. стат. БГУ "Новые приборы, устройства, методики и технологические процессы, разработанные учеными АГУ"** г.Баку,1983,с.14-15.
76. Мамедов Р.К. Способ измерения периферийных токов диодов Шоттки. **Патент № i 2003/0010** , Азербайджан
77. Мамедов Р.К. Способ измерения эффективных контактных площадей диодов Шоттки. **Патент № i 2003/0012** , Азербайджан
78. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки. **Прикладная физика**, 2003, № 1,с.133-141.
79. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки при отсутствии краевых эффектов. **Прикладная физика**, 2003, № 3, с.103-111.
80. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения по периферии контакта диодов Шоттки. **Прикладная физика**, 2003, № 4, с.125-133.
81. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки при больших обратных напряжениях. **Прикладная физика**, 2003, № 5, с.118-125.
82. Мамедов Р.К., Аскеров Ш.Г. Новый подход к анализу электрофизических процессов, происходящих на границе раздела КМП. **Труды Всесоюзной Конференции по физике полупроводников**, г Баку, 1982, т.2, с.233-234.
83. Мамедов Р.К., Аскеров Ш.Г. Поле пятен в контакте металл-полупроводнику. **ФТП**, 1982, т.16, в.9, с.1722-1723. **Деп."Электроника"** 1982, № Р3380/82, 12 с.
84. Мамедов Р.К., Набиев М.А. Влияние краевых эффектов на протекание тока в диодах Шоттки. **ФТП**,1986,т.20,вып.2,с.332-335.
85. Милнс А., Фойхт Д. **Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник**. Москва, "Мир", 1973, 459 с.
86. Николаев И.В., Яремчук А.Ф., Мочалов А.И., Чистяков Ю.Д. Исследование электрофизических свойств невыпрямляющих контактов к n-арсенид галлия на основе сплавов Ni-Sn. **Микроэлектроника**, 1987, т.16, №2, с.161-164
87. Носов Ю.Р. Полупроводниковые приборы на основе барьера Шоттки. **В сб. "Полупроводниковые приборы и их применение"**, Москва, Сов.радио, 1971, в.25, с.57-80.
88. Нуприенок И.С., Шибко А.Н. Влияние длины волны ультрафиолетового облучения на свойства контакта цирконий-кремний. **ФТП**, 2001,т.71,№9,с.45-48
89. Палатник Л.С., Папилов И.И. **Эпитаксиальные пленки.**

- Ленинград, Наука, 1971, 245с.
90. Палатник Л.С., Сорокин В.К. **Материаловедение в микроэлектронике**. Москва, Энергия, 1978, 278 с.
 91. Петров Г.В. Диоды с барьером Шоттки. **Зарубежная электроника**, 1977, № 4, с.77-112.
 92. Пикус Г.Е. **Основы теории полупроводниковых приборов**. Москва, Наука, 1965, 448 с.
 93. Пипинис П.А., Римейка А.К., Лапейка В.А., Пипинене А.В. Механизм обратного тока у диодах с барьером Шоттки Al-pInP. **ФТП**, 2001, т.35, № 2, 188-191
 94. **Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки**. Киев, Наукова думка, 1979, 236 с.
 95. Поут Дж., Ту К., Майер Дж. **Тонкие пленки: взаимная диффузия и реакция**. Москва, "Мир", 1982, 576 с.
 96. Райх М.М.Э., Рузин И.М. Температурная зависимость флуктуационных избыточных токов через контакт металл-полупроводник. **ФТП**, 1987, т.21, №3, с.456-460.
 97. Родерик Э.Х. **Контакты металл-полупроводник**. Москва, Радио и связь, 1982, 208 с.
 98. Романов О.В. Физико-химическая природа реальной поверхности и ее электрофизические свойства. **Повехность: физика, химия, механика**, 1982, №11, с.62-70.
 99. Сангвал К. **Травление кристаллов: теория, эксперимент, применение**. Москва, Мир, 1990, 496 с.
 100. Скварцов А.А., Орлов А.М., Салонов А.А. Деградиционные процессы в системе Al-Si при импульсных электрических воздействиях. **Письма в ЖТФ**, 2001, т.27, №19, с.76-84
 101. Скупов В.Д., Цыпкин Г.А., Шенгуров В.Г. Влияние гидростатического давления на характеристики диодов с барьером Шоттки. **ФТП**, 1989, т.23, № 3, с.554-556
 102. Слободчиков С.В., Салихов Х.М., Руссу Е.В. Долговременные изменения электрических и фотоэлектрических характеристик диодной структур Pd-InP. **ФТП**, 2002, т.36, №4, с.500-503
 103. Спивак Г.В., Прямова И.А., Лепешинская В.Н. Электроннооптическое наблюдение полей пятен на эмиттирующих поверхностях. **Докл. АН СССР**, 1960, т.130, № 4, с.751-762.
 104. Стриха В.И. **Контактные явления в полупроводниках**. Киев, Вища школа, 1982, 224 с.
 105. Стриха В.И. **Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник**. Киев, Науково думка, 1974, 264 с.
 106. Стриха В.И., Бузанева Е.В., Радзиевский И.А. **Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки**. Москва, Сов.радио, 1974, 248 с.
 107. Стриха В.И., Бузанева Е.В. **Физические основы надежности контактов металл-полупроводник в интегральной электронике**. Москва, Сов.радио, 1987, 254 с.
 108. Торрей Х.К., Уитмер К.А. **Кристаллические детекторы, часть 1**. Москва Сов. радио, 1950, 331с.
 109. Торхов Н.А. Эффект баллистического переноса электронов в структурах металл – n-CaAs-p⁺-CaAs с барьером Шоттки. **ФТП**, 2001, т.35, № 7, сс.823-830.
 110. Торхов Н.А., Еремеев С.В. Токперенос в структурах Me-p-n⁺ с барьером Шоттки. **ФТП**, 2000, т.34, № 1, сс.106-112.
 111. Точицкий Э.И. **Кристаллизация и термообработка тонких пленок**. Минск, Наука и техника, 1976, 376 с.
 112. Трехбарьерный диод Шоттки на частоте 4 ГГц. **Электроника**, 1969, т.42, № 3, с.56-57.
 113. Тригг Дж. **Физика XX века: ключевые эксперименты**. Москва, "Мир", 1978, 376 с.
 114. Устинов Н.Г. Влияние хаотического потенциала ионизированных примесей на свойства контакта металл-полупроводник. **Письма в ЖТФ**, т.3, вып.2, с.73-76.
 115. Фоменко В.С. **Эмиссионные свойства материалов**.

- Киев, Наукова думка, 1981, 338 с.
116. Фоменко В.С., Подчерняева П.А. **Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов.** Москва, Атомиздат, 1975, 320 с.
 117. Херринг К., Николс М. **Термоэлектронная эмиссия.** Москва, ИЛ, 1950 215 с.
 118. Чапланов А.М., Щербакова Е.Н. Изменение фазового состава и электрофизических свойств титан-кремний при облучении азотводородной плазмой. **ЖТФ**, 2000, т.70, №10, с.102-105
 119. Черняев В.Н., Курочкин В.А., Корзо В.Ф. Некоторые вопросы технологии диодов Шоттки. **Зарубежная электронная техника**, 1976, вып.11, с.3-44.
 120. Чистяков Ю.Д., Райнова Ю.П. **Физико-химические основы технологии микроэлектроники.** Москва, Металлургия, 1980, 408 с.
 121. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер З. **Электронно-лучевая технология.** Москва, Энергия, 1980, 528 с.
 122. Шишияну Ф.С. **Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах.** Кишинев, Штиинца, 1978, 228 с.
 123. Шуппе Г.И. **Электронная эмиссия металлических кристаллов.** Среднеазиатский гос. ун-т, 1959, 212 с.
 124. Юраков Ю.А., Руднева Э.М., Выпрямляющие барьеры силицидов кобальта и никеля на кремний n-типа. **В кн.Свойства нитевидных кристаллов и тонких пленок**, Воронеж, 1986, с.103-107
 125. Andrews I.M., Lepselter M.P. Reverse current-voltage characteristics of metal-silicide Schottky diodes. **Solid State Electron.**, 1970, v.13, №3, p.1011-1023
 126. Arizumi T., Hirose M. Schottky Barrier hight. **Jap. J. Appl. Phys.**, 1969, v.8, №5, p.1256-1261
 127. Baliga B.J. Metal-Semiconductor Barriers. **IEEE Electron Devices Lett.** EDL-3, 1982, p. 177-180
 128. Barinov A., Casalis L., Grigoraffi L., Kiskinova M., **Au/GaN interface: Instial stages of formation and temperature- included effects.** *Phys. Rev.*, 2001, v.63, №8, p.30801-3086.
 129. Bethe H.A. **Theory of the Boundary Layer of Cristal Rectifiers.** MIT Radiat. Lab. Rep. 1942, p.12-43.
 130. Bhunia S., Bose D.N. , Schottky barrier studies on singl crystal ZnTe and determination of interface index. **J. Appl.Phys.**, 2000, v.88, №6, p.2931-2935
 131. Braun F. Uber die Stromleitung durx Schwefelmetalle. **Ann. Phys. Chem.**, 1874, №153, p.556-563
 132. Brazel E.G., Chin M.A., Narayanamurti V. Direct observation of localized high current densities in GaN films. **J. Appl. Phys. Lett.**, 1999, v.74, №16, p.2367-2369
 133. Brucker C.F., Brillson L.J., New method for control of Schottky barrier height. **Appl. Phys.Lett.**, 1981, № 39, p.67-69
 134. Carr B.A., Friedland E., Malherbe J.B., Effect of annealing on the Schottky barrier height of Al/nSi Schottky diodes after Ar⁺ ion bombardment. **J. Appl. Phys.**, 1988, v.64, №9, p.4775-4777
 135. Cartagena de Tnelias. **Extraction of parameters of homogenous nonideal Schottky contacts using I-V measurements.** *Phys.Status Solidy*, B, 2000. №220, p.789-792
 136. Chand Subhash, Kamar Lifendra ,**Origin of non-ideal current – voltage characteristics of metal/semiconductor: A numerical sduy.** *Indian J., Eng. And Matter.* 2000, v.7, №5-6, p.268-273
 137. Chang C.Y., Fang Y.K., Sze C.M. Specific Contact Resistance of Metal-Semiconductor Barriers. **Solid State Electron.**, 1971, v.14, №6, p.541-549
 138. Chekir F., Lu G.N., Barret C. Anomolies in Schottky diode I-V characteristics. **Solid State Electron.**, 1986, v.29, №5, p.519-522

139. Chlaradia P., Fanfoni M., Natalleti P., De Padova P., Viturro R.E., Brilson L.J., Schottky-like behavior of the GaP (110)/Ag interface, **Vac. Sci. and Technol., B**, 1989, v.7, №2, p.195-198
140. Chye P.W., Lindau I., Pionetta P., Garner C.M., Su C.Y., Spicer W.K. Photoemission study of Au Schottky barrier formation on GaSb, CaAs and InP using synchrotron radiation. **Phys. Rev. B**, 1978, v.18, №10, p.5545-5559.
141. Cowley A.M. Diode characteristics and edge effects **J. Appl. Phys.**, 1966, v.37, p.3024-3032
142. Crowell C.R., Beguwala M. Anomalous current transport in Schottky barrier diodes. **Solid State Electron.**, 1971, v.14, №3, p.1149-1155
143. Daniels R.R., Katnani A.D., Zhao Te-Xiu, Margaritondo G., Initial adsorption state for Al on GaAs(110) and its role in the Schottky barrier formation. **Phys.Rev.Lett.**, 1982, v.49, №12, p.895-898
144. Davudov B.I. **J.Phys. USSR**, 1941, № 4, p.335-342
145. Dharmadasa I.M., Herrenden-Harker W.G., Williams R.H., Metals on cadmium telluride: Schottky barriers and interface reactions. **Appl. Phys.Lett.**, 1986, v.48, №26, p.1802-1804
- 146. Drobný Vladimir F. Nearly ideal unguarded vanadium – silicide Schottky barrier diodes.** IEEE Trans. Electron Devices, **1986, v.33, №10, p.1294-1298**
147. Fan Jia-Fa, Oigawa Haruhiro, Nannichl Yasuo., Metal-dependent Schottky barrier height with the $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ – treated GaAs. **Jap. J. Appl. Phys., Pt.2**, 1988, v.27, №11, p.2125-2127
- 148. Figueredo Domingo A., Zuracovski Mark P., Tlliott Scott S. Schottky barrier lowering of gallium arsenide by submicron ohmic contacts.** Solid State Electron., **1986, v.29, №9, p.959-965**
149. Forsyth N.M., Dharmadasa I.M., Sobiesiersk Z., Williams R.H., Schottky barriers to CdS and their importance in Schottky barrier theories, **Semicond. Sci. and Technol.**, 1989, v.4, №1, p.57-59
150. Gastaldini A., Gavallini A., Polenta L., Canali C. Electric Field Behavior and charge density distribution in semi-insulating GaAs Schottky diodes. **J. Phys. Rev., B**, 1997, v.56, №15, p.9201-9204
151. Gutknecht P., Strutt M.J. Thermale oxidized meza Schottky barrier diodes. **IEEE Trans.**, 1974, v.ED-21, №2, p.172-173.
152. Gworek C.S, Phatak P. Jonker B.T, Weber E.R. Pressure dependence of Cu, Ag and Fe - nGaAs Schottky barrier heights. **Phys. Rev. B**, 2001, №4, p.3221-3226
153. Hackam R., Harrop P. Enhanced breakdown voltage in Schottky diodes. **Solid State Commun.**, 1972, v.11, p. 669-674
154. Hauenstein R.J., Schlesinger T.E., McGill T.C., Hunt B.D., Schowalter L.J., Summary abstract: Schottky barrier heights measurements of type A and B NiSi₂ on Si. **J. Vac. Sci. and Technol.**, 1986, v.B4, №2, p.649-650
155. Hauenstein R.J., Schlesinger T.E., McGill T.C., Hunt B.D., Schowalter L.J., Schottky barrier heights measurements of type A and B NiSi₂ epilayers on Si. **J. Vac. Sci. and Technol.**, 1986, v.A4, №3, p.860-864
156. Henish H.K. **Rectifying semiconductor contacts.** Oxford, Clarendon Press, 1957, 372 p.
157. Hermant K.N., Rakhshani A.E., Alshamary L , Some properties of Au-nCdTe Schottky barriers as established by I-V characteristics and photocurrent spectroscopy. **Solid- Stade Electron.**, 1999, №7, p. 1251-1258
158. Hernandez M.R., Alonso C.F., Pena J.L. Barrier hight determiation in homogenous nonidealSchottky contacts. **J. Phys. . D**, 2001, v.34, №8, p.1157-1162
159. Hirose K., Tsuda H., Mizutani T , Control the Al/GaAs Schottky barrier height using a rare-earth metal interlayer, **Appl. Surface Sci.**, 1989, v.41, №42, p.174-178
160. Hirose K., Tsuda H., Mizutani T., Al/nGaAs Schottky barrier height modified with rare-earth metal interlayer , **J. Appl.**

- Phys.**, 1988, v.64, №11, p.6575-6577
161. Hooper R.C., Cunningham J.A., Harper J.G. Diode characteristics and edge effects. **Solid State Electron.**, 1965, v.8, №7, p.831
162. Hsu J.W.P., Mantra M.J., Lang D.V., Richter S., Chu S.N.G., Sergent A.M., Kleiman R.N. Inhomogeneous spatial distribution of reverse bias leakage in GeN Schottky diodes. *Appl.Phys.Lett.*, 2001, v.78, №12, p.1685-1687
163. Hudait M.K., Venkateswerlu P., Krupanidhi S.B. Electrical transport characteristics of Au-nGaAs Schottky diodes on nGa of low temperatures. **Solid State Electron**, 2001, v.45, №1, p.133-141
164. Jager H., Kosak W. The Analysis of Schottky barrier. **Solid State Electron.**, 1969, v.12., p.511-518
165. Jayavel P., Asokan K., Kangilal D., Kumar J. Mater. Investigation on the annealing behavior of high-energy Carbon irradiated Au-nGaAs Schottky barrier diodes. **Sci.Semicond.Process**, 2001, v.3, №3, p.195-199
166. Jonson V.A., Smith R.N., Yearian H.J. D.C. Characteristics of Silicon and Germanium Point Contact Crystal Rectifiers. **J. Appl. Phys.**, 1950, v.21, p.283-289.
167. Kajiyama K., Sakata S., Ochi O. Equality of the temperature dependence of the gold-silicon surface barrier. **J. Appl. Phys.**, 1975, v.46, p.3221-3229
168. Kano G. Avalanche breakdown voltages in punch-through Si epitaxial planar Schottky barrier. **Jap. J. Appl. Phys.**, 1969, v.8, №4, p.463-467.
169. Kikuchi Akira, Ohshima Takashi, Shiraki Yasuhiro, Schottky barrier height of single-crystal nickel disilicide/silicon interfaces. **J. Appl. Phys.**, 1988, v.64, №9, p.4614-4617
170. Kim J.S., Chio H.H., Schottky barrier rectifier with high current density using vanadium as barrier metal. **Appl. Phys.Lett.**, 2001. v.79, №6, p.860-862
171. Koshy J., Measurements of the rectifying barrier height of

- sputter deposited Bi₂Te₃ contacts on p-silicon. **Phys.Status Solidi**, 1985, v.A89, №2, p.K219-K222
172. Kumar J., Premanant R., On the evaluation of Schottky barrier diode parameters of Pd Au and Ag/ nGaAs. , **Indian J., Eng. And Matter.** 2000, v.7, №5-6, p.340-343
173. Lepselter M.P.,Sze S.M. Silicon Schottky barrier diode with near ideal I-V characteristics. **Bell Syst. Techn. J.**, 1968, v.47, №2, p.195-208.
174. Liehr M., Schmid P.E., LeGoues F.K., Ho P.S., Schottky barrier heights of epitaxial Ni-silicides on Si(111). **J. Vac. Sci. and Technol.**, 1986, v.A4, №3, p.855-859
175. Liehr M., Schmid P.E., LeGoues F.K., Ho P.S., Summary abstract: influence of interface quality on the Schottky barrier height in the epitaxial Ni-silicide/Si(111) system. **J. Vac. Sci. and Technol.**, 1985, v.B3, №4, p.1190-1191
176. Lin Chuing-Liceng, Su Yan-Kuin, Chang Lio-Rong. Temperature dependence of barrier height and energy bandgap in Au-nGaSb Schottky diode. **Jap. J. Appl.Phys.**, 2000.v.39, №5A, p.L400-L401
177. Lindau I., Chye P.W., Garner C.M., Pionetta P., Su C.Y., Spicer W.K. New phenomena in Schottky barrier formation in III-V compounds,. **J. Vac. Sci. and Technol.** 1978, v.15, №4, p.1332-1339.
178. Malacky L., Kordos P., Novak J. Schottky barrier contacts on (p) Ga_{0,47}In_{0,53}As. **Solid-State Electron.**, 1990, v.33, №2, p.273-278
179. Mamedov R.K. Influence of additional electrical field on I-V characteristic of real Schottky Diodes. **J. Physics, NAS Az.R**, 2001, v.7, № 4, p.6-9.
180. Mamedov R.K. Two barriers energetic model of real metal-semiconductor solar elements. **Proceeding of Fourth Baku International Congress on Energy, Ecology, Economy**, Baku, 1997, p.205-209
181. Marcus R.B., Haszko S.E., Murarka S.P., Irvin J.C. Scanning Electron Microscope Studies of Premature Breakdown Sites

- in GaAs IMPATT Testers. **J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology**, 1974, v.121, № 5, p.692-699.
182. Margoridondo G., Rove I.E., Christman S.B. Surface spectroscopy of Schottky barrier formation on Si(III) 7x7, **Phys. Rev. B, Solid State**, 1976, v.14, №12, P.5396-5403.
183. Margoridondo G., Christman S.B., Rove I.E. Chemisorption and Schottky barrier formation of Ga on Si(III) 7x7. **J. Vac. Sci. and Technol.** 1976, v.13, №1, p.329-332.
184. Maula Keiji. Mechanism of nonideality in nearly ideal Si Schottky barriers. **J. Vac. Sci. and Technol. B**, 2001, v.19, №1, p.268-274
185. McKinley A., Williams R.H., Parke A.W. An investigation of thin silver films on cleaved silicon surfaces. **J. Phys.**, 1979, v.C12, №12, p. 2447-2463.
186. Mead C.A. Metal-Semiconductor Surface Barriers. **Solid State Electron.**, 1966, v.9, №11, p.1023-1030
187. Mead C.A., Spidzer W.G. Fermilevel position at metal-semiconductor interfaces. **Phys. Rev.**, 1964, v.134, №3A, p.345-352
188. Mott N.F. Note on the Contact between a Metal and an Insulator or Semiconductor. **Proc. Camb. Philos. Soc.**, 1938, v.34, p.568-572
189. Musataka Hirose, Naseem Altaff, Tetsuya Arizumi. Contact properties of metal-silicon Schottky barriers. **Jap. J. Appl. Phys.**, 1970, v.9, №3, p.260-565
190. Myburg G., Malherbe J.B., Friedland E. Electrical characteristics of ion bombardet Ni-nSi Schottky contacts. **Appl. Surface Sci.**, 1989, v.43, №1, p.242-247
191. Newman N., Kendelewicz T.B., Thomson D., Pan S.H., Eglash S.J., Spicer W.E., Schottky barrier on atomically clean cleaved GaAs. **Solid-State Electron.**, 1985, v.28, №3, p.307-312
192. Ohdomari I., Kuan T.S., Tu K.N. Microstructure and Schottky barrier height of iridium silicides formed on silicon. **J. Appl. Phys.**, 1979, v.50, №11, p.7020-7029.
193. Ohdomari I., Tu K.N. Parallel silicide contacts. **J. Appl. Phys.**, 1980, v.51, №7, p.3735-3739.
194. Orumura T., Tu K.N. Analysis of parallel Schottky contacts by differential internal photoemission spectroscopy. **J. Appl. Phys.**, 1983, v.54, №2, p.922-927
195. Osvald J. Numerical study of electrical transport in inhomogeneous Schottky diodes. **J. Appl. Phys.**, 1999, v.85, №3, p.1935-1942
196. Paccagnella A., Collegari A., Laata E., Gasser M., Schottky diodes on hydrogen plasma treated nGaAs surface, **Appl. Phys. Lett.**, 1989, v.55, №3, p.259-261
197. Padavani F.A., Stratton R. Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers. **Solid State Electron.**, 1966, №9, p.695-701
198. Padovani F.A. **The Voltage-Current Characteristics of Metal-Semiconductor Contacts**, Semicond. Semimet. AP N-Y. 1971, v.7A, p.75-146.
199. Padovani F.A., Sumner G.G. Contact potential of M-S. **J. Appl. Phys.**, 1965, v.36, p.3744-3750
200. Palm H., Arbes M., Schulz M. Fluktuationen of the Au-Si(100) Schottky barrier height. **Phys. Rev. Lett.**, 1993, v.71, №14, pp.2224-2227.
201. Pickard G.W. **U.S. Patent**, 1906, №836531.
202. Pierce G.W. **Phys. Rev.**, 1907, №25, p.31.
203. Qu Xin-ping, Guo-ping, Xu Bei-lei, Li Bing-zong Characteristics of Schottky contact CoSi₂/nSi. **Chin. J. Semiconductor**, 2000, v.21, №5, p.473-479
204. Rhoderick E.H. Metal-semiconductor contacts. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 1970, v.3, p.1153-1161
205. Rhoderick E.H. Current transport in Au/low-doped GaAs Schottky diodes. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, 1972, v.5, p.1920-1925
206. Rhoderick E.H. Transport processes in Schottky diodes, Metal-Semiconductor Contacts. **Proc. Conf.**, Manchester, 1974, p.3-

- 19.
207. Rideout V.L. A review of the Theory, Technology and Applications of Metal-Semiconductor rectifiers. **Thin Solid Films**, 1978, v.48, p.261-291.
208. Ru Gu-ping, Qu Xin-ping, Zhu Shi-yang. Schottky contacts of ultrathin $\text{CoSi}_2/\text{nSi}(100)$ formed by solid phase eppitaxy. **Chin. J. Semiconductor**, 2000, v.21, №8, p.778-785
209. Russell G.J., Robertson M.J., Woods J. Electron Beam Induced Current Studies of MS and MIS Devaicis on CdS. **Phys. Stat.Sol.(a)**,1980, v57, №1, p.253-262.
210. Rusu A., Bulucea C. Enhanced breakdown voltage in planar metal-overlap laterally diffused Schottky diodes. **Appl. Phys. Letts.**, 1975, v.27 № 11, p.620-622.
211. Rusu A., Bulucea C., Dan P. The breakdown voltage of planar Schottky diodes. **Int. J. Electronics**, 1978, v.45, №5, 523-534.
212. Sa C.J., Meiners L.G., Schottky barrier height of Hg, Cd and Zn on n-type InP(100), **Appl. Phys.Lett.**, 1986, v.48, №26, p.1796-1798
213. Saltich J.L., Clark L.E. Use of a double diffused quard ring to obtain near ideal I-V characteristics in Schottcy barrier diodes. **Solid State Electr.**, 1970, v.13, №6, p.857-863.
214. Schaffler F., Abstreiter G., Formation of metal-semiconductor interfaces: from the submonolayer regime to the real Schottky barrier. **J.Vac. Sci. and Technol.**, 1985, v.B3, №4, p.1184-1189
215. Schneider M.B., Cho A.Y., Kollberg E., Zirath H.Characteristics of Schottky diodes with microcluster interface.. **Appl.Phys.Lett.**, 1983, v.43, №6, p.558-560
216. Schottky W. Halbleitertheorie der Sperschicht, Naturwissenschaften, 1938 v.26, p.843., **Z. Phys.**, 1939, v.113, № 5, p.367-414.
217. Schottky W., Stormer R.,Waibel F. **Z.Hochfrequenztechnik**, 1931, v.37, p.162-170
218. Sermiento Sere. Influencia de la geometria en el voltaje de

- ruptura de la union metal-semiconductor. **Ciencias tecnicas: Ing. Electr.autom. y comun.**, 1978, №2, p. 29-43.
219. Shin Yih-Cheng, Callegari A., Muracami M., Wilkie E.L., Hovel H.J., Parcs C.C., Childs K.D. Interfacial microstructure of tungsten silicide Schottky contacts to n-type GaAs. **J. Appl. Phys.**, 1988, v.64, №4, p.2113-2121
220. Shuojima Kenji, Suemitsu Tefsuya, Ogura Mitsumasa **Correletion between current-voltage characteristics and dislogations for n GaN Schottky contacts.** **Appl. Phys. Lett.**, 2001, v.78, №83, p.3636-3638
221. Sinha A.K., Poate J.M. Surface effects on metal-silicon. **Appl., Phys., Lett.**, 1973, v.23, №4, p.666-672
222. Smith B.L. The idel Schottky diodes. **Electron. Lett.**, 1968, v.4, p.332-335
223. Sullivan J.P., Tung R.T., Pinto M.R. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. **J. Appl.Phys.**, 1991, v.70, №12, pp.7403-7424.
224. Thanailakis A. **J. Phys. C: Solid State Phys.**, 1975, v.8, p.655-661
225. Thanailakis A., Rasul A. **J. Phys. C: Solid State Phys.**, 1976, v.9, p.337-342
226. Tove P.A., Hyder S.A., Susila G. Diode characteristics and edge effects of metal-semiconductor diodes. **Solid State Electron.**, 1973, v.16, №4, p.513-521
227. Toyama Naotake , Effective Richardson constand of sputtered Pt-Si Schottky contacts.,**J.Appl.Phys.**, 1988, v.64, №5, p.2515-2518
228. Toyama Naotake. Stress effect in Au-Si Schottky diode doped with Cu. **J. Appl. Phys.**, 1984, v.55, №12, p.4398-4403
229. Tu K.N., Contact for shallow junctions.**Thin Solid Films**, 1986, v.140, №1, p.71-78
230. Tu K.N.,Chu W.K., Mayer J.W. Structure and growth kinetics of Ni_2Si on silicon. **Thin Solid Films**, 1975, v25, №2, p.403-413.

231. Tung R.T. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. **Appl.Phys.Lett.**, 1991, v.58, №24, p.2821-2823.
232. Tung R.T., Ng K.K., Gibson J.M., Levi A.F., Schottky barrier heights of single-crystal NiSi₂ on Si(111). **J. Phys. Rev. B: Condens. Matter.**, 1986, v.33, №10, p.7077-7090
233. Tung R.T., Schottky barrier formation at single-crystal metal-semiconductor interfaces. **Phys.Rev.Lett.**, 1984, v.52, №6, p.461-464
234. Turner M.J., Rhoderick E.H. Metal-Silicon Schottky barriers. **Solid State Electron.**, 1968, v.11, №3, p.291-298
235. Vdovenkova T., Stricha V., Cardon F., Murhaeghe R.L., Vanalme G. A BEEM studies of the PtSi/Si(100) interface electronic structure. **J. Electron Spectrosc. and Relat. Phonem**, 1999, v.105, №1, p.15-19
236. Vitorro R.E., Mailhiet C., Shaw J.L., Brillson L.J., LaGrafte D., Margaritondo G., Pettit G.D., Interface states and Schottky barrier formation at metal/GaAs junctions/ **J.Vac.Sci. and Technol. A.**, 1989, v.7, №3, p.855-860
237. Wang Y.G., Ashok S., A study of Au/GaAs Schottky barriers with a cesiated interface. **Thin Solid Films**, 1989, v.173, №2, p.L149-L152
238. Weisenberger W.H., Christon A., Anand Y. High-resolution scanning Auger spectroscopy applied to analysis of x-band diode butnoud. **J. Vac.Sci. and Techn.**, 1975, v.12, №6, p.1365-1368
239. Whipple G.H., Thompson M.G., Kulgarni A.K. Effect of annealing on the electrical and structural properties of rf-sputtered TaSi₂ Schottky contacts to GaAs. **J. Appl.Phys.**, 1988, v.64, №5, p.2519-2522
240. Williams R.H., Forsyth N., Dharmardasa I.M., Sobiesiercki Z., Metal contacts to II-IV semiconductors: CdS and CdTe. **Appl. Surface Sci.**, 1989, v.41, №42, p.189-194
241. Willinson J.M., Wilcock J.D. Brinson M.E. Theory and experiment for silicon Schottky barrier diodes at high current density, Sol., State Electron., 1977, v.20, №1, p.45-50
242. Yean-Ik Choi Enhancement of Breakdown Voltages Schottky Diodes with a Tapered Window. **IEEE Trans. Electron Devices**, 1981, v.ED-28, №5, p.601-602.
243. Yu A.Y.C. Electron Tunneling and Contact Resistance of Metal-Silicon Contact Barriers. **Solid State Electron.**, 1970, v.13, №5, p.239-245
244. Yu A.Y.C., Mead C.A. Characteristics of Al-Si Schottky Barrier Diode. **Solid State Electron.**, 1970, v.13, p.97-104.
245. Yu A.Y.C., Snow E.H. Surface effects on metal-silicon contacts. **J. Appl. Phys.**, 1968, v.39, №7, p.3008-3016
246. Yu Kin Man, Cheung S.K., Sands T., Jaklevic J.M., Cheung N.W., Haller E.E. Schottky barrier degradation of the W-GaAs system after high-temperature annealing. **J.Appl Phys.**, 1986, v.60, №9, p.3235-3242
247. Zhang D.H., Metal contacts to n-type AlGaAs grown by molecular beam epitaxy. **Mater. Sci. and Eng. B**, 1999, v.60, №3, p.189-193
248. Zhu Shiyang, Detavernier C., Van Meirhaedre R.L., Qu Xin-Ping, Ru Cuo-Ping, Cardon F., Li Bing-Zong. A BEEM study Schottky barrier height distributions of ultrathin CoSi₂/nSi(100) formed by solid phase epitaxy. **Semiconductors, Sci., and Technol.**, 2000, v.15, №4, p.349-356
249. Zhu Shi-yang, Pu Guo-ping, Qu Xin-ping, Li Bing-xong. Schottky barrier characteristics of polycrystalline and epitaxial CoSi₂-nSi(111) contacts formed by solid state reaction. **Chin. J. Semicond.**, 2001, v.22, №6, p.689-694
250. Zhu Shiyang, van Meirhaeghe R.L., Detugernier C., Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on nSi(100) and (111). **Chin. J. Semiconductor**, 2000, v.21, №5, p.143-147
251. Zhu Shiyang, Qu Xin-Ping, Van Meirhaeghe R.L. Ballistic electron emission microscopy studies of the temperature dependence of Schottky barrier height distribution in CoSi₂ - nSi (100) diodes formed by solid phase reaction. **Solid-State Electron.** 2000, v.44, №12, p.2217-2223