

Министерство образования и науки РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Кафедра физической электроники

П.Е. Троян

**АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ И
НАНОЭЛЕКТРОНИКИ**

Учебное пособие

Томск, 2013

УДК 621.382

Рецензенты: С.В. Смирнов, доктор технических наук, профессор; Данилина Т.И., кандидат технических наук, профессор каф. ФЭ

Троян П.Е.

Актуальные проблемы современной электроники и наноэлектроники: Учебное пособие. - Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2013. - 224 с.

Учебное пособие предназначено для подготовки магистров по техническим направлениям подготовки специальностей.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
1. СОСТОЯНИЕ И ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ МИКРО- И НАНО- ЭЛЕКТРОНИКИ.....	8
1.1. Состояние рынка и разработок полупроводниковых приборов.....	8
1.2 Тенденции развития микро- и нанoeлектроники.....	15
2. НАНОЛИТОГРАФИЯ.....	19
2.1. Проекционная фотолитография.....	19
2.2. Иммерсионная литография КУФ диапазона.....	22
2.3. Литография ЭУФ диапазона.....	23
2.4. Электронно-лучевая литография.....	24
2.4.1. Основы электронно-лучевой литографии.....	24
2.4.2. Применение ЭЛЛ для изготовления структур нанoeлектроники.....	29
2.5. Наноимпринтиговая литография.....	30
3. ТРАВЛЕНИЕ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР.....	33
3.1. Классификация методов травления.....	33
3.2. Методы плазменного травления.....	37
4. ИОННОЕ И ИОННО-ПЛАЗМЕННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК В ТЕХНОЛОГИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ.....	44
4.1. Общая характеристика.....	44
4.2. Стимулированное плазмой осаждение тонких слоев диоксида кремния.....	44
5. ИОННОЕ ИМПЛАНТАЦИЯ В ТЕХНОЛОГИИ НАНОРАЗМЕР- НЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ.....	49
5.1. Технология ионного легирования.....	49
5.2. Взаимодействие ионов с твердым телом.....	50
5.3. Распределение внедренной примеси по глубине.....	52
5.4. Области применения ионного легирования.....	53
6. ИЗГОТОВЛЕНИЕ НАНОСТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ ФОКУСИРО- ВАННОГО ИОННОГО ПУЧКА (FIB – ТЕХНОЛОГИЯ).....	63
7. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОНИКИ.....	71
7.1. Карбид кремния.....	71
7.2. Нитрид галлия.....	73
7.3. Пористый кремний.....	76
7.4. Поликристаллический и аморфный кремний.....	78
7.5. Углеродные материалы.....	81
8. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ.....	87
8.1. Квантовое ограничение.....	87
8.2. Баллистическим транспорт носителей заряда.....	93
8.3. Туннелирование носителей заряда.....	97
8.4. Спиновые эффекты.....	101
8.5. Квантовые эффекты.....	104
8.5.1. 2D-электронный газ в магнитном поле.....	104

8.5.2. Целочисленный и дробный квантовый эффект Холла.....	105
8.5.3. Эффект Ааронова – Бома.....	107
8.5.4. Эффект Штарка.....	110
8.5.5. Туннельный эффект.....	111
8.5.6. Эффект Джозефсона.....	115
8.5.7. Кулоновская блокада.....	117
8.5.8. Сотуннелирование.....	124
9. ПРИБОРЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ.....	126
9.1. Приборы на резонансном туннелировании.....	126
9.1.1. Дiodы на резонансном туннелировании.....	126
9.1.2. Транзисторы на резонансном туннелировании.....	131
9.2. Приборы на одноэлектронном туннелировании.....	131
9.3. Транзисторы с высокой подвижностью.....	137
9.4. Крiоэлектроника.....	140
9.5. МЭМС и НЭМС.....	144
10. ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР ЗОН-ДАМИ	
СЗМ.....	150
10.1. Основные понятия.....	150
10.2. Основы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ).....	151
10.3. Сканирующая туннельная микроскопия.....	151
10.4. Технологическое применение СТМ.....	155
10.5. Основы работы АСМ.....	156
10.6. Локальное анодное окисление зондом АСМ.....	161
10.7. Локальная зарядка поверхности.....	164
10.8. СЗМ-наноитография.....	164
11. ВОПРОСЫ СМЕШАННЫХ ОБЛАСТЕЙ.....	166
11.1. Широкополосная электроника.....	166
11.1.1. Системы Си-Би радиосвязи.....	169
11.1.2. Системы персонального радиовызова.....	170
11.1.3. Транкинговые системы связи.....	171
11.1.4. Сотовые системы мобильной связи.....	172
11.1.5. Системы персональной спутниковой связи.....	173
11.2. Термоэлектрические преобразователи.....	174
11.2.1. Перспективы приложения термоэлектричества для охлаждения.....	177
11.2.2. Электрические генераторы.....	179
11.3. Детекторы ионизирующих излучений.....	180
11.3.1. Классификация и характеристики детекторов.....	180
11.3.2. Детекторы рентгеновского и гамма-излучения.....	188
11.3.3. Детекторы бета-излучения.....	190
11.3.4. Детекторы альфа-излучений.....	192
11.3.5. Датчики нейтронного излучения.....	193
11.4. Магнитная и сегнетоэлектрическая память.....	195
11.5. Терагерцовая щель.....	207
ЛИТЕРАТУРА.....	223

ВВЕДЕНИЕ

Дисциплина «Актуальные проблемы современной электроники и наноэлектроники» является базовой дисциплиной профессионального цикла федерального государственного стандарта третьего поколения (ФГОС-3) по направлению 210100 «Электроника и наноэлектроника» и ставит основной задачей изучение передовых достижений, основных направлений, тенденций, перспектив и проблем развития современной электроники и наноэлектроники с целью выработки навыков оценки новизны исследований и разработок, освоения новых методологических подходов к решению профессиональных задач в области электроники и наноэлектроники.

В результате изучения дисциплины «Актуальные проблемы современной электроники и наноэлектроники» студент должен:

знать: основные задачи, направления, тенденции и перспективы развития электроники и наноэлектроники, а также смежных областей науки и техники; передовой отечественный и зарубежный научный опыт и достижения в области электроники, микро- и наноэлектроники;

уметь: оценивать научную значимость и перспективы прикладного использования результатов исследований; предлагать новые области научных исследований и разработок, новые методологические подходы к решению задач в области электроники и наноэлектроники;

владеть: современной научной терминологией и основными теоретическими и экспериментальными подходами в передовых направлениях электроники, микро- и наноэлектроники.

Понятие электроники достаточно широко и многогранно и включает в себя вакуумную, плазменную, твердотельную, функциональную электронику, в т.ч. биоэлектронику, криоэлектронику, акустоэлектронику, магнитоэлектронику и т.д. Электроника в широком понятии оперирует сегодня устройствами, вырабатывающими огромные мощности. Например, импульсные СВЧ-генераторы достигли импульсной мощности до 10 ГВт при наносекундной длительности. В то же время электроника оперирует устройствами, потребление которых невелико и составляет мили- и микроватты. Таким образом, спектр проблем в электронике огромен и, наверное, было бы не совсем правильно пытаться охватить все проблемы электроники.

Нынешний этап развития электроники характеризуется применением в качестве основной элементной базы интегральных схем и его

можно назвать этапом микроэлектроники, переходящим в эпоху наноэлектроники. При этом технологические процессы микроэлектроники используются для создания элементов и устройств наноэлектроники.

Вполне логично ограничить круг проблем, рассматриваемых в данном пособии, в основном актуальными проблемами микро- и наноэлектроники. Смежные разделы электроники, оговоренные в аннотации к дисциплине (сверхширокополосная радиоэлектроника, термоэлектрические преобразователи энергии, детекторы ионизирующих излучений), рассматриваются кратко.

Учебное пособие состоит из шести разделов. В первом представлен анализ современного состояния в области микро- и наноэлектроники и предполагаемые пути развития. Второй раздел отображает актуальные технологические проблемы микро- и наноэлектроники, включая проблемы литографии, ионно-плазменных технологий, молекулярно-лучевой эпитаксии. Третий раздел посвящен проблемам использования широкозонных полупроводниковых соединений в гетероструктурной электронике, вопросам использования пористого кремния, а также углеродных кластеров в электронике. Четвертый раздел касается основ наноэлектроники и приборов наноэлектроники, проблем криоэлектроники. В пятом разделе отражены вопросы, связанные с использованием дифракционного анализа структур, а также применения зондовой микроскопии в нанотехнологиях. В шестом разделе представлена информация по проблемам смежных областей: сверхширокополосная радиоэлектроника, термоэлектрические преобразователи, ионизирующие излучения и их детектирование, магнитная и сегнетоэлектрическая память.

Поскольку дисциплину «Актуальные проблемы современной электроники и наноэлектроники» изучают как студенты, имеющие базовое образование по направлению 210100 «Электроника и наноэлектроника», так и не имеющие такового, то изложение материала построено по принципу «от простого к сложному».

Учебное пособие должно обеспечить формирование компетенций, заложенных в ФГОС-3 и рабочей программе по дисциплине.

В подготовке учебного пособия помощь автору оказали профессор кафедры Физической электроники ТУСУР Т.И. Данилина и аспирантка Е.В. Саврук.

1. СОСТОЯНИЕ И ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

1.1. Состояние рынка и разработок полупроводниковых приборов

Современное состояние зарубежного рынка электронной компонентной базы обуславливается рядом факторов экономического и технического (технологического) порядка. Во-первых, продолжается процесс дезинтеграции традиционной вертикально-интегрированной структуры полупроводниковой промышленности (микроэлектроники) в пользу модели взаимодействия «чистых» кремниевых заводов¹ с фирмами-разработчиками ИС² и интеллектуальной собственности (включая поставщиков сложных функциональных блоков – СФ-блоков – их также можно именовать дизайн-центрами). Главным становится не столько достижение технологических новаций, сколько экономическая эффективность производственного процесса. Во-вторых, в процессе масштабирования (пропорционального уменьшения топологических элементов) ИС рост издержек производства оказывается столь значительным, что производство ИС по топологиям менее 20–22 нм оказывается доступным крайне ограниченному числу изготовителей. При этом идет процесс формирования «экосистем», в рамках которых существенно расширяются возможности разработчиков, не имеющих собственной производственной базы. Гарантированный доступ к современным производственным мощностям становится фактором выживания и конкурентного успеха фирм-разработчиков. В-третьих, вложение значительных средств в НИОКР (на уровне 18–25 % объема продаж полупроводниковой фирмы) приводит к появлению новых перспективных приборов и архитектур. В-четвертых, практика массированного осуществления целенаправлен-

¹ *foundry* – кремниевый завод, производство ИС по спецификациям заказчика с представлением заказчику широкого спектра услуг использования инструментальных средств фирм-союзников из числа поставщиков САПР для проектирования собственных ИС с использованием базы библиотек стандартных элементов различных *fabless*- и *IDM*-фирм (по контрактам *foundry* с последними), платформ и сложнофункциональных блоков (на тех же уровнях). Кремниевые заводы могут заниматься разработкой новейших технологических процессов, но разработкой собственных конструкций ИС, как правило, не занимаются.

² *FABricatioLESS* – тип организации полупроводникового бизнеса, когда фирма занимается разработкой, проектированием и маркетингом ИС, изготовление которых осуществляется на мощностях кремниевых заводов или свободных мощностях традиционных фирм (*IDM*).

IDM – *Integrated Device Manufactures* – интегрированные изготовители приборов; традиционные полупроводниковые фирмы полного цикла – разработка, проектирование, производство и маркетинг ИС.

ных инвестиций в сферу высоких технологий по-прежнему может служить фактором вывода какой-либо страны на ведущие позиции.

Мировой рынок полупроводниковых приборов увеличился с 33\$ млрд. в 1987 г. до 300\$ млрд. в 2010-м, продемонстрировав девятикратный рост (рис. 1.1).



Рисунок 1.1 – Динамика мирового рынка полупроводниковых приборов 1987 – 2010 гг.

Ожидается, что в 2011 – 2013 гг. среднегодовой темп роста продукции полупроводниковых приборов составит 9%, что обусловлено ростом продаж компьютеров и мобильных телефонов.

Как видно из табл. 1.1, самым крупным поставщиком ИС стала Intel. Отрыв Intel от Samsung Electronics увеличился с 48% в 2011 г. до 68%. Компания Taiwan Semiconductor Manufacturing Co. (TSMC) осталась на третьем месте. Ее прибыль уменьшилась на 1% и составила 3,57 млрд. долл. Компания Globalfoundries впервые вошла в двадцатку лидеров и сразу заняла 19-е место. Она потеснила Elpida Memory, которая обанкротилась в I кв. 2012 г. Продажи Elpida упали на 34%.

Компании United Microelectronics Corp. (UMC) удалось сохранить 20-е место, хотя ее продажи по сравнению с аналогичным периодом прошлого года по данным IC Insights упали на 16%. Все четыре крупнейших поставщика микросхем памяти в I кв. показали снижение продаж по сравнению с I кв. прошлого года.

Суммарный объем продаж двадцатки уменьшился на 4% и составил 52,28 млрд. долл. Согласно прогнозу IC Insights, в 2012 г. рынок полупроводниковых устройств вырастет на 6% по сравнению с 2011

г. В 2013 г ожидается еще больший рост. Вошедшие в рейтинг компании отметили, что они ожидали более позитивных результатов.

Таблица 1.1 – Рейтинг ведущих поставщиков полупроводниковых приборов в 2011 г.

1Q12 Rank	2011 Rank	Company	Headquarters	2011 Tot Semi	1Q11 Tot Semi	1Q12 Tot Semi	1Q12/1Q11 % Change
1	1	Intel	U.S.	49,697	11,819	11,874	0%
2	2	Samsung	South Korea	33,483	8,215	7,067	-14%
3	3	TSMC*	Taiwan	14,600	3,600	3,568	-1%
4	5	Toshiba	Japan	12,745	3,435	3,232	-6%
5	7	Qualcomm**	U.S.	9,828	1,962	3,059	56%
6	4	TI	U.S.	12,900	3,167	2,934	-7%
7	6	Renesas	Japan	10,653	2,897	2,344	-19%
8	10	Micron	U.S.	8,571	2,218	2,120	-4%
9	9	SK Hynix	South Korea	9,403	2,499	2,115	-15%
10	8	ST	Europe	9,631	2,523	1,997	-21%
11	11	Broadcom**	U.S.	7,160	1,752	1,770	1%
12	12	AMD**	U.S.	6,568	1,613	1,585	-2%
13	13	Sony	Japan	6,093	1,520	1,514	0%
14	14	Infineon	Europe	5,599	1,362	1,297	-5%
15	15	Fujitsu	Japan	4,430	1,148	1,216	6%
16	17	NXP	Europe	4,147	1,071	1,071	0%
17	18	Nvidia**	U.S.	3,939	936	935	0%
18	16	Freescale	U.S.	4,391	1,155	912	-21%
19	21	GlobalFoundries*	U.S.	3,480	845	840	-1%
20	20	UMC*	Taiwan	3,760	995	834	-16%
Top 10 Total				171,511	42,335	40,310	-5%
Top 20 Total				221,078	54,732	52,284	-4%

* Foundry

** Fabless

Аналитики IC Insights полагают, что большинство компаний, вошедших в рейтинг, достигли дна. Если восстановление мировой экономики продолжится и рецессия не повторится, остаток года для полупроводниковой отрасли будет более чем позитивным.

Продажи планшетников и смартфонов растут, поэтому в 2012 г. можно ожидать продолжение положительной динамики. В 2009-2010 гг. рост был очень стремительным – на 40,5%. Впоследствии он замедлился, отчасти благодаря уменьшению выпуска ПК и общему ослаблению рынка. Чтобы выстоять и не потерять позиции на рынке, компании объединяются и вступают в различные формы сотрудничества (табл. 1.2).

Пятерка лидеров среди микроэлектронных фабрик занимает почти 80% рынка. Из них 48,8% приходится на TSMC. В этом списке Samsung занимает 9-ю строчку, ее прибыль – 470 млн. долл. Если

учитывать прибыль, полученную от подразделения Apple по производству подложек, которое было приобретено Samsung в 2011 г., компания заняла бы 4-е место. По областям применения наиболее важными секторами являются связь (42,7% подложек), потребительская электроника (20,9%) и обработка данных (20,3%). На компании, не имеющие собственных заводов, приходится 77,8% от количества заказов, 20,2% – на производство ИС, остальные 3% – на системных интеграторов. На американские компании приходится 62,8% прибыли от производства, на Азию и Тихоокеанский регион 22,2%, на Европу – 10% и Японию 4,9%.

Таблица 1.2 – Десятка лидеров по производству кремниевых пластин

2011 Rank	2010 Rank	Company	2010 Sales	2010 Market Share (%)	2011 Sales	2011 Market Share (%)	Year-Over-Year Change (%)
1	1	TSMC	13,332	47,1	14,533	48,8	9,0
2	2	UMC	3,824	13,5	3,604	12,1	-5,8
3	3	GlobalFoundries	3,520	12,4	3,580	12,0	1,7
4	4	SMIC	1,554	5,5	1,319	4,4	-15,1
5	6	TowerJazz	509	1,8	613	2,1	20,4
6	8	IBM Microelectronics	500	1,8	545	1,8	9,0
7	7	Vanguard International	505	1,8	516	1,7	2,2
8	5	Dongbu HiTek	512	1,8	483	1,6	-5,7
9	10	Samsung	390	1,4	470	1,6	20,5
10	19	Powerchip Technology	149	0,5	431	1,4	189,3
		Top 10 for 2011	27,795	87,6	26,094	87,7	5,2
		Others	3,510	12,4	3,660	12,3	4,3
		Total Market	28,305	100,0	29,754	100,0	5,1

По оценке другого аналитического агентства, The Information Network, рынок полупроводниковых материалов вырос на 7% за 2011 г. Это лучший результат за всю историю наблюдений SEMI, причем уже второй год подряд.

Продажи полупроводниковых материалов выросли до 47,86 млрд. долл. США за 2011 г. В 2010 г. объем рынка оценивался в 44,85 млрд., в 2007 г. – 42,67 млрд.

Региональные показатели за последние 7 лет имеют четкую тенденцию к уменьшению доли Америки, Европы и Японии за счет быстрого увеличения доли Китая, «захватившего» в 2009 г. более 1/3 мирового рынка полупроводниковых приборов (рис. 1.2).

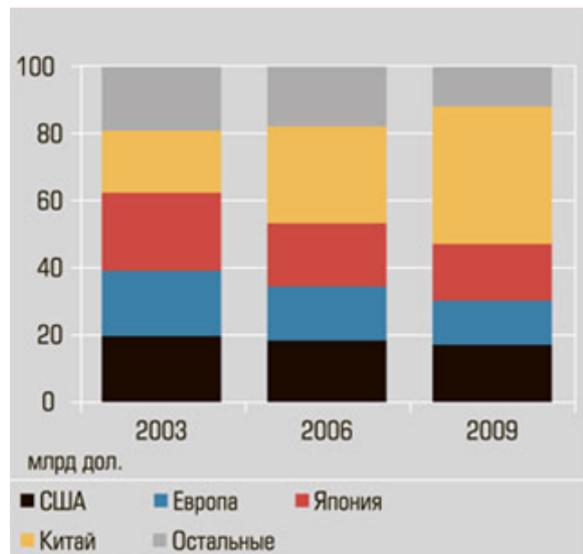


Рисунок 1.2 – Мировой рынок полупроводниковых приборов по регионам 2003 – 2009 гг.

Бурный рост микроэлектроники в Юго-Восточной Азии, начавшийся в начале 90-х годов со сборочного производства бытовой техники и ИЭТ, сменился строительством и повышением производительности кремниевых фабрик.

За восемь лет (с 2000 по 2008 гг.) эквивалентность в пересчете на 200 мм пластин в месяц выросла в Китае на 1105%, Южной Корее – на 369%, Тайване – на 268%. Основную долю в производительность кремниевых фабрик составляют пластины 8" и 12" с проектными нормами менее 80 нм (рис. 1.3).

В своей статье Ж. Алферов отмечает, что в отличие от технологии кремниевых СБИС, доминирующей в системах обработки информации, наногетероструктурная электроника становится доминирующей в системах передачи информации. Эта новейшая наукоемкая технология определяет стремительный прогресс современных средств связи, а также современных электронных средств вооружений (бортовых и наземных радиолокаторов, средств радиоэлектронной борьбы и т.д.). Она базируется на высокопрецизионных наногетероструктурах и обеспечивает наивысшие скорости пролета электронов в приборах и минимальные диссипативные потери, позволяет управлять шириной запрещенных зон в наногетероструктурах.

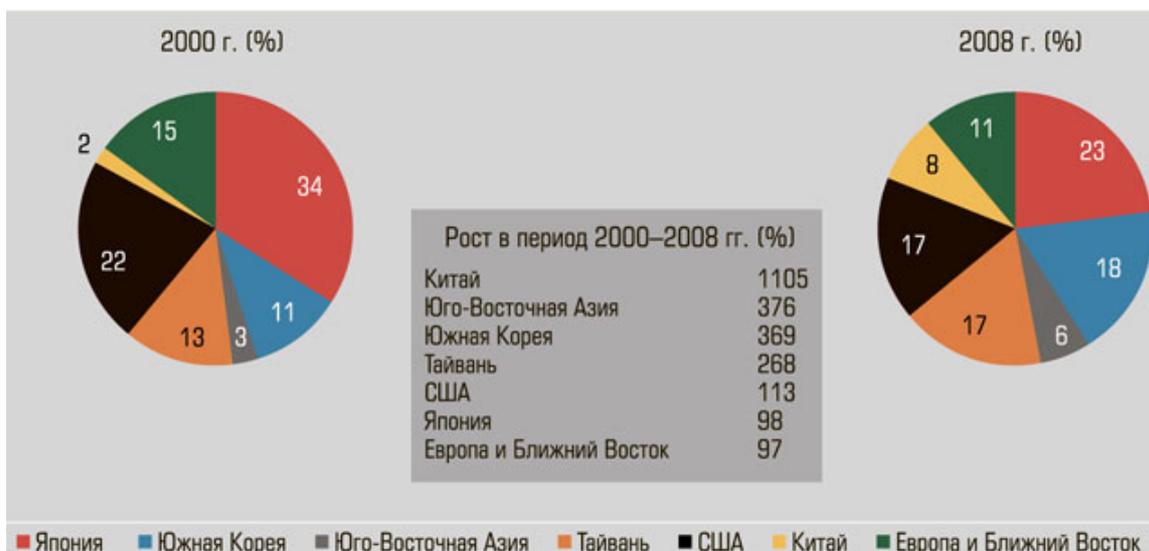


Рисунок 1.3 – Тенденции производительности кремниевых фабрик по регионам в пересчете на количество 200 мм пластин в месяц

Именно наногетероструктурная технология позволяет создавать самые высокоскоростные и высокочастотные твердотельные приборы, с рекордным усилением, с минимальными шумами (для приемных устройств) и максимальной выходной мощностью и КПД (для передающих устройств). Ширина затвора у современных гетероструктурных транзисторов достигает 20–30 нм, т.е. меньше дебройлевской длины волны электрона, что позволяет называть такие приборы первыми продуктами промышленной наноэлектроники, а наногетероструктурную электронику – фактически первой приборной электронной нанотехнологией. Созданный в последние десятилетия научный и технологический задел по физике и технологии наногетероструктур и по технологии изготовления приборов на их основе придал мощный импульс стремительному промышленному освоению этой новейшей технологии. Объем мировых продаж только самих гетероструктурных транзисторов и монокристаллических ИС (МИС) уже приблизился к 7–8 млрд. долл. в год, ежегодно увеличиваясь более чем на 30%.

Наиболее массовой областью применения технологии наногетероструктур является сотовая связь. Она занимает около 57% «гетероструктурного» рынка – гетеротранзисторы содержит почти каждый сотовый телефон. Около 23% рынка занимает быстро прогрессирующая высокоскоростная волоконно-оптическая связь, потребляющая гетероструктурные МИС на частоты до 60 ГГц и выше. Ведутся разработки приборов на частоты свыше 100 ГГц.

Около 12% рынка принадлежит так называемой потребительской электронике, связанной с цифровым ТВ (частоты от 12 до 30–40 ГГц). Кроме того, быстро растет рынок гетероструктурных МИС на частоты 70–77 ГГц для автомобильных радаров (системы предотвращения столкновений), а также рынок СВЧ МИС для спутниковой связи на частоты до 60 ГГц. Перспективно применение гетероструктурной СВЧ-электроники и в беспроводных системах широкополосного доступа в диапазоне 40–60 ГГц и выше (например, системы стандарта IEEE 802.16).

Военная электроника занимает 3–4% рынка гетероструктур. В основном, это бортовые и наземные радиолокаторы на активных фазированных антенных решетках X-диапазона (около 10 ГГц).

Жизнь показывает, что там, где требуются рабочие частоты выше 4–5 ГГц, наногетероструктурная технология быстро вытесняет кремниевую и классическую GaAs MESFET-технологии³, завоевывая все большую долю мирового телекоммуникационного и радиолокационного рынков.

В России современной промышленной гетероструктурной технологии пока нет – ни в части массового производства наногетероструктур, ни производства гетеротранзисторов, и тем более – микросхем. Сквозного, унифицированного и лицензированного СВЧ САПР также нет. Коммерческий рынок в стране не сформирован, доминирует оборонный госзаказ. Т.е. ситуация близка к тому, что было за рубежом в 80-х годах. Текущее финансирование полностью расходуется на НИОКР, необходимого обновления технологической базы не происходит уже более 15 лет.

В последние годы ситуация начинает меняться к лучшему. В ФГУП «Исток» на выделенные Правительством инвестиции создается современная промышленная технологическая линия по производству СВЧ-микросхем с проектными нормами до 0,1 мкм и с объемом выпуска до 1 млн. шт. в год. Ввод ее в эксплуатацию планируется в ближайшие 2–3 года. Отечественный рынок для гетероструктурной электроники относительно небольшой – потребность около 200 тыс. приборов в год. В основном это гетероструктурные СВЧ-приборы для приемо-передающих модулей АФАР X- и К-диапазонов. Наиболее крупные их потребители – ОАО ОКБ «Сухой», корпорация «Фазотрон» и концерн ПВО «Алмаз-Антей». Гражданский сегмент рынка для отечественной СВЧ-гетероэлектроники пока отсутствует.

³ MESFET – metalized semiconductor field-effect transistor – полевой транзистор с затвором Шоттки.

В то же время в РАН (Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Институт СВЧ-полупроводниковой электроники, Институт физики полупроводников СО РАН и др.) работы в области наногетероструктурной электроники не прекращались даже в самые тяжелые времена. Российскими учеными создан достаточно мощный научный и технологический задел по всем ее направлениям: от физики и технологии самых современных гетероструктур до исследований в области моделирования и проектирования приборов и технологии изготовления наногетероструктурных СВЧ МИС с размерами элемента до 0,2 мкм. Что особенно важно, имеются высококвалифицированные кадры ученых, известные научные школы, способные в кооперации со специалистами промышленности в кратчайшие сроки (3–5 лет) решить задачу создания в России промышленной наногетероструктурной электроники мирового уровня.

По мнению Ж. Алферова перспективными направлениями в области гетероструктурной электроники являются: солнечные элементы на гетероструктурах; сверхъяркие светодиоды; фотоприемные приборы и устройства; полупроводниковые инжекционные лазеры.

1.2 Тенденции развития микро- и нанoeлектроники

Знаменитый закон Г. Мура гласит, что число транзисторов на кристалле будет удваиваться приблизительно каждые 2 года. Эта тенденция прослеживается от времен первых микросхем и технологического уровня в 25 мкм до сегодняшних дней и современных производств по технологиям 22 нм (рис. 1.4). Все начиналось с десятков компонентов в чипе, а сейчас это количество может составлять миллиард. В связи со стремительным развитием микросхемотехники улучшаются такие показатели интегральных микросхем, как скорость переключения, плотность интеграции, возможность реализации систем на кристалле.

Однако процессы повышения степени интеграции ИС всегда сопровождаются:

- ростом цен на производство по новейшим кремниевым технологиям;
- усложнением уровня схемотехники и системотехники из-за возникающих новых эффектов в материалах, не проявляющихся на других уровнях проектирования;
- высокими ценами на современные САД-системы;
- сложностью установки, настройки и использования САД-систем.

Тенденции ценообразования в производстве ИС – это продолжение закона Мура.

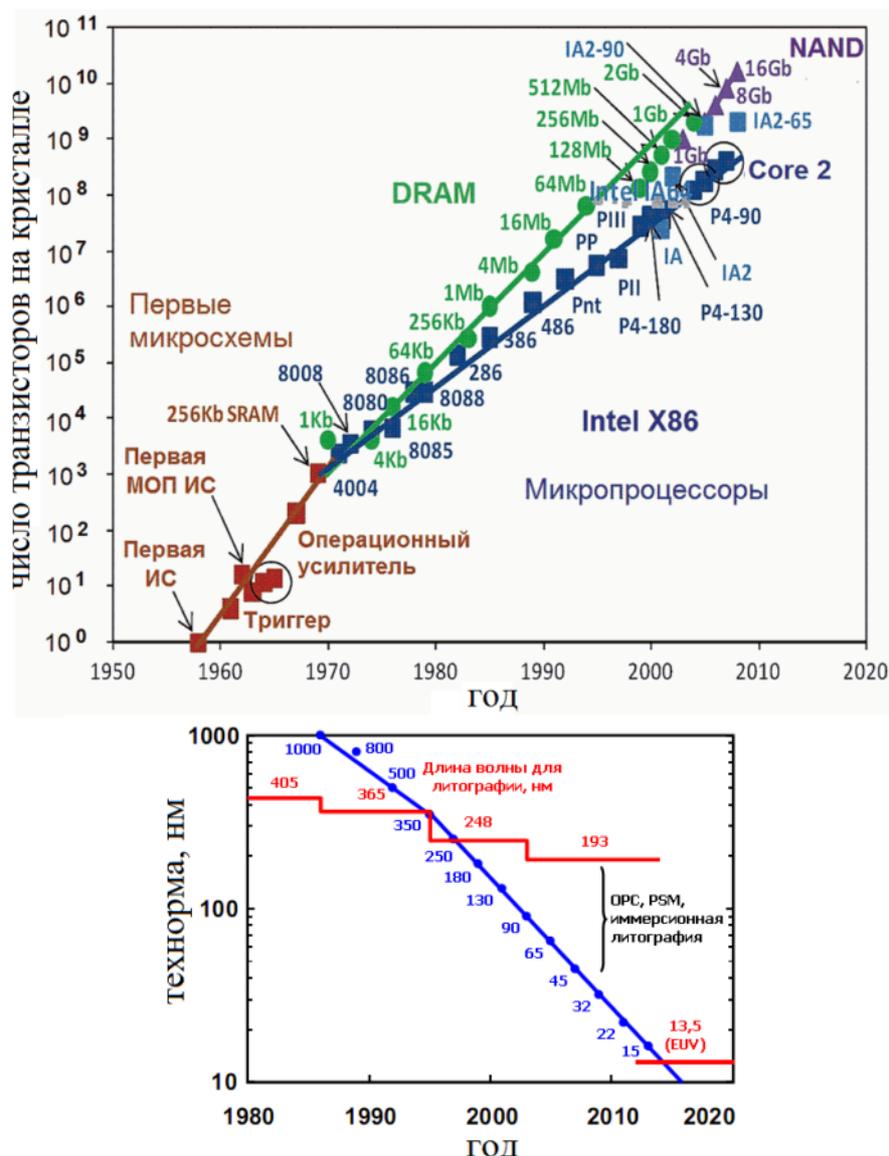


Рисунок 1.4 – Закон Гордона Мура и технорма для ЦП Intel

Около 50 млрд. долл. требуется сегодня для открытия полного производственного цикла по последней КМОП-технологии. Поэтому в мире всего несколько подобных производств. По оценкам экспертов, развитие идет к тому, что в мире останется только две компании – Intel и Samsung, которые будут инвестировать средства в дальнейшее уменьшение топологического размера (рис. 1.5). Это самый дорогой путь, который могут позволить себе только гиганты индустрии.

В настоящий момент технологический физический предел для КМОП-технологии практически достигнут.

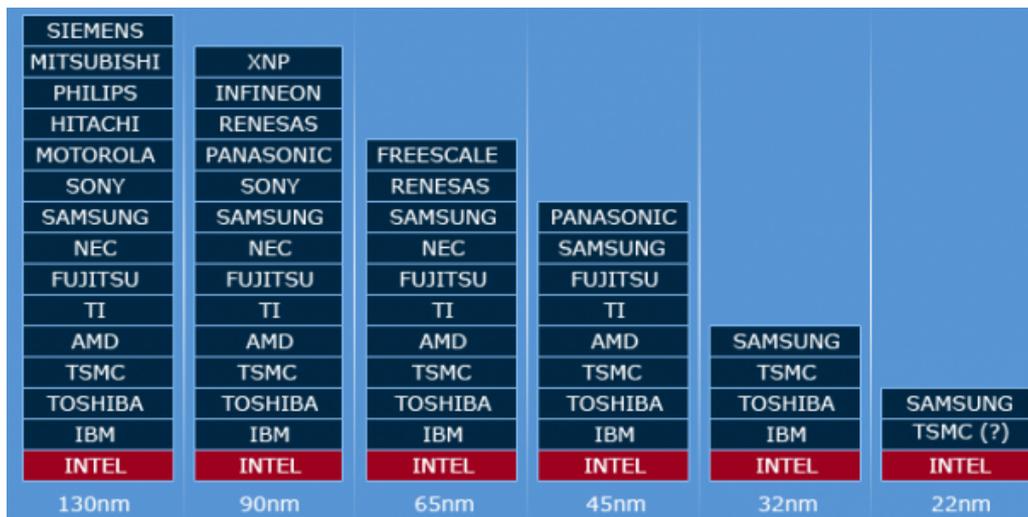


Рисунок 1.5 – Сокращение числа изготовителей при освоении новых топологических норм

Как следствие, появились 3 альтернативных пути развития исследований и разработок полупроводниковых устройств, они представлены в табл. 1.3.

Таблица 1.3 – Пути развития исследований и разработок полупроводниковых устройств

Оригинальное название	Название в переводе	Сущность, тенденции
More Moore	«Больше Мура»	Продолжение развития современных КМОП-технологий до физических и технологических пределов проектирования в соответствии с законом Мура
More than Moore	«Больше, чем Мур»	Комбинация в одном чипе не только КМОП-компонентов, но и нестандартных функций, например, микроэлектромеханические системы (МЭМС), нанoeлектромеханические системы (НЭМС), сенсорные системы, системы на кристалле
Beyond CMOS	«За пределами КМОП»	Использование нанотехнологий, новых материалов

«Больше Мура» (More Moore): на этом пути существуют следующие особенности: очень сложные техпроцессы; новые материалы: low-k и high-k диэлектрики; новые архитектуры компонентов; новые методы в схемотехнике (борьба с разбросами характеристик и статическими утечками); новые архитектуры на системном уровне

(надежность, избыточность); очень высокие цены на разработку и прототипирование.

«Больше, чем Мур» (More than Moore) – это новая область микро- и нанoeлектроники, которая реализуется за пределами традиционных полупроводниковых технологий и приложений, это создание и интеграция различных нецифровых функциональных компонентов в полупроводниковые изделия.

«Больше, чем Мур», мотивируемый новыми технологическими возможностями и неограниченным потенциалом практических приложений, сосредотачивается на создании большого количества микро- и нанoeлектронных систем. «More than Moore» устройства представляют собой комплекс систем на кристалле со следующими вариантами интегрированных элементов: КМОП-логика; встроенная оперативная память; аналоговые интерфейсы; энергонезависимая память; МЭМС, НЭМС, сенсоры.

«За пределами КМОП» (Beyond CMOS): в соответствии с Международным технологическим планом развития полупроводниковых приборов (International Technology Roadmap for Semiconductors) микросхемы с минимальным размером элемента около 20 нм планировалось производить к 2010 г. Сейчас мировые гиганты полупроводниковой промышленности ведут разговоры о 22 нм технологическом процессе. Когда интегральные технологии выйдут за границы таких топологических размеров, новые устройства и вычислительные разработки потребуют замены и дополнения стандартных КМОП-устройств микросхемами сверхвысокой степени интеграции. Новые развивающиеся технологии переориентируют электронную промышленность от транзисторов на основе кремниевых нанопроводов к устройствам из наноразмерных молекул.

В связи с этим одним из перспективных направлений развития микроэлектроники являются нанотехнологии, которые требуют особого технологического оборудования, специальной инфраструктуры, а значит, больших затрат. Тенденция «Больше Мура» экономически не оправдана для широкого распространения в мире, поэтому по такому пути идут лишь корпорации-гиганты, которые могут позволить себе большие объемы вложений капитала в новые производства. Приоритетным сегодня считается направление «Больше, чем Мур», которое позволяет на существующей технологической базе разрабатывать новые системы и устройства, отвечающие последним запросам рынка микроэлектроники.

2. НАНОЛИТОГРАФИЯ

2.1. Проекционная фотолитография

Вплоть до начала 2000-х годов прогресс в микроэлектронной промышленности практически полностью определялся темпами развития литографии. В настоящее время при переходе от одной топологической нормы к другой ее роль хоть и слегка уменьшилась, но, тем не менее, по-прежнему остается определяющей. Согласно прогнозам специалистов ведущих фирм-производителей литографического оборудования, вплоть до достижения топологической нормы 45 нм, основным процессом формирования резистивных масок останется проекционная фотолитография.

Основной параметр, характеризующий совершенство и качество фотолитографии (ФЛ), – это воспроизводимое и стабильно получаемое разрешение, или минимальный размер элемента, b_{\min} . При этом топологическая норма определяется как полуширина линии и пространства между линиями в регулярных плотно упакованных полосчатых структурах. Естественно, что разрешение для изолированных элементов (элементы топологического рисунка, расстояние между которыми в несколько раз превышает их характерный размер, например затворы транзисторов) может быть в 1,4–1,8 раз меньше топологической нормы.

Проекционная фотолитография заключается в проектировании изображения фотошаблона (ФС) на подложку, покрытую фоторезистом (ФР), с помощью проекционного объектива (рис. 2.1).

Качество проекционного объектива характеризует такой параметр, как числовая апертура

$$NA = n \cdot \sin \alpha, \quad (2.1)$$

где n – коэффициент преломления среды в пространстве изображения (для воздуха $n \approx 1$); α – половина максимального угла расходимости лучей, проходящих в точку изображения на оптической оси проекционной системы.

Разрешающая способность (минимальный передаваемый размер элемента) определяется длиной волны излучения и числовой апертурой проекционного объектива

$$b_{\min} = k_1 \cdot \lambda / (NA), \quad (2.2)$$

где k_1 – технологический фактор.

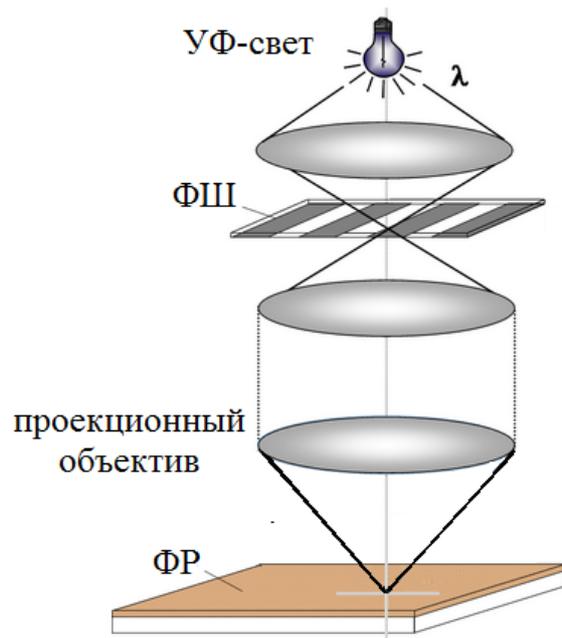


Рисунок 2.1 – Перенос изображения в проекционной ФЛ

Числовой коэффициент k_1 зависит от параметров оптической системы, а также от свойств ФР, режимов его обработки и др. Желательно, чтобы k_1 был по возможности меньшим.

Для получения максимальной разрешающей способности b_{\min} необходимо уменьшать длину волны экспонирующего излучения λ , уменьшать параметр k_1 , а также увеличивать числовую апертуру NA . Все эти три возможности активно используются для развития метода проекционной литографии.

В первых установках оптической литографии использовались источники немонахроматического излучения на основе ртутных дуговых ламп $\lambda = 436$ (g-линия), 405 нм (h-линия), 365 нм (i-линия), ≈ 250 нм (глубокий УФ). Затем были разработаны источники когерентного монохроматического излучения: KrF лазер ($\lambda = 248$ нм, КУФ, $b_{\min} = 350\text{--}130$ нм), ArF лазер ($\lambda = 193$ нм, КУФ, $b_{\min} = 90\text{--}45$ нм (возможно вплоть до 32 нм)), F₂ лазер ($\lambda = 157$ нм, вакуумный УФ). В настоящее время заканчивается разработка и внедрение импульсных источников лазерной плазмы с длиной волны $\lambda \approx 13$ нм (экстремальный УФ (ЭУФ)). Дальнейшая эволюция источников электромагнитного излучения для оптической литографии может пойти по пути использования рентгеновского синхротронного излучения с $\lambda \approx 1$ нм и менее.

Другой способ улучшения разрешающей способности фотолитографии, согласно выражению 2.2, связан с уменьшением параметра k_1 . Величина k_1 изменилась с 0,8 в 1980 г. до 0,4–0,35 в настоящее

время. В ближайшие годы ожидается дальнейшее уменьшение k_1 вплоть до 0,3–0,25.

Еще одна возможность уменьшения минимального размера элемента, согласно выражению 2.2, может быть связана с ростом величины NA . Из того, что числовая апертура определяется как

$$NA = r_0 / D, \quad (2.3)$$

где r_0 – радиус линз, D – расстояние от пластины до линзы.

Отсюда следует, что рост NA может быть обеспечен увеличением диаметра линз проекционной системы. Развитие техники в этом направлении привело к тому, что величина NA выросла от 0,5 в 1990 г. до 0,8 в 2004 г. и до 0,93 сегодня. Предполагается дальнейший рост NA вплоть до величины близкой к единице. Однако на пути совершенствования линз встречаются большие трудности. Так, например, длина, диаметр и вес системы проекционных линз, уменьшающих рисунок шаблона, сегодня составляют около 1 м, 0,5 м и 1000 кг, соответственно. Понятно, что изготовление таких больших линз сопряжено с определенными трудностями. Кроме того, темп роста стоимости линз существенно обгоняет темп уменьшения величины b_{\min} , так как стоимость растет пропорционально NA^3 (объему линзы), а b_{\min} уменьшается пропорционально $1/NA$.

Согласно формуле 2.1 другая возможность для увеличения NA связана с ростом показателя преломления среды, находящейся между последней линзой и полупроводниковой структурой. Данное направление является весьма перспективным в связи с достаточной простотой его реализации и ощутимым эффектом от его использования. Это направление развития называется иммерсионной литографией.

Кроме разрешающей способности, другим важным параметром фотолитографии является глубина фокуса Δf , т.е. вертикальный размер области вблизи фокальной плоскости выходной проекционной линзы, в которой уменьшенное изображение топологического рисунка фотошаблона еще имеет достаточную четкость для реализации процесса литографии. Глубина фокуса определяется из выражения

$$\Delta f = k_2 \lambda / 2 NA^2, \quad (2.4)$$

где k_2 – экспериментально определяемый коэффициент пропорциональности, примерно равный 0,5.

Анализ связи между глубиной фокуса и разрешением показывает, что чем выше разрешение, тем меньше глубина фокуса и тем более жесткие требования предъявляются к точности системы экспонирования, а также к планарности и рельефу поверхности пластины. По-

этому с точки зрения получения приемлемой глубины фокуса, выгоднее уменьшать длину волны экспонирующего излучения, чем увеличивать числовую апертуру.

2.2. Иммерсионная литография КУФ диапазона

Предел разрешения оптической литографии с использованием эксимерного ArF лазера с длиной волны 193 нм при близких к предельным величинам NA и k_1 (0,93 и 0,25, соответственно) согласно формуле (2.1) составляет 52 нм. Эта величина достаточна для реализации ИС с топологической нормой 65 нм. При этом возможность создания ИС с нормой 45 нм находится под сомнением, а для реализации топологической нормы 32 нм необходимо использовать другие технические решения.

Одним из таких решений является иммерсионная литография. Иммерсионная литография позволяет улучшить разрешающую способность за счет замены воздуха (показатель преломления $n = 1$) в зазоре между крайней проекционной линзой и полупроводниковой пластиной на жидкую среду с $n > 1$. При этом величина b_{\min} , согласно выражениям 2.1–2.2 уменьшится пропорционально росту значения n . Так, например, при использовании в качестве иммерсионной жидкости деионизованной воды с $n = 1,43662$ ($\lambda = 193$ нм и температура 21,5 °С), предельное значение b_{\min} уменьшится на 44 % и составит 36 нм.

На рис. 2.2 приведено схематическое изображение зазора между последней проекционной линзой и полупроводниковой структурой, заполненного иммерсионной жидкостью. Обычно пластина полностью не покрывается слоем жидкости.

Жидкость в виде непрерывного потока подается и отбирается из той области, которая в настоящий момент экспонируется. Затем пластина перемещается и экспонируется следующая область. Так как скорость сканирования обычно равна 500 мм с⁻¹, то длительность контакта иммерсионной жидкости с резистом невелика, что минимизирует вероятность их химического взаимодействия.

В ближайшей перспективе в качестве иммерсионной жидкости предполагается использовать деионизованную воду. Это связано с высокой прозрачностью воды (поглощение света с $\lambda = 193$ нм на пути равном 6 мм не превышает 5 %), неплохой химической совместимостью воды с ФР, полупроводниковой структурой и с материалом

линз. Кроме того, ультрачистая деионизованная вода всегда имеется в больших количествах на любом полупроводниковом производстве.

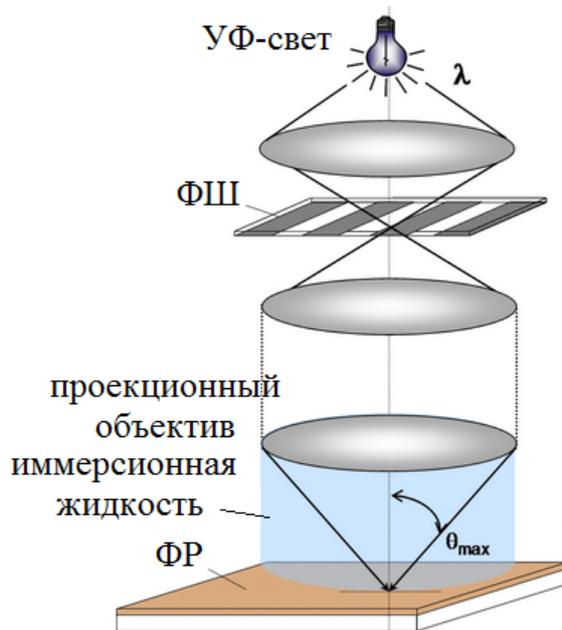


Рисунок 2.2 – Схематическое изображение зазора между последней проекционной линзой и полупроводниковой структурой, заполненного потоком иммерсионной жидкости; величина зазора около 1 мм

Дальнейшее уменьшение b_{\min} возможно при использовании других иммерсионных жидкостей (например, органических) с более высоким показателем преломления (вплоть до $n = 1,9$). Сложности на этом пути связаны с тем, что такая жидкость не должна менять своих свойств под действием ультрафиолетового излучения, быть для него прозрачной, хорошо совместимой с резистом и с линзами, а также иметь низкую стоимость.

2.3. Литография ЭУФ диапазона

Как уже говорилось выше, вероятность использования оптической литографии для реализации ИС с топологической нормой менее 45 нм и иммерсионной литографии для ИС с топологической нормой менее 32 нм весьма не высока. Следующее поколение методов литографии, которое может прийти на смену традиционной фотолитографии, включает в себя литографию ЭУФ диапазона, импринтинг, а также электронно-лучевую, рентгеновскую и ионно-лучевую литографии.

Длина волны излучения, используемого в экстремальной литографии, примерно равна 13 нм. Электромагнитное излучение данной длины волны сильно поглощается не только всеми известными твердыми средами, но и газом (воздухом). Поэтому распространение излучения возможно только в вакууме, а для формирования изображения можно использовать только отражательную оптику.

Оптика установок литографии ЭУФ диапазона выполнена на основе зеркал, состоящих из большого числа тонких слоев Mo и Si. Чередующиеся слои материалов с большой и малой удельной плотностью позволяют повысить коэффициент отражения зеркал до $\approx 70\%$. Аналогичным образом изготавливаются и отражательные шаблоны, при этом на их поверхности наносится топологический рисунок из поглощающего излучение материала.

2.4. Электронно-лучевая литография

2.4.1. Основы электронно-лучевой литографии

В основе электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) лежит избирательное экспонирование чувствительного маскирующего покрытия (электронорезиста) потоком электронов. При достаточной энергии электронов они способны разрывать межатомные связи электронорезиста и создавать тем самым условия для перестройки структуры.

Длина волны движущегося электрона λ зависит от его энергии

$$\lambda = h / \sqrt{2 \cdot m \cdot e \cdot U_0}, \quad (2.5)$$

где h – постоянная Планка; m , e – масса и заряд электрона; U_0 – ускоряющее напряжение.

Например, при ускоряющем напряжении 15 кВ длина волны составляет 0,01 нм, т.е. более чем на четыре порядка меньше длины волн УФ-излучения. Поэтому явлениями дифракции в электронолитографии можно пренебречь.

Применение ЭЛЛ позволяет решить технические (например, повышение разрешающей способности) и экономические (рост выхода годных структур, снижение затрат на изготовление шаблонов) проблемы, сдерживающие прогресс в микроэлектронике. Такие возможности ЭЛЛ обусловлены тем, что она принципиально отличается от фотолитографии – свободна от дифракции и других ограничений, которые действуют в случае использования оптических методов. Опре-

деленные фундаментальные ограничения существуют и для ЭЛЛ, но пределы разрешающей способности этого метода таковы, что можно на порядок уменьшить минимальную ширину линий.

Применение ЭЛЛ для изготовления микронэлектронных приборов сводится к созданию маскирующего рельефа резиста на подложке – кремниевой пластине или заготовке шаблона. Этот процесс схематически показан на рис. 2.3.

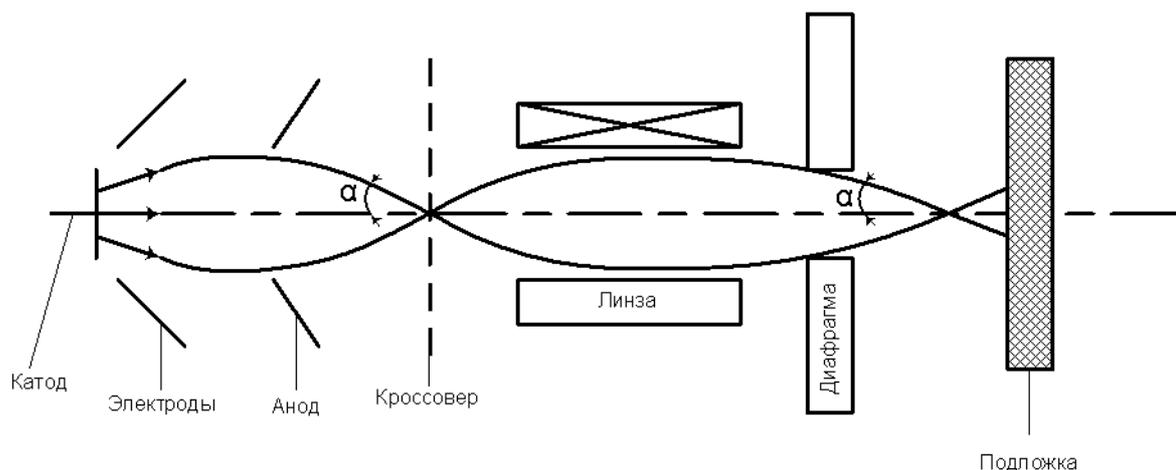


Рисунок 2.3 – Электронно-оптическая схема ЭЛЛ

В основе метода лежит использование острогофокусированного электронного луча, движением которого по поверхности подложки, включением и выключением управляет процессор. Под действием электронного луча происходит экспонирование резиста. Сформированный из резиста рельеф или топологический рисунок и является пригодной для технологических процессов маской.

Типичный метод экспонирования предусматривает несколько проходов (2–5) острогофокусированным электронным лучом, экспонирующим линию шириной 0,5–1 мкм (см. рис. 2.3). Время перемещения луча от одного элемента разложения до другого составляет 4 мкс. Время обратного хода луча также составляет 4 мкс. Размер элемента разложения соответствует размеру электронного луча, т.е. его диаметру или поперечному сечению. Тогда для экспонирования линии длиной l и шириной b потребуется время t , равное

$$t = n \cdot t_{\text{опт}} + \sum t_{\text{л}},$$

где n – полное число приходящихся на данный участок ($l \cdot b$) элементов разложения; $t_{\text{опт}}$ – оптимальное время экспонирования элемента разложения; $\sum t_{\text{л}}$ – время перемещения луча.

Полное время обработки пластины будет складываться из времени обработки всех линий, имеющих на кристалле, и количества кристаллов, которые формируются одновременно на подложке. При этом надо учитывать время перехода от одного поля сканирования к другому, т.е. скорость перемещения рабочего столика и время совмещения для каждого поля сканирования.

В электронно-оптической системе ЭЛЛ (рис. 2.3) линзы размещены таким образом, чтобы формировать на мишени изображение кроссовера. В идеале кроссовер представляет собой точку. Однако такой идеальный луч не получается. Причиной этого является неравномерное распределение электронов по начальным скоростям и направлениям движения относительно поверхности катода.

Это приводит к уширению электронного луча в плоскости кроссовера до гауссовского диаметра.

$$d_g = \frac{1}{\alpha} \cdot \left[\frac{I_0}{3,08 \cdot B} \right]^{1/2}. \quad (2.6)$$

где I_0 – ток луча; B – яркость электронной пушки.

Ток луча для электронной литографии лежит в диапазоне 10^{-6} – 10^{-12} А, а угол схождения α – в диапазоне 10^{-6} – 10^{-10} радиан. Для получения луча с высокой плотностью тока пушка должна обеспечивать большую яркость. Это означает, что плотность тока у катода (эмиттера) должна быть большой, а площадь эмиттера – малой.

Фокусировка. Проведение ускоренных пучков до объекта обработки требует их фокусировки. Фокусировкой достигаются необходимые размеры зоны обработки и плотности мощности для выполнения операции.

Фокусировку электронных потоков осуществляют с помощью магнитных и электростатических линз. Фокусировка сопровождается появлением различных искажений или аберраций, которые приводят к возникновению в фокусе линзы электронного пятна вместо точки.

Наименьший возможный диаметр этого пятна d называется кружком рассеяния. Он связан с углом сходимости луча у мишени α соотношением $d \sim C\alpha^n$, $n = 1, 2, 3$.

Сферическая аберрация связана с фокусирующими полями. Сила фокусирующего поля больше у стенок электрода линзы и уменьшается к оси. Аберрация этого вида приводит к тому, что периферийные электроны фокусируются ближе к линзе, чем осевые. Кружок наименьшего рассеяния находится между этими двумя фокусами.

Диаметр кружка наименьшего рассеяния d_s , возникающего вследствие сферической aberrации, равен

$$d_s = \frac{1}{2} C_s \cdot \alpha^3, \quad (2.7)$$

где C_s – коэффициент сферической aberrации, связанный с фокусным расстоянием линзы f соотношением $C_s = K_s f$, где $0,5 < K_s < 1,5$. Надо, чтобы C_s был минимальным или уменьшить α . Это можно достичь путем вырезания пучка диафрагмой, но при этом уменьшается ток и падает производительность ЭЛЛ.

Хроматическая aberrация линзы зависит от скорости частиц, входящих в нее. Частицы с большей скоростью будут сфокусированы в точке, отстоящей от линзы дальше, чем точка, в которой сойдутся частицы с меньшей скоростью.

Как и в случае сферической aberrации, возникает кружок наименьшего рассеяния с диаметром

$$d_c = C_c \cdot \alpha \Delta U / U, \quad (2.8)$$

где $C_c = K_c f$ ($K_c = 0,75 \div 1$).

Величины ΔU и U означают соответственно средний разброс и среднюю энергию электронов, попадающих в линзу. Хроматическая aberrация зависит не только от характеристики линзы, но и входящих в нее электронов. Даже самой тщательной стабилизацией источников питания устранить разброс скоростей и энергий электронов, обусловленный действием электронной пушки, невозможно.

Характеристики магнитной линзы также зависят от напряженности магнитного поля H и, следовательно, тока возбуждения. Выражение для d_c часто записывают в виде $d_c = C_c \cdot \alpha (2 \Delta H / H - \Delta U / U)$. Равенство показывает, что колебания магнитного поля $\Delta H / H$ и разброс энергий электронов $\Delta U / U$ оказывают противоположное действие на d_c , причем действие первого фактора вдвое сильнее. Необходимо применять магнитные линзы с минимальным значением C_c .

Дифракция. Проходя через ограничивающую диафрагму (апертуру), луч дифрагирует, образуя пятно диаметром $d_d = 0,6 \lambda / \alpha$. Этот эффект сказывается на параметрах лишь тех электроннолучевых систем, которые обладают самой высокой разрешающей способностью. С учетом уравнения (2.5) для λ и подстановки постоянных получаем

$$d_d = \frac{0,6}{\alpha} \frac{h}{\sqrt{2m \cdot e \cdot U}}. \quad (2.9)$$

Таким образом, минимальный размер электронного луча на мишене d_m зависит от поперечной составляющей тепловой скорости электронов, хроматической и сферической аберраций линз и дифракции луча на ограничивающей диафрагме. Воздействие этих эффектов до определенной степени можно считать статистически независимыми. В этом случае диаметр луча обычно представляют через среднеквадратическую сумму четырех уравнений (2.6 – 2.9)

$$d_m^2 = d_g^2 + d_s^2 + d_c^2 + d_d^2 \quad (2.10)$$

Наименьший диаметр луча получается при некотором оптимальном значении угла сходимости α .

Современные установки ЭЛЛ обеспечивают получение острофокусированных электронных пучков диаметром до 0,5 нм.

Основными недостатками этого метода являются высокая глубина проникновения электронов в облучаемый материал и процессы генерации вторичных электронов в объеме резиста, что приводит к значительному размытию экспонированных областей (рис. 2.4). Кроме того, поглощение электронов ведет к значительному разогреву маски, что, в конечном счете, отрицательно сказывается на качестве «рисунка». Чтобы уменьшить влияние электронного пучка приходится либо уменьшать его интенсивность (увеличение экспозиции), либо уменьшать ускоряющее напряжение (уменьшение разрешения).

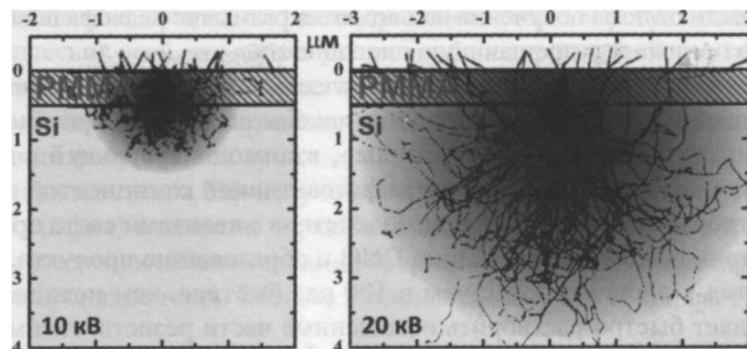


Рисунок 2.4 – Расчет движения электрона в материале резиста и подложки (кремний) для ускоряющего напряжения 10 кВ и 20 кВ [2]

Существующие проблемы электронной литографии обусловлены неупругим рассеянием электронного пучка в пленке резиста и в полупроводниковой подложке, что приводит не только к снижению разрешения метода, внутреннему и внешнему эффектам близости.

Например, электронный литограф Raith 150 при диаметре электронного луча 2 нм обеспечивает минимальный размер 20 нм, т.е. на порядок больше, чем диаметр.

2.4.2. Применение ЭЛЛ для изготовления структур нанoeлектроники

Появление технологии SIMOX⁴ сделало актуальной задачу создания кремниевых одноэлектронных транзисторов и других приборов кремниевой нанoeлектроники. Нанометровые пленки КНИ (менее 100 нм) приборного качества позволяют получать новые приборы кремниевой нанoeлектроники плазмохимическим травлением на небольшую глубину – до заглубленного диэлектрика. На рис. 2.5 представлен классический активный элемент одноэлектронного транзистора на эффекте кулоновской блокады одноэлектронного туннелирования.

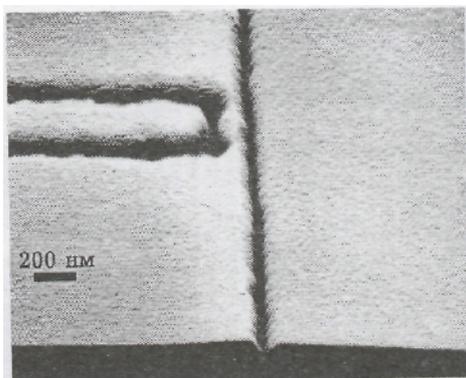


Рисунок 2.5 – РЭМ-изображение квантовой точки с двумя туннельными контактами на КНИ-структуре и двумя латеральными затворами, расположенными слева (узкий) и справа (полуплоскость) от квантовой точки

В настоящее время разрабатывается КНИ-технология создания полевых транзисторов на основе одиночной кремниевой квантовой проволоки (рис. 2.6).

Представляется важным отметить, что применение атомно-силового микроскопа для исследований полупроводников, наноструктурированных методом электронной литографии, и приборов полупроводниковой нанoeлектроники позволяет существенно оптимизировать параметры процесса электронной нанолитографии в направлении создания оптимальных действительно нанометровых электронных устройств.

⁴ SIMOX – формирования тонких монокристаллических слоев легированного кремния на заглубленном в кристалл оксиде

На рис. 2.6 представлено АСМ-изображение нового полевого нанотранзистора на КНИ с нанометровым каналом и латеральным затвором.

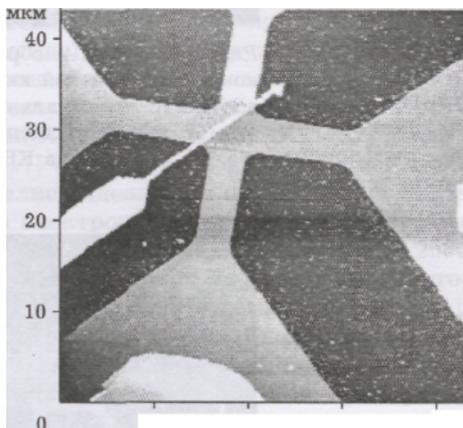


Рисунок 2.6 – АСМ-изображение многоканального полевого транзистора на КНИ с металлическим затвором (Ti/Au) субмикронной ширины поверх решетки окисленных кремниевых квантовых проволок

2.5. Наноимпринтиговая литография

Импринтинг – это метод литографии, предполагающий получение рисунка в резисте посредством вдавливания в него штампа, на поверхности которого заранее сформирован необходимый рельефный трехмерный рисунок. Метод не предполагает использования света для передачи изображения шаблона в рисунок резиста.

Штамп для импринтинга (аналог фотошаблона в оптической литографии) изготавливается из кварцевой пластины с использованием прецизионной электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. Именно точность изготовления штампа задает разрешение рисунка, получаемого в резисте. Разрешение электронно-лучевой литографии может достигать единиц нанометра, поэтому предельное разрешение импринтинга может быть существенно меньше, чем предел оптической литографии. А так как один штамп используется неоднократно и практически не изнашивается, то достаточно высокие затраты на его изготовление быстро окупятся.

На рис. 2.7 приведена последовательность технологических операций, выполняемых при литографии методом импринтинга.

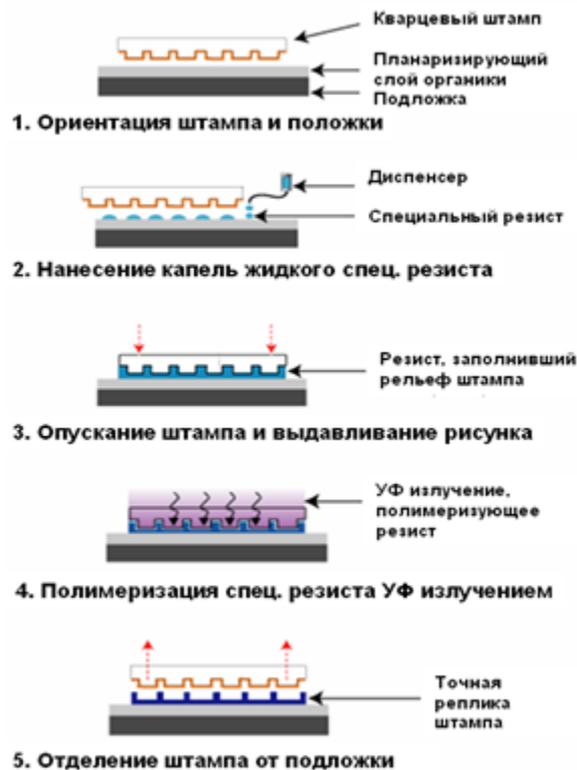


Рисунок 2.7 – Типовая последовательность технологических операций, выполняемых при литографии методом импринтинга

Сначала на поверхность полупроводниковой структуры наносится планаризирующий слой органического вещества и производится взаимная ориентация пластины и штампа (совмещение). Затем на поверхность той области, где будет формироваться рисунок, через диспенсер наносится слой специального резиста, производится опускание штампа, выдавливание рисунка в слое резиста и экспонирование сквозь прозрачный штамп всей поверхности резиста ультрафиолетовым излучением. После окончания фотополимеризации (частичного отверждения) резиста штамп поднимается, а на поверхности пластины остается слой с точной репликой штампа. По завершении этой операции формирование резистивной маски на данном участке поверхности пластины заканчивается, производится перемещение пластины, и повторение вышерассмотренных операций до тех пор, пока вся поверхность пластины не будет покрыта резистивной маской с рисунком. Передача полученного рисунка в нижележащие слои происходит сначала с помощью реактивного ионного травления резиста в галогеносодержащей плазме, которое производится вплоть до вскрытия поверхности планаризирующего слоя, а затем с помощью реактивного ионного травления органического слоя в кислородной плазме (рис. 2.8).

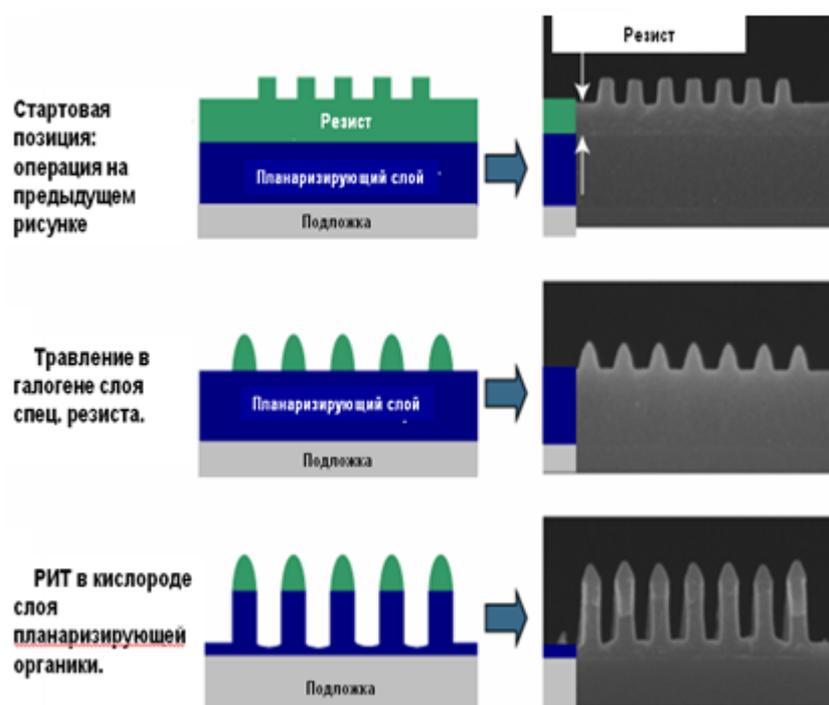


Рисунок 2.8 – Схема передачи рисунка, полученного в резисте, в нижележащие слои

К преимуществам импринтинга следует отнести:

- низкую стоимость оборудования и технологии, так как не используется дорогая оптика, источники излучения и фотошаблоны;
- возможность перекрытия с помощью одной установки несколько топологических норм;
- широкий спектр размеров элементов, которые можно реализовать данным методом при полной нечувствительности метода к изменению плотности рисунка;
- достаточную простоту реализации метода, так как нет сложностей, характерных для оптической литографии, например, не нужна коррекция эффекта близости;
- высокое разрешение (по крайней мере, вплоть до топологической нормы 22 нм);
- возможность реализации позитивного и негативного процессов.

Данные преимущества обуславливают большой интерес к импринтингу и определяют перспективу его скорого внедрения в промышленность.

3. ТРАВЛЕНИЕ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР

3.1. Классификация методов травления

Травление используется для переноса рисунка фоторезистивной маски в нижележащий слой материала посредством его селективного удаления.

Травление является наиболее ответственным этапом литографического процесса, поскольку перенос изображения в подложку имеет необратимый характер. В микроэлектронике травлению подвергают полупроводниковые материалы Si, GaAs, InP, металлы Cu, Al, Cr, Ni, Ti, Au, W и др., диэлектрики SiO₂, Si₃N₄. В кремниевой технологии травление применяется в основном для формирования диффузионных масок в слое оксида кремния и для удаления материала через окна в диэлектрике при изготовлении металлических контактов, удаления собственного оксида.

Жидкостное травление – это процесс удаления вещества, реализуемый с помощью гетерогенных химических реакций на границе раздела двух фаз – жидкости и твердого тела. Жидкостное травление может происходить как в водных, так и неводных растворах. В области, подвергаемой травлению, вещество химически преобразуется в растворимое состояние. Основное условие, которое при этом должно соблюдаться, – достаточная легкость образования и удаления с поверхности продуктов взаимодействия.

Вакуумно-плазменные (сухие) методы травления подразделяются на три основных вида в зависимости от физико-химического механизма взаимодействия с поверхностью обрабатываемого материала:

– *Ионное травление* обусловлено удалением поверхностных слоев материалов в результате физического распыления высокоэнергетическими ионами инертных газов. Если обрабатываемый материал помещен на электродах или держателях, соприкасающихся с плазмой разряда, то травление в таких условиях называют ионно-плазменным. Если материал помещен в вакуумную зону обработки, отделенную от области плазмы, то травление в этих условиях называют ионно-лучевым.

– *Плазмохимическое травление* обусловлено удалением поверхностных слоев материала в результате химических реакций между химически активными частицами (ХАЧ), к которым относятся свободные атомы и радикалы, и поверхностными атомами материалов. Если

обрабатываемый материал находится в области плазмы разряда, то травление называют плазменным. В этом случае химические реакции травления на поверхности материала будут активироваться низкоэнергетическими электронной и ионной бомбардировками, а также фотонной бомбардировкой. Если же материал находится в вакуумной зоне обработки, обычно называемой в этом случае реакционной зоной, отделенной от области плазмы, то травление производят ХАЧ без активации электронной и ионной бомбардировками, а в ряде случаев и при отсутствии воздействия фотонов. Такое травление называют радикальным.

– *Ионно-химическое, или реактивное ионное, травление* представляет собой процесс, при котором поверхностные слои материала удаляются в результате как физического распыления энергетическими ионами, так и химических реакций между ХАЧ и поверхностными атомами материала. Если обрабатываемый материал находится в области плазмы, то травление в этих условиях называют реактивным ионно-плазменным. Если травление происходит, когда материал находится в вакуумной зоне обработки, отделенной от области плазмы, то процесс травления называют реактивным ионно-лучевым. В этом случае поверхность материала подвергается воздействию только молекулярных или атомарных ионов, которые при ударной диссоциации или нейтрализации могут образовывать ХАЧ.

Классификация методов вакуумно-плазменного травления и их основные параметры приведены на рис. 3.1.

Процессы травления характеризуются следующими основными параметрами:

– Скорость травления $V_{\text{тр}}$ определяется толщиной слоя d , удаляемого за время t :

$$V_{\text{тр}} = d / t .$$

– Селективность травления – это отношение скорости травления подложки (рабочего слоя) $V_{\text{тр.п}}$ к скорости травления резистивной маски $V_{\text{тр.м}}$:

$$S = V_{\text{тр.п}} / V_{\text{тр.м}} .$$

– Анизотропия травления – это отношение скорости травления в вертикальном направлении к скорости травления в горизонтальной (боковом) направлении:

$$A = V_{\text{в}} / V_{\text{г}} .$$



Рисунок 3.1 – Классификация методов травления

Разрешение, достигаемое в результате процесса травления, является критерием качества переноса рисунка и определяется двумя параметрами. Первый из них – смещение 2δ , равное разности горизонтальных размеров рисунка травления пленки b и рисунка маски b_M (рис. 3.2). Второй критерий – допуск, который является мерой статистического распределения величин смещения δ и характеризует однородность травления в горизонтальной плоскости.



Рисунок 3.2 – Боковой подтрав пленки под маску на границе маска–пленка

Процесс травления с нулевым смещением обеспечивает формирование вертикального профиля края элемента, совпадающего с краем маски (рис. 3.3, а). В этом случае травления в горизонтальном направлении не происходит, и рисунок переносится с идеальной точно-

стью, что соответствует экстремальной ситуации идеально-анизотропного травления. При равенстве вертикальной и горизонтальной скоростей травления, т.е. когда скорость травления не зависит от направления, к концу процесса формируется профиль края, имеющий контур четверти окружности (рис. 3.3, б). В этом случае, т.е. при изотропном травлении, смещение равно удвоенной толщине пленки, подвергавшейся травлению, т.е. $\delta = d$. Любой профиль края элемента, формируемый к концу травления, который соответствует ситуации, промежуточной между теми, что показаны на рис. 3.2, образуется вследствие анизотропии скорости травления. Степень (показатель) анизотропии A можно определить как $A = V_V / V_H$, где V_V, V_H – вертикальная и горизонтальная скорости травления соответственно.

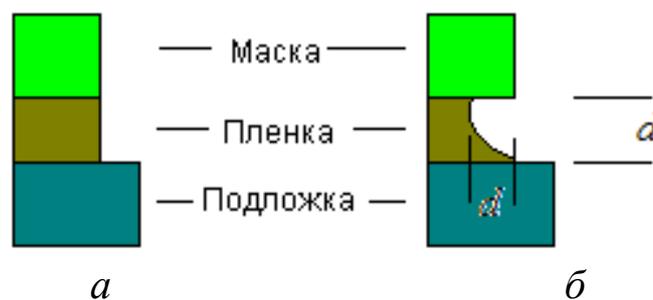


Рисунок 3.3 – Идеальные профили травления для полностью анизотропного (а) и изотропного (б) травления

Выражая степень анизотропии через параметры элемента, формируемого к концу процесса травления, можно записать: $A = d / \delta$, где d – толщина слоя травления; δ – величина бокового подтравливания материала под край маски.

Для изотропного жидкостного химического травления, когда травитель не воздействует на фоторезистивную маску и нет перегрева слоя рабочего материала, $\delta = d$ и $A = 1$. При всех остальных условиях $A < 1$. Если в маске получена линия шириной 0,2 мкм, то в пленке рабочего материала толщиной 1 мкм нельзя получить разрешение, характеризуемое минимальной шириной линии b_{\min} , менее 2,2 мкм при $A = 1$.

Таким образом, для освоения области субмикронных размеров основной задачей становится повышение разрешающей способности процессов травления, для чего в первую очередь необходима высокая степень их анизотропии. Действительно, для $b_M = 0,2$ мкм и $d = 1$ мкм при $A = 10$ можно получить минимальный размер $b_{\min} = 0,4$ мкм, а при

$A = 100 - b_{\min} = 0,22$ мкм. В данном случае подразумевается, что подложка и маска не травятся. На практике такое случается редко, особенно при использовании ионно-плазменных методов сухого травления. Чаще всего материалы, контактирующие с травителем, характеризуются конечными значениями скорости травления. Следовательно, важным параметром переноса изображений в технологии СБИС является селективность (избирательность) травления, определяемая как отношение скоростей травления различных материалов. Селективность по отношению к материалу резиста необходимо учитывать при контроле размеров формируемых элементов. Селективность по отношению к материалу подложки определяет качество и процент выхода годных приборов. Кроме высокого показателя анизотропии и высокой селективности, при травлении должны быть обеспечены хорошая воспроизводимость по скоростям травления, высокая равномерность, низкий уровень загрязнения поверхности материала, малые искажения получаемого рельефа и др.

3.2. Методы плазменного травления

В методе ионно-лучевого травления источником ионов обычно является разряд постоянного тока, причем область разряда физически отделена от подложки системой сеток (электродов), на которые подаются потенциалы для извлечения ионов аргона из разряда (рис. 3.4, а).

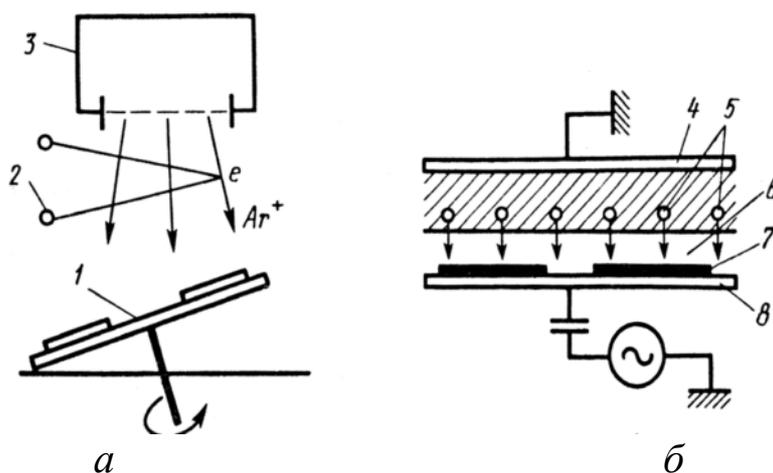


Рисунок 3.4 – Схемы ионно-лучевого (а) и ионно-плазменного высокочастотного (б) травления: 1 – подложкодержатель; 2 – эмиттер электронов (нейтрализатор); 3 – источник ионов; 4 – анод; 5 – ионы; 6 – ионная оболочка катода; 7 – подложка; 8 – катод

Для обеспечения используемых на практике плотностей тока пучка требуется прикладывать напряжение (сообщать ионам энергию) свыше 500 В. Угол падения ионов на подложку можно регулировать наклоном подложкодержателя. Для нейтрализации ионного пучка на его пути размещается разогреваемая нить накала, инжектирующая в пучок электроны низких энергий. Процесс проводят в реакторе при низком давлении газа – 10^{-3} – 10^{-2} Па.

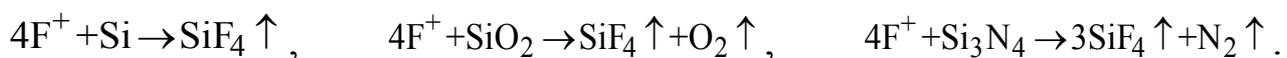
Травление в плазме осуществляется в плазмохимическом реакторе диодного типа. Различают плазменное и реактивное ионное травление. В первом случае подложка размещается на заземленном электроде, во втором – на ВЧ-электроде, на который подается потенциал от источника ВЧ-напряжения с частотой 13,56 МГц (рис. 3.4, б). Реактор откачивается до исходных давлений порядка 10^{-3} – 10^{-4} Па, а типичные давления при напуске рабочего газа равны 1,33–13,3 Па. Во втором случае заземленным электродом является корпус реактора, площадь которого существенно превышает площадь ВЧ-электрода. При этом потенциал автосмещения на ВЧ-электроде пропорционален величине $(S_0/S_{ВЧ})^{N/2} V_{ВЧ}$, где S_0 и $S_{ВЧ}$ – площади заземленного и ВЧ-электродов, а $V_{ВЧ}$ – амплитуда ВЧ-напряжения, обычно $N = 1$ – 4 . Как следствие, при плазменном травлении энергии ионов всегда невелики, и реализуется изотропное травление. Такие реакторы используются соответственно для снятия резиста, очистки поверхности и других подобных операций.

Если отношение площади поверхности катода $S_{ВЧ}$ к заземленной поверхности S_0 достаточно мало, то наибольшее падение напряжения осуществляется на ионной оболочке катода. Направление вектора электрического поля в районе ионной оболочки перпендикулярно поверхности катода, поэтому ионы падают на поверхность под прямым углом, и, следовательно, степень анизотропии травления достаточно высокая.

Реактивное ионное травление отличается от ионного тем, что технологический слой, нанесенный на подложку, бомбардируется ионами химически активных газов (O_2 , N_2) или галогенов. Реактивное ионное травление подразделяется на реактивное ионно-лучевое (РИЛТ) и реактивное ионно-плазменное (РИПТ) травление. Реактивное ионно-лучевое травление выполняют пучком ионов химически активных газов, вытягиваемых из источника ионов (см. рис. 3.4, а).

Системы РИПТ аналогичны системам с асимметричными электродами (см. рис. 3.4, б).

Процессы реактивного ионного травления основаны на химическом разрушении технологического слоя, нанесенного на подложки, ионами и радикалами активных газов, образующихся в газоразрядной плазме. В качестве рабочего газа используют такие галогеносодержащие газы, как CF_4 , C_3F_8 , CHF_3 и CCl_3 , радикалы которых активно участвуют в процессе травления. Под воздействием ВЧ-плазмы образуется при возбуждении разряда в CF_4 атомарный фтор, вступающий в реакцию с пленкой кремния, его окиси или нитрида с образованием летучего соединения фторида кремния:



Реактивное ионное травление может протекать при хаотическом воздействии активных частиц, но лучше, чтобы они имели направленное движение, при котором процесс становится анизотропным. Чтобы происходило анизотропное травление, давление в реакторе должно быть не более 10 Па. Реактивное ионно-лучевое травление проводят при низком давлении – 0,1–1 Па.

В методах РИЛТ и РИПТ травление обусловлено сочетанием физического (бомбардировка) и химического (активный газ) воздействий. В методе РИЛТ преобладает механизм распыления материала под действием высокоэнергичных ионов, имеющих направленное движение, что обеспечивает анизотропность травления. В методе РИПТ преобладает химическое взаимодействие ионов и радикалов с поверхностью травимого слоя, что обеспечивает большую скорость травления, но процесс приближается к изотропному.

В качестве примера рассмотрены процессы травления кремния, на поверхность которого падали независимые пучки Ar^+ (450 эВ) и XeFe_2 . Скорости травления, измеренные независимо для каждого пучка, оказались относительно низкими. Ионы Ar^+ осуществляют травление за счет физического распыления; травящее действие молекул XeFe_2 обеспечивается их диссоциацией на поверхности SiC образованием десорбируемого Xe и двух атомов F. Атомы F вступают в реакцию с Si, в результате которых образуются летучие фториды кремния. Скорость травления, измеренная при одновременном падении обоих пучков на Si, оказалась существенно выше (в восемь раз), чем сумма независимых скоростей, что является проявлением стимулирующего эффекта ионного облучения.

Основными параметрами процесса травления являются рабочее давление газа p , его состав, мощность ВЧ-источника W и расход рабочих газов Q . Состав рабочего газа определяет скорость травления и селективность. Скорость травления Si и SiO₂ в плазме CF₄ относительно низкая (порядка 100 нм/мин). При добавлении в рабочий газ кислорода скорость травления как Si, так и SiO₂ резко возрастает. Максимальная скорость травления достигается для Si при добавлении 12%O₂, для SiO₂ – при добавлении 20%O₂. При дальнейшем повышении концентрации O₂ скорость травления понижается, причем для Si в большей степени, чем для SiO₂. Поэтому плазма CF₄-O₂ характеризуется высокой селективностью травления Si по отношению к SiO₂.

При добавлении в плазму CF₄ водорода наблюдаются следующие явления. В процессе реактивного ионного травления при относительно низком давлении скорость травления SiO₂ почти постоянна для добавок H₂, не превышающих 40%, в то время как скорость травления Si монотонно уменьшается почти до нуля при концентрации H₂ ≥ 40%. При реактивном ионном травлении в плазме CF₄-H₂ достигается селективность травления SiO₂: Si порядка 40:1. Добавки водорода свыше 40% приводят к нежелательному образованию полимеров на поверхности SiO₂.

Понижение давления газа p и повышение мощности разряда W приводят к увеличению средней энергии электронов и энергии падающих на подвергаемую травлению поверхность ионов. Повышение мощности вызывает повышение количества радикалов и ионов в плазме, что увеличивает скорость травления. Кроме того, в процессах ионно-стимулированного травления можно повысить степень анизотропии за счет уменьшения давления газа или увеличения мощности разряда.

Скорость потока рабочего газа Q определяет максимально возможный приток к подложке реакционноспособных компонентов. При обычных условиях протекания процесса скорость Q оказывает незначительные воздействия на скорость травления. Это явление проявляется при экстремальных условиях, когда либо Q мала и скорость травления лимитируется доставкой травителя к подложке, либо скорость травления столь велика, что унос газовым потоком становится доминирующим механизмом потерь активных компонентов. Возможность реализации последней ситуации зависит от скорости откачки вязкости рабочего газа и вида материалов, находящихся внутри реактора.

При реактивном ионном травлении иногда наблюдается уменьшение скорости травления при увеличении суммарной площади поверхности, подвергаемой травлению. Это явление известно как загрузочный эффект.

Варьируя основные параметры процесса p , W и Q , можно реализовать следующие механизмы травления (рис. 3.5):

– ионно-лучевое физическое или химическое (в зависимости от сорта ионов) распыление (рис. 3.5, *a*);

– изотропное химическое травление главным образом, нейтральными химически активными частицами (рис. 3.5, *б*);

– ионно-стимулированное травление энергетическими ионами и химически активными нейтралами (рис. 3.5, *в*);

– ионно-стимулированное травление с участием пассивирующих частиц-ингибиторов, высаживаемых на поверхность из плазмы, что достигается соответствующим подбором состава газов (рис. 3.5, *г*).

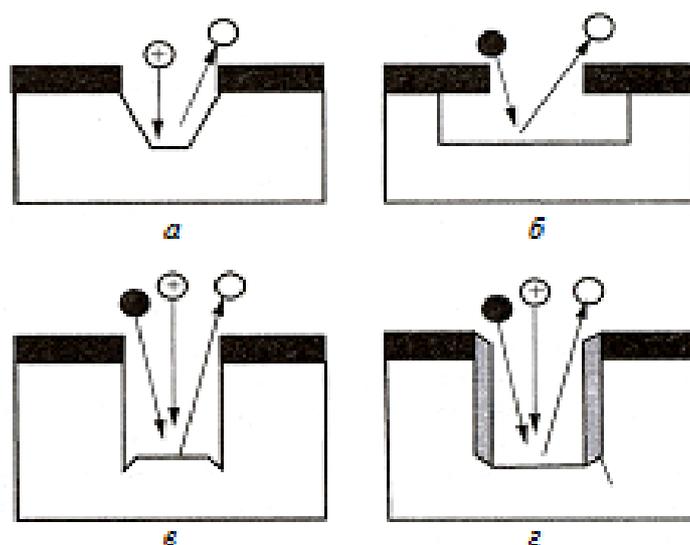


Рисунок 3.5 – Формы канавок в результате травления:

a – физическое или химическое распыление; *б* – химическое изотропное травление; *в* – стимулированное энергетическими ионами травление; *г* – ионно-стимулированное травление с участием ингибитора:

⊕ – ион; ● – нейтральная химически активная частица;

○ – летучие продукты

В этом случае энергии ионов не столь велики, как в первых двух. Частицы ингибитора защищают стенки канавки от воздействия изотропных химически активных частиц, что повышает анизотропность процесса травления.

Методы плазменного травления наиболее широко используются в микро- и нанотехнологии для травления двуокиси кремния и нитрида кремния, поликристаллического кремния, силицидов тугоплавких металлов, алюминия и др. Типичные значения скорости травления и селективности приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1 – Скорость травления и селективность для некоторых процессов сухого травления

Материал, подвергаемый травлению (М)	Газ	Скорость травления, нм/мин	Селективность		
			М/резист	М/Si	М/SiO ₂
Al, Al-Si, Al-Cu	BCl ₃ +Cl ₂	50	5–8	3–5	20–25
Поликристаллический кремний	Cl ₂	50–80	5	–	25–30
SiO ₂	CF ₄ +H ₂	50	5	20	
ФСС	CF ₄ +H ₂	80	8	32	

При травлении затворов из поликристаллического кремния требуется высокая степень анизотропии, так как длина затвора – критический размер, определяющий длину канала МПД-транзистора. Для анизотропного травления *si* наиболее широко применяются газы и газовые смеси, содержащие хлор. Использование плазмы Cl₂ и Cl₂-Ag в процессе реактивного ионного травления нелегированного кремния обеспечивает высокую степень анизотропии. Сильнолегированный ($\geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$) материал *n*-типа при аналогичных условиях подтравливается в горизонтальном направлении. При плазменном травлении осуществляется боковое травление в плазме Cl₂ как легированного, так и нелегированного материала, причем скорость травления сильнолегированного поликристаллического кремния *n*-типа на порядок выше, чем нелегированного материала или материала *p*-типа.

Для травления алюминиевых сплавов (Al-Si, Al-Cu), применяемых в технологии СБИС, предпочтительно использование хлоросодержащих газов, таких как CCl₄, BCl₃, SiCl₄ или смесей этих газов с Cl₂. Поверхность свежесаженного Al, не покрытая окислом Al₂O₃, вступает в реакции с Cl и Cl₂ с образованием летучего соединения Al-Cl₃ даже в отсутствие плазмы. Однако алюминий, как правило, покрыт тонкой ($\approx 3 \text{ нм}$) пленкой естественного окисла, не реагирующего ни с Cl, ни с Cl₂. Этот окисел необходимо удалять до начала травления посредством либо распыления, либо химического восстановле-

ния. Такие газы, как BCl_3 и CCl_4 при диссоциации в плазме образуют радикалы, способные восстанавливать тонкие пленки окисла.

Анизотропное травление обеспечивается в режимах как реактивного ионного, так и плазменного травления. Сплавы Al-Cu ($\leq 4\%$ Cu) значительно хуже поддаются травлению, поскольку медь не образует летучих галогенидов. После реактивного травления таких сплавов часто наблюдаются остаточные соединения, содержащие медь. Для удаления остаточных соединений применяют высокоэнергетические ионы или жидкостное химическое травление.

Основными преимуществами «сухих» методов обработки при фотолитографии являются возможности удаления фоторезистивной маски после травления в едином технологическом цикле, а также очистка подложек от остатков ФР и других загрязнений. Для удаления ФР используют плазму кислорода. Ионы кислорода при температуре подложки 150–200 °С активно окисляют слой ФР, в результате чего образуются летучие соединения CO_2 , NO_2 , H_2O и др. Скорость удаления слоя ФР зависит от давления кислорода, ВЧ-мощности и лежит в пределах 0,05–0,3 мкм/мин.

Разработанные процессы ионно-плазменного травления позволяют травить большинство материалов, используемых в процессах микро- и нанотехнологии с требуемой селективностью и анизотропией. Улучшение селективности и контроля профиля травления становится особенно важным по мере дальнейшего уменьшения размеров схемных элементов.

Для нанометрового разрешения при нанометровой толщине требуются новые резисты с нулевой скоростью травления, необходимой для ограничения изменения размеров при обработке до значений, меньших толщины экспонированного слоя резиста. С этой точки зрения следующим поколением резистов для реактивно-ионного травления будут неорганические маска и металлоорганические резисты.

4. ИОННОЕ И ИОННО-ПЛАЗМЕННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК В ТЕХНОЛОГИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

4.1. Общая характеристика

В настоящее время различают несколько методов ионного и ионно-плазменного нанесения тонких пленок:

- ионно-плазменное нанесение тонких пленок, основанное на применении электрического разряда в атмосфере инертного газа, при котором мишень и подложка играют роль электродов;
- реактивное ионно-плазменное нанесение тонких пленок, основанное на химическом взаимодействии распыляемых из мишени атомов с активным газом, введенным в виде добавки к инертному газу;
- плазмохимическое нанесение тонких пленок, основанное на использовании эффектов ускорения химических реакций в поле плазмы тлеющего разряда;
- ионное и ионно-лучевое нанесение тонких пленок путем осаждения инжектируемых источником ионов на подложку;
- плазменно-дуговое нанесение тонких пленок, основанное на использовании плазмы электродугового разряда.

4.2. Стимулированное плазмой осаждение тонких слоев диоксида кремния

Прежде чем перейти к рассмотрению процессов плазмохимического осаждения пленок материалов, целесообразно рассмотреть специфику воздействия плазменного разряда на химические реакции. Обычно выделяют три эффекта воздействия плазмы низкого давления на процессы осаждения слоев из газовой фазы:

1) кинетический эффект. Под этим термином подразумевается увеличение скорости протекания реакций. При этом с термодинамической точки зрения протекание реакции в данных условиях возможно и без плазмы, но скорость осаждения чрезвычайно мала для практического использования. Воздействие плазмы открывает возможность для новых реакций, в которых участвуют радикалы, ионы и электроны. Разряд с низкой плотностью тока, $\leq 1 \text{ мА/см}^2$, обычно достаточен для значительного увеличения скорости реакции;

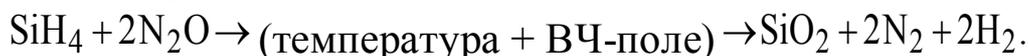
2) термодинамический эффект. В интенсивном плазменном разряде с плотностью тока $\geq 100 \text{ мА/см}^2$ преобладают обратные реакции с

участием радикалов, присутствующих в газовой смеси. В результате этих реакций в системе устанавливается уникальное химическое равновесие, не имеющее аналогов при обычном химическом осаждении слоев. При введении плазменного возбуждения реагентов равновесие системы сдвигается и слои осаждаются при меньших температурах;

3) эффект воздействия плазмы на структуру материала. При осаждении тонких слоев в плазме подложки могут находиться либо под потенциалом, близким к потенциалу плазмы, либо при большом отрицательном смещении.

Таким образом, воздействие плазмы на химическую реакцию состоит, с одной стороны, в ее ускорении, а с другой – во влиянии на структуру образующего слоя материала.

В качестве исходных реагентов при получении диоксида кремния обычно используются силан и закись азота или кислород:



Осаждение диоксида кремния обычно проводится в системах с внутренними плоскопараллельными электродами. Как правило, они представляют вакуумную камеру с плоскими электродами, между которыми поддерживается ВЧ-разряд (рис. 4.1).

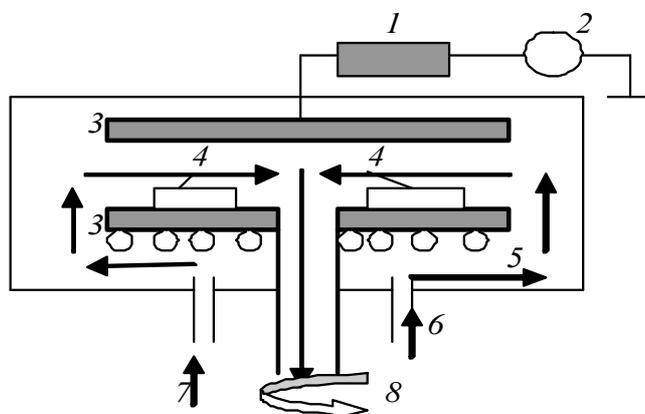


Рисунок 4.1 – Схема устройства с плоскопараллельными электродами для плазмохимического осаждения пленок

Диаметр электродов в промышленных установках составляет 40–60 см, а расстояние между ними – 5–10 см. Эта конструкция включает в себя электроды 3, радиально к центру направленные потоки газов 6, 7, горизонтальное размещение пластин на нижнем заземленном и подогреваемом электроде 5.

Для согласования ВЧ-цепи (13,5 МГц) между источником питания 2 и электродом 3 помещается устройство согласования 1. Как прави-

ло, оно представляет собой катушку индуктивности, шунтирующую на землю электрод, к которому подводится ВЧ-мощность, и таким образом предотвращающую его отрицательное самосмещение, так что среднее значение потенциала на обоих электродах оказывается примерно равным.

Основными факторами, влияющими на скорость осаждения и равномерность пленки, являются ВЧ-мощность, расход газа и давление в камере (рис. 4.2).

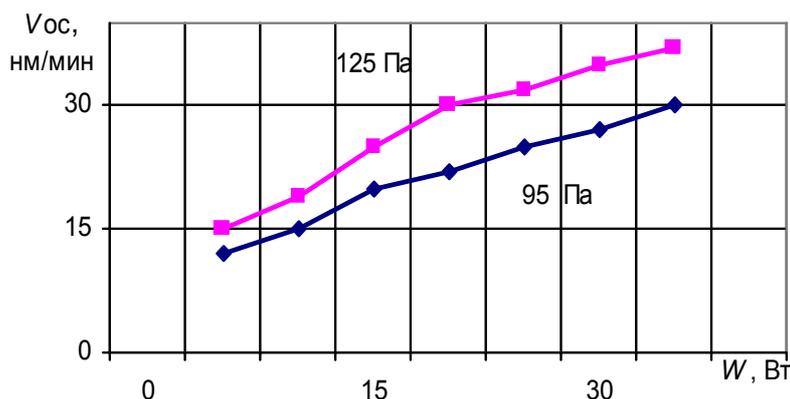


Рисунок 4.2 – Влияние ВЧ-мощности на скорость осаждения диоксида кремния в разряде из смеси силана, закиси азота, кислорода и аргона

Скорость осаждения почти линейно возрастает с увеличением мощности, потребляемой разрядом. Понижение давления при сохранении расхода газа повлечет уменьшение скорости осаждения.

Электрические свойства пленок, такие как напряжение пробоя и величина диэлектрической проницаемости, также зависят от условий осаждения. В пленках толщиной 120 нм, полученных при температуре 300–525 К, напряженность поля пробоя составляет $(4–8) \cdot 10^6$ В/см. В зависимости от величины соотношения N_2O/SiH_4 диэлектрическая проницаемость на частоте 1 кГц изменялась от 4 до 10, причем значения 4–5 получаются для пленок без избыточного содержания кремния. Плотность поверхностного заряда для нанесенных в плазме оксидных пленок обычно высока ($\geq 10^{12}$ см⁻²·эВ⁻¹), что, вероятно, связано с воздействием ионизирующего излучения в процессе осаждения. Для уменьшения плотности поверхностных состояний после осаждения применяют отжиг в смеси азота с водородом при температуре 625 К.

Перекрытие ступенек рельефа, достигаемое с помощью плазменных пленок диоксида кремния, может изменяться от удовлетвори-

тельного до совершенно неприемлемого. Как показал анализ степени перекрытия при различной топологии рельефа, хорошее перекрытие возникает при равномерной концентрации реагентов на поверхности, устанавливающейся за счет быстрой миграции адсорбированных частиц, тогда как плохое перекрытие связывается с отсутствием существенной миграции этих частиц. В общем, для целого ряда применений в технологии ИС степень перекрытия можно рассматривать как удовлетворительную. Кроме того, она превосходит перекрытие, характерное для других низкотемпературных.

Уменьшение толщины слоев и улучшение их качества возможно достичь путем использования электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) плазменных источников. Основным узлом камеры для получения тонких пленок диоксида кремния является герметичный цилиндрический СВЧ-резонатор (рис. 4.3), одновременно выполняющий функции плазмохимического реактора. Ввод СВЧ-энергии в резонатор осуществляется через волновод, отделенный от реактора прозрачным для СВЧ-излучения кварцевым окном. СВЧ-плазма образуется в центральной части реактора и практически не соприкасается с его стенками и кварцевым окном.

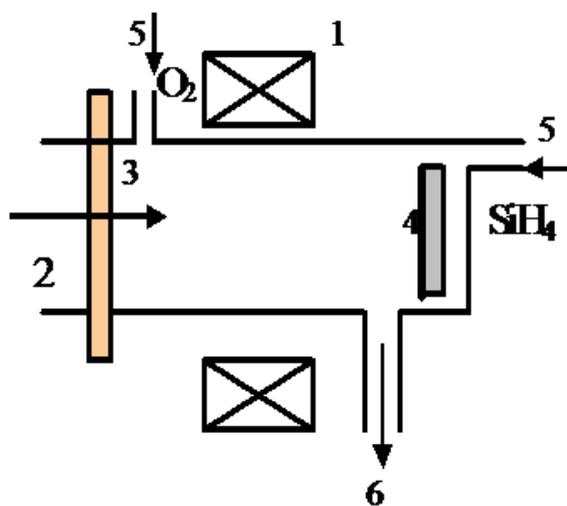


Рисунок 4.3 – Схема ЭЦР плазменной камеры для осаждения тонких пленок SiO₂: 1 – электромагнит; 2 – ввод СВЧ-энергии; 3 – кварцевое окно; 4 – подложка с подложкодержателем; 5 – напуск газов; 6 – вакуумная откачка

Камера может быть вакуумирована при использовании турбомолекулярного насоса до $1,3 \cdot 10^{-4}$ Па. Тонкие пленки SiO₂ осаждались при давлении 0,13–0,26 Па, скорости общего газового потока 30 см³/мин и поглощаемой мощности 8 Вт (0,24 Вт/см²) при ЭЦР на

частоте 2,45 ГГц. Температура подложки в процессе роста поддерживалась порядка 625 К. Кислород применяется в качестве окислителя. Перемещая электромагнит вдоль реактора, возможно локализовать плазменное облако и создать таким образом либо обычный вариант плазмохимического осаждения, либо внезарядовый вариант. В обычном режиме SiH_4 и кислород непосредственно возбуждаются СВЧ-плазмой. Во внезарядовом варианте SiH_4 вводится в кислородную плазму. Возбужденный кислород выносится из области плазмы и смешивается с SiH_4 , в результате чего протекает химическое парофазное осаждение на нагретой поверхности.

5. ИОННОЕ ИМПЛАНТАЦИЯ В ТЕХНОЛОГИИ НАНО-РАЗМЕРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

5.1. Технология ионного легирования

Ионным легированием (ионной имплантацией) называют процесс внедрения ионов в твердое тело (мишень, подложка) с энергией, достаточной для проникновения в поверхностные слои. Наиболее общим применением ионной имплантации является процесс ионного легирования при изготовлении ИМС. Схема установки показана на рис. 5.1.

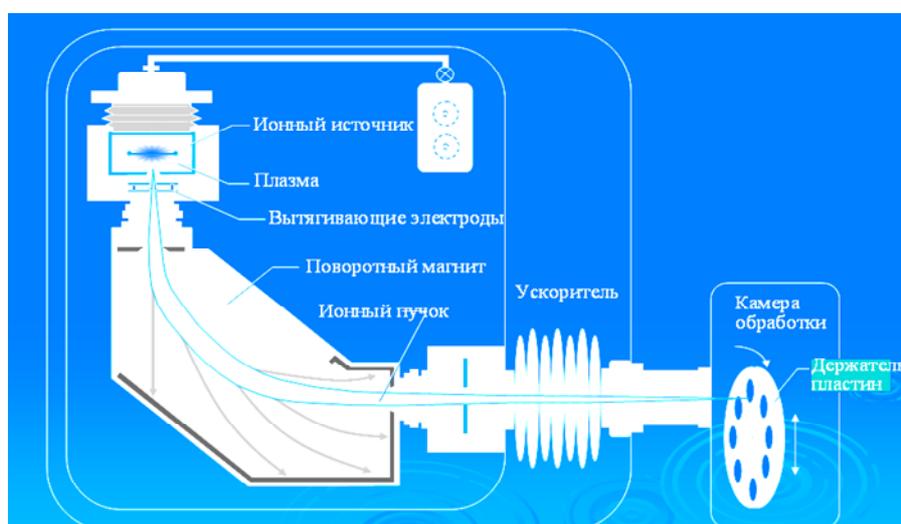


Рисунок 5.1 – Схема установки ионной имплантации

Состав установки ионной имплантации: ионный источник; экстрактор (вытягивающие электроды); магнитный сепаратор масс (поворотный магнит); ускоряющая система; сканирующая система; камера обработки подложек.

Ионный источник служит для ионизации молекул примеси и формирования ионного пучка. Ионы из ионного источника извлекаются под действием ускоряющего потенциала U . В сепараторе ионы движутся в постоянном магнитном поле. Вектор магнитной индукции направлен перпендикулярно плоскости чертежа. Сила Лоренца искривляет траектории движения ионов по радиусу R :

$$R = \frac{mv}{qB},$$

где m/q – отношение массы иона к его заряду; v – скорость иона; B – величина индукции магнитного поля.

Таким образом, по радиусу R проходят только ионы примеси определенного сорта (m/q) и с постоянной энергией. Такие ионы облучают мишень (подложку из кремния). Параметры установок ионной имплантации: энергии ионов составляют 50–300 кэВ, а дозы облучения Q – от 10^{13} до 10^{17} ион/см².

Для обозначения кратности ионизации применяют знак «+»: $^{31}P^+$, $^{31}P^{++}$, $^{31}P^{+++}$. Цифрой 31 обозначена атомная масса иона фосфора. Иногда для имплантации используют не моноатомные ионы, а молекулярные, например: $^{14}N_2^+$ – однократно ионизованная молекула азота с атомной массой 14 и молекулярным весом 28 или BF_2^+ – ионизованная трехатомная молекула фторида бора. Молекулярные ионы, внедряясь в кристалл, обычно сразу же распадаются на отдельные атомы. Для подсчета энергии, которой будет обладать каждый атом с массой m_1 , входящий в ускоренный ион с молекулярной массой M_M используют соотношение

$$E_1 = E_0 \frac{M_1}{M_M}.$$

Доза облучения (D) определяется плотностью ионного тока j и длительностью облучения t : $D = j \cdot t$ [Кл/м²]. Величина D не отражает в явном виде числа примесных ионов, поэтому принято выражать дозу в количестве частиц, внедренных на единицу поверхности:

$$Q = D/q = jt/en \text{ [ион/м}^2\text{]}.$$

5.2. Взаимодействие ионов с твердым телом

При движении ионов в твердом теле (мишени) они теряют свою энергию и изменяют направление движения в результате взаимодействия с кристаллической решеткой. Различают два типа взаимодействий с решеткой – упругие и неупругие столкновения. Упругими (ядерными) столкновениями называются такие, при которых энергия иона передается атомам мишени. Они имеют дискретный характер и сопровождаются значительным рассеянием ионов. Неупругими (электронными) называются столкновения, в которых энергия иона передается электронам. При этом величина переданной энергии относительно мала и торможение иона можно рассматривать как квазинепрерывный процесс. Кроме того, вследствие существенной разницы масс иона и электрона неупругие потери не сопровождаются заметным рассеянием первичных ионов. По этой же причине упругие по-

тери энергии «тяжелых» ионов (масса иона больше массы атома мишени) приводят к сравнительно малым углам рассеяния, и траектория их движения более прямолинейна, чем у легких ионов (масса иона меньше массы атома мишени).

Теряя свою энергию в атомных и электронных столкновениях, ионы замедляются и, наконец, останавливаются внутри мишени, так появляются внедренные ионы. Вследствие того, что число столкновений и энергия, передаваемая при столкновениях, являются переменными величинами, характеризующими случайный процесс, глубина проникновения ионов не будет одинаковой. Ионы с одинаковой энергией E_0 , массой M_1 и атомным номером Z_1 падают на поверхность подложки и движутся по индивидуальным траекториям, которые показаны для трех ионов на рис. 5.2. Путь, который проходят ионы, называется полным пробегом – R . Ионы после торможения останавливаются в точках, положение которых характеризуется проецированными пробегами R_{p1} , R_{p2} , R_{p3} .

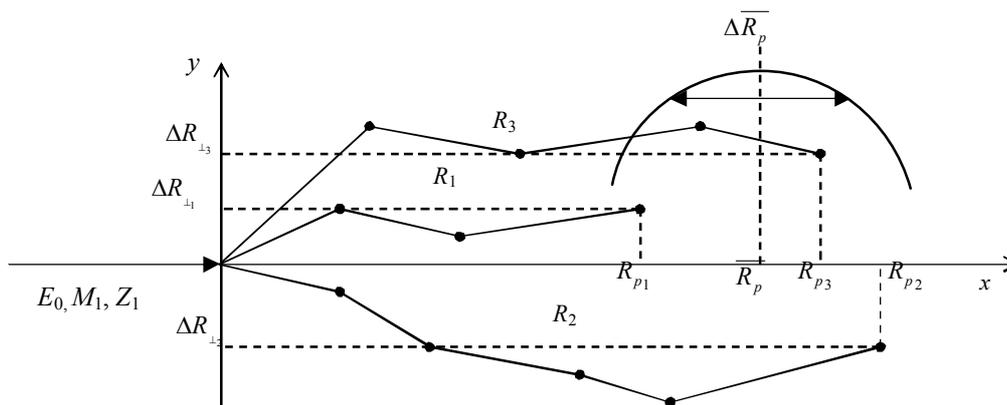


Рисунок 5.2 – Пробеги ионов в твердом теле

Вследствие случайного характера столкновений пробеги ионов в полупроводниках распределяются по некоторому статистическому закону (закон Гаусса), который характеризуется средним проецированным пробегом \bar{R}_p и среднеквадратичным отклонением $\Delta \bar{R}_p$. На практике очень важен еще параметр ΔR – это проекция пробегов на ось y (боковое рассеяние).

Результаты расчетов методом Монте-Карло 128 траекторий ионов бора B^+ (50 кэВ), имплантированных в кремний, представлены на рис. 5.3. Видно, что ионы имеют значительное боковое рассеяние в латеральных направлениях. Это приводит к изменению размеров областей.



Рисунок 5.3 – Траектория ионов бора в кремнии селективной имплантации

5.3. Распределение внедренной примеси по глубине

В результате торможения ионов в материале мишени они останавливаются на определенных глубинах, изменяя первоначальные свойства вещества. В полупроводниковой технологии ионная имплантация обладает рядом преимуществ по сравнению с термическим диффузионным методом введения примесей. Внедряя ионы III и V групп в монокристалл Si, можно получить $p-n$ - и $n-p$ -переходы в любом месте на любой площади. Сначала на кремниевой пластине формируется защитная маска с помощью фотолитографии, затем осуществляется локальная имплантация примесей в полупроводник (рис. 5.4). В качестве маски чаще всего используются слои SiO_2 с толщиной, большей, чем пробег ионов в SiO_2 .

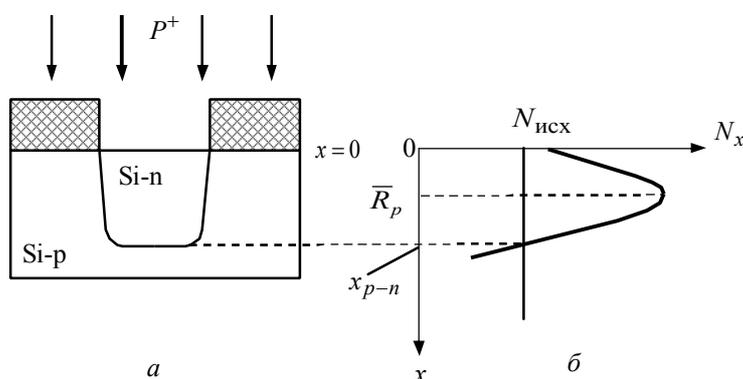


Рисунок 5.4 – Пример ионной имплантации фосфора кремний p -типа

Для аморфных мишеней распределение пробегов приблизительно гауссово и поэтому может быть охарактеризовано среднеквадратичным отклонением $\overline{\Delta R_p^2} = \frac{\overline{R_p^2}}{2\pi}$. Зная величины $\overline{R_p}$ и $\Delta\overline{R_p}$, распределение внедренной примеси по глубине $N(x)$ вычисляется с помощью выражения

$$N(x) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta\overline{R_p}} \cdot \exp\left[-\frac{(x - \overline{R_p})^2}{2 \cdot \Delta\overline{R_p}^2}\right], \quad (5.1)$$

где x – расстояние от поверхности вглубь полупроводника в направлении падения ионов. Максимальная концентрация внедренной примеси равна $N_{\max} = \frac{Q}{(\sqrt{2\pi} \cdot \Delta\overline{R_p})}$ и располагается на глубине $\overline{R_p}$. Концентрация спадает и уменьшается в 2, 10 и 100 раз по отношению к N_{\max} соответственно на глубинах $x_{2\sigma} = \overline{R} \pm 1,2\Delta\overline{R}$; $x_{10\sigma} = \overline{R} \pm 2\Delta\overline{R}$; $x_{100\sigma} = \overline{R} \pm 3\Delta\overline{R}$.

Глубина залегания p - n -перехода определяется из уравнения (5.1) для концентрации $N(x)$ равной исходной концентрации $N_{\text{исх}}$ в той области полупроводника, куда ведется имплантация. Решая это уравнение, получим

$$x_{p-n} = \overline{R_p} \pm \Delta\overline{R_p} \cdot \sqrt{2 \cdot \ln \cdot \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta\overline{R_p} \cdot N_{\text{исх}}}}. \quad (5.2)$$

5.4. Области применения ионного легирования

Основные направления применения ионного легирования в производстве ИМС: введение легирующих примесей, получение различных профилей, синтез материалов и др. Одна из уникальных возможностей метода ионной имплантации состоит в легировании мишени с помощью атомов отдачи, что позволяет создавать сверхтонкие сильнолегированные слои, необходимые для многих типов полупроводниковых приборов СВЧ-диапазона.

Одно из первых практических применений технологии ионной имплантации связано с МДП-транзисторами. Структура МДП-транзистора показана на рис. 5.5.

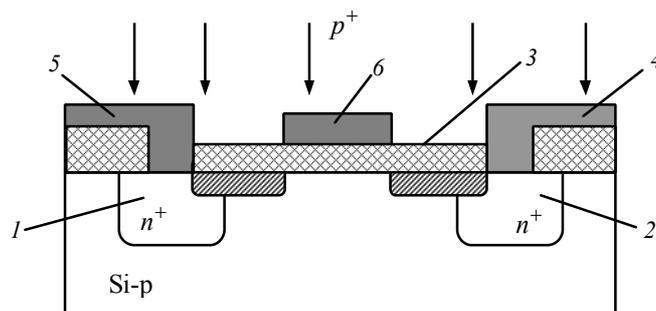


Рисунок 5.5 – Структура МДП-транзистора: 1, 2 – области истока и стока; 3 – подзатворный диэлектрик; 4, 5 – электроды; 6 – затвор

Техмаршрут изготовления МДП-транзисторов с применением ионной имплантации следующий.

Области истока и стока получены диффузией. После окисления и фотолитографии вскрывают окно для выращивания подзатворного диэлектрика. Затем проводят фотолитографию и вскрывают окна под контакты к областям истока и стока. Напылив слой алюминия и выполнив фотолитографию, создают электроды стока, истока и затвор.

Следующим этапом является создание самосогласованного затвора путем имплантации фосфора. Затвор играет роль маски, которая обеспечивает его самосовмещение, необходимое для точного примыкания области затвора к контактам истока и стока. В результате самосовмещения снижается паразитная емкость между затвором и стоком, что улучшает характеристики транзистора.

Ионная имплантация на операции самосовмещения осуществляется через тонкий слой подзатворного диэлектрика, например SiO_2 . Поэтому для построения профиля распределения внедренной примеси следует воспользоваться методикой, изложенной в 5.3.

При формировании СБИС на биполярных транзисторах базу и эмиттер формируют с помощью ионной имплантации. Для получения резкого p - n -перехода эмиттер легируют ионами мышьяка, а базу – ионами бора. Коллектор получают или в эпитаксиальном слое или за счет диффузии соответствующей примеси.

В качестве резисторов для СБИС используются легированные слои с высокой однородностью поверхностного сопротивления. Получить поверхностно-однородный слой с малой концентрацией примесей методом диффузии довольно трудно. Речь идет о величине сопротивления выше $200 \text{ Ом}/\square$. Если, например, необходимо получить сопротивление 20 кОм в виде слоя с сопротивлением $200 \text{ Ом}/\square$, то потребуется площадь кристалла порядка 10^{-2} мм^2 , что гораздо больше, чем площадь, занимаемая диодами и транзисторами. Если же ис-

пользовать ионное легирование, то можно довольно легко получить высокоомный слой. В результате легирования кремния ионами фосфора P^+ получают резистор в n -слое, а ионами бора B^+ – в p -слое. Легирование производится через пленку SiO_2 толщиной порядка 0,1 мкм. После легирования производится отжиг пластин в атмосфере азота. Изменением дозы облучения и температуры отжига управляют поверхностным сопротивлением резистивного слоя от 10 Ом/□ до 100 кОм/□. Эта технология изготовления резисторов совместима с технологией изготовления биполярных транзисторов. Формирование резисторов часто производят одновременно с формированием базовой области. Конфигурация задается с помощью фотолитографии. На месте удаленного слоя SiO_2 выращивают новый окисел толщиной 0,1 мкм, через который внедряют ионы бора. Далее получают контакты к легированной области. Распределение концентрации примеси в легированной области рассчитывается без отжига и с отжигом.

Получение сверхмелких p - n -переходов

Преимущества ионной имплантации проявляются в возможности создания очень мелких p - n -переходов для СБИС. Требования формирования n^+ слоев для СБИС, залегающих на небольшой глубине, можно удовлетворить с помощью процесса ионной имплантации мышьяка. Ионы мышьяка имеют малый проецированный пробег, например, при энергии 50 кэВ он составляет 0,03 мкм. Внедрение тяжелых ионов приводит к образованию аморфного слоя, так что для получения легированных слоев без заметной диффузии примесных атомов используют низкотемпературный отжиг при температурах ниже 900 °С.

Решение проблемы с имплантацией бора на небольшую глубину облегчается использованием ионизированных молекул фторида бора BF_2 . Диссоциация молекулы BF_2 при первом ядерном столкновении приводит к образованию низкоэнергетических ионов бора

$$E_B = \left(\frac{M_B}{M_{BF_2}} \right) \cdot E_0 = \left(\frac{11}{49} \right) \cdot E_0.$$

При первичной энергии ионов $E_0 = 50$ кэВ ионы бора будут иметь энергию 11,2 кэВ и соответственно проецированный пробег 0,03 мкм.

Для создания сверхтонких сильнолегированных слоев используют уникальную возможность легирования полупроводника атомами отдачи. На поверхность кремния наносят тонкий слой легирующего материала, например алюминия. Этот слой бомбардируют пучком ионов

алюминия или кремния. Толщина слоя алюминия не должна превышать величину $\bar{R}_p + \Delta\bar{R}_p$. Атомы отдачи алюминия (смещенные атомы) перемещаются из пленки в кремний, где образуется слой с максимальной концентрацией атомов у границы Si–Al и спадающий до глубины 0,005–0,1 мкм. При оптимальном подборе толщины пленки, типа и энергии легирующих ионов можно получить выход первичных атомов отдачи до 10 на один внедренный ион. Для получения сильнолегированного слоя с концентрацией $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 10^{-6} см (1 мкм) требуется доза облучения $5 \cdot 10^{21} \cdot 10^{-6} / 10 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. На практике дозу выбирают несколько больше расчетной.

Формирование сверхмелких (менее 50 нм) имплантированных слоев является одной из главных и наиболее интересных задач в области ионного легирования Si.

Формирование сверхмелких переходов лимитируется:

- глубиной пробега ионов в полупроводниковом материале (энергией и массой ионов, эффектом каналирования ионов);
- глубиной диффузии примеси при термообработке, необходимой для активации примеси и отжига имплантационных дефектов (кратковременно ускоренной диффузией примеси).

Методы решения задачи:

- Имплантация.
- Уменьшение энергии ионов.
- Увеличение массы ионов (молекулярные ионы, кластерные ионы).
- Предварительная аморфизация приповерхностного слоя, имплантацией нелегирующей примеси (например, Si^+ или Ge^+ для Si).

Предварительная аморфизация выполняется имплантацией ионов Si^+ или Ge^+ , которые не являются мелкими примесями и не изменяют концентрацию носителей заряда. Эффект предварительной аморфизации заключается в уменьшении глубины залегания примеси после имплантации, а также после активационного отжига.

Возможность увеличения массы ионов бора за счет использования борсодержащих ионов видна из дорожной карты, представленной в табл. 5.1. В таблице приведены данные по топологическим нормам (НР), x_{p-n} и энергиям.

Например, для получения $x_{p-n} = 15 \text{ нм}$ для ионов BF_2 требуется энергия 880 эВ, а с аморфизацией – 2,2 кэВ.

Сравнение имплантации моноионов и кластерных ионов, представлено на рис. 5.6. Кластерные ионы имеют большую общую энергию, большую массу, но меньшую энергию на один ион и, как результат, значительно меньшую глубину имплантации.

Таблица 5.1 – Энергия имплантации различного типа борсодержащих ионов (РАI – предварительная имплантация ионов Si или Ge для аморфизации приповерхностного слоя)

Ион	НР 65 нм $x_{p-n} = 15$ нм	НР 45 нм $x_{p-n} = 9,5$ нм	НР 4 нм $x_{p-n} = 5,5$ нм
B ₁₁	200 эВ	< 100 эВ	< 50 эВ
РАI+B ₁₁	500 эВ	250 эВ	< 125 эВ
BF ₂	880 эВ	200 эВ	< 100 эВ
РАI+BF ₂	2,2 кэВ	1,5 кэВ	< 750 эВ
B ₁₀ H ₁₄	2–5 кэВ	1–2 кэВ	> 500 эВ
РАI+B ₁₀ H ₁₄	5 кэВ	2,5 кэВ	> 1,2 кэВ
B ₁₈ H ₂₂	>5 кэВ	2–4 кэВ	> 1,5 кэВ

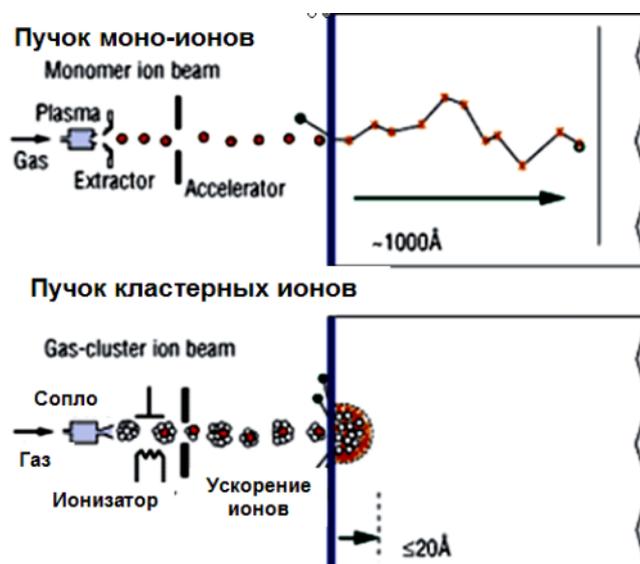


Рисунок 5.6 – Траектории моно- и кластерных ионов

Профили распределения бора, полученные при имплантации газовых кластеров B₂H₆ и Ar с энергиями в диапазоне 5–20 кэВ, достигнут уровень концентрации 2×10^{22} см⁻³ при уменьшенной дозе имплантации, равной 2×10^{16} см⁻².

Наклонная ионная имплантация

При внедрении ускоренных ионов в полубесконечную подложку под углом θ к нормам максимум распределения смещается к поверхности. При этом в значение среднеквадратичного отклонения ΔR вносит вклад как ΔR , так и среднеквадратичное поперечное отклонение ΔR_{\perp} . В результате распределение примеси $N(x)$ по нормам к поверхности при наклонной имплантации имеет вид:

$$N(x) = \frac{\theta}{\sqrt{2\pi\Delta R}} \exp\left(-\frac{(x - R_p \cos\theta)^2}{2\Delta R^2}\right),$$

где $\Delta R^2 = \Delta R_p^2 \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \Delta R_{\perp}^2 \sin^2 \theta$.

При увеличении угла θ глубина залегания x_{p-n} уменьшается не значительно.

Однако наклонная имплантация представляет большой интерес для легирования сложных профилей, например при изготовлении тренч-конденсаторов. Конструкция тренч-конденсатора показана на рис. 5.7.

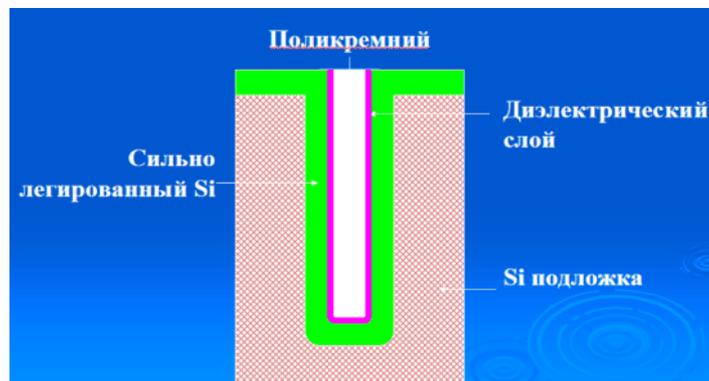


Рисунок 5.7 – Конструкция тренч-конденсатора

Для изготовления конденсатора производится глубокое анизотропное травление канавки (тренч). Наклонная имплантация n^+ примеси позволяет получить сильнолегированный слой кремния по всей поверхности канавки (рис. 5.8).

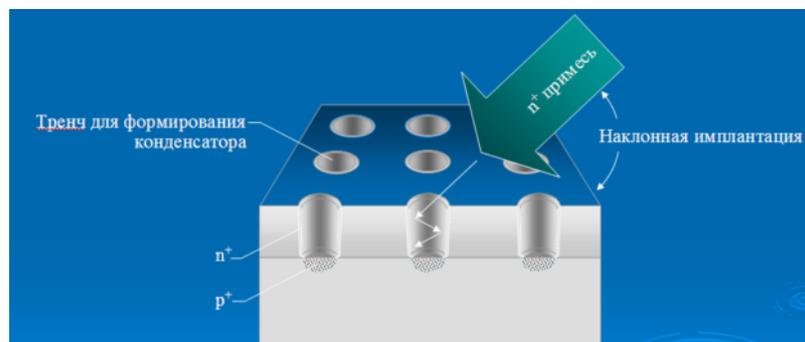


Рисунок 5.8 – Наклонная имплантация тренч-конденсатора

С целью получения диэлектрического слоя производится термическое окисление кремния до образования SiO_2 . Канавка заполняется слоем поликремния, который является второй обкладкой конденсато-

ра. Тренч-конденсаторы используются в ИС оперативной памяти для хранения информации в виде заряда конденсатора.

Имплантация супермелкозалегающих p - n -переходов

В глубокой субмикронной технологии КМОП УБИС малым размерам в плоскости кристалла должны соответствовать супермелкие p - n -переходы стоков и истоков. Так, для минимального топологического размера 0,1 мкм глубина залегания p - n -переходов стока и истока должна быть меньше 0,05 мкм (суб-50 нм p - n -переходы), формирование которых становится трудной проблемой из-за необходимости удовлетворить жестким требованиям к токам утечки, сопротивлению и их воспроизводимости. Другая часть проблемы – радиационные повреждения подложки и тонкого подзатворного диэлектрика, которые могут частично сохраняться и после быстрого отжига дефектов. Остаточные радиационные повреждения кремния стимулируют и без того высокую диффузионную способность атомов В в Si при формировании суб-50 нм p^+ -областей. Суб-50 нм p - n -переходы могут быть сформированы применением ПИ³ в два этапа: 1) плазмы SiF₄ (SiF_{x=1,2,3}, Si, F) для формирования аморфизованного слоя вблизи поверхности Si и 2) имплантация В из плазмы VF₃ (VF₃, VF, В, F). Оба этапа реализуются в одном и том же ПИ³. Этап аморфизации исключает возможность каналирования атомов В и замедляет диффузию атомов В в течение последующего быстрого отжига для активации примеси. При имплантации с ускоряющим напряжением 1 кВ из плазмы VF₃ и с последующим двухстадийным отжигом (800 °С, 5 с и 1050 °С, 10 с) реализованы легированные бором p^+ - n -переходы с глубиной залегания 40 нм.

Синтез «скрытых» (подповерхностных) слоев диэлектриков и других материалов

Методом имплантации возможно формирование:

- «скрытых» слоев диэлектриков, например SiO₂, для формирования КНИ-структур;
- «скрытых» слоев силицидов с металлической проводимостью, например слоев CoSi₂ для транзисторов с металлической базой;
- «скрытых» слоев GeSi в Si для гетеропереходных биполярных транзисторов с GeSi – базой.

Одной из наиболее продвинутых технологий является технология формирования методом имплантации кислорода КНИ-структур типа «кремний – двуокись кремния – кремний». В этой технологии необ-

ходимо обеспечить высокие дозы кислорода, превышающие 10^{17} см^{-2} , и высокие температуры при последующем отжиге для обеспечения твердофазной реакции образования слоя SiO_2 (SIMOX).

Применение ПИ³ для формирования КНИ-структур позволило сократить время набора дозы (на два порядка величины по сравнению с применением традиционных имплантеров) и существенно снизить стоимость технологии. При этом ускоряющие напряжения превышали 80 кВ, давление избиралось ниже 10^{-1} Па, время имплантации для набора дозы $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ – меньше 3 мин для ПИ³ в Беркли. В зависимости от соотношения ионов O_2^+ и O^+ в потоке на подложку получались слои различного качества: островковые или сплошные слои SiO_2 (для соотношения $I_{\text{O}_2^+}/I_{\text{O}^+} \approx 9/1$), или двойные скрытые слои $\text{Si-SiO}_2\text{-Si}$ (для $I_{\text{O}_2^+}/I_{\text{O}^+} \approx 1:2$). Сплошные слои реализованы при ускоряющем напряжении 60 кВ и температуре отжига 1270 °С.

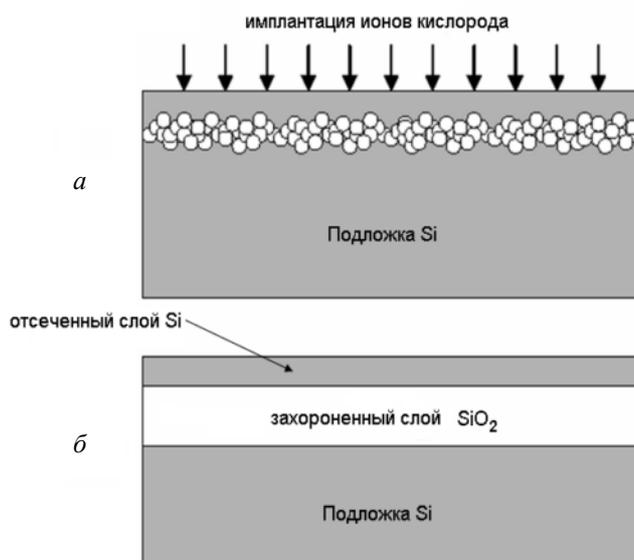


Рисунок 5.9 – Схематическое изображение поперечного сечения КНИ-структуры, получаемой методом SIMOX: после имплантации ионов кислорода (доза имплантации более $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, энергия ионов более 100 кэВ) (а) и после высокотемпературного отжига имплантированной пластины ($T \leq 1405 \text{ °C}$, длительность – десятки минут) (б)

SIMOX – это метод создания КНИ-структуры, в котором захороненный слой SiO_2 формируется с помощью высокодозовой имплантации ионов кислорода в кремний (рис. 5.9, а), и последующего высокотемпературного отжига имплантированной структуры, приводящего к диффузии кислорода в область с максимальной концентраци-

ей кислорода и дефектов ($\cong Rp$) и формированию сплошного слоя диэлектрика (рис. 5.9, б). При этом верхний отсеченный слой Si остается практически свободным от кислорода и радиационных дефектов, а его толщина задается энергией ионов кислорода.

В методе Smart Cut™ процесс расщепления пластины происходит по слою микропузырьков водорода.

Процесс формирования слоя микропузырьков водорода, с помощью которого и происходит отделение тонкого приповерхностного слоя Si от всей остальной пластины, показан на рис. 5.10. Сначала в пластину имплантируются ионы водорода с заданной дозой (более $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и энергией (десятки кэВ). Затем в процессе нагрева происходит диффузия атомов водорода в область с максимальной концентрацией радиационных дефектов, где они собираются в пузырьки молекулярного водорода. Пузырьки растут в размере и постепенно образуют сплошной слой. При достижении определенной температуры (времени отжига) давление в пузырьках превышает критическое значение и происходит расщепление пластины на две части.

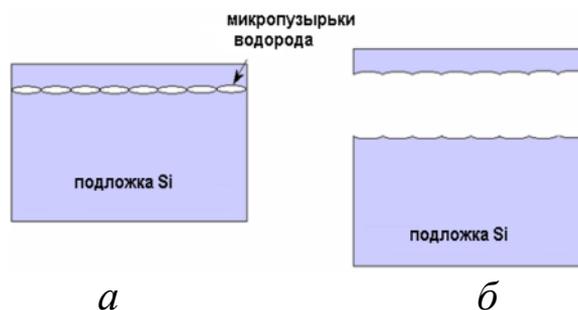


Рисунок 5.10 – Расщепление пластины методом Smart Cut™: формирование слоя микропузырьков водорода (а), отделение тонкого приповерхностного слоя Si от всей остальной пластины (б)

Доза имплантации выбирается минимально достаточной для формирования слоя микропузырьков и расщепления пластины. Превышение этого минимального значения дозы вредно, так как может привести к росту концентрации имплантационных дефектов в отсеченном слое. Глубина, на которой образуется слой микропузырьков, определяется положением максимумов распределений концентрации дефектов и водорода по толщине кремния. Следовательно, выбором энергии ионов можно задавать толщину отсеченного слоя Si. Такой способ задания толщины отсеченного слоя, в отличие от классическо-

го бондинга, позволяет более воспроизводимо получать сверхтонкие слои Si.

Технология Smart Cut™ успешно применяется не только для формирования КНИ-структур, но и для создания слоев SiGe, GaAs, SiC, Ge, GaN на различного рода твердых и даже мягких изолирующих подложках.

В современном методе Smart Cut для легирования водородом используется плазменная иммерсионная имплантация.

В Институте физики полупроводников СО РАН методом водородного отслаивания и переноса пленки кремния на окисленную подложку Dele-Cut были получены подложки толщиной отсеченного слоя кремния 630 нм, толщиной скрытого диэлектрика 250–450 нм. Отсеченный слой КНИ-структур легировался бором либо фосфором до концентраций $1 \cdot 10^{16}$ – $2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и утончался путем многократного окисления при температурах 900–1000 °С до толщины 100–400 и 8–40 нм. Возможность получения практически любых комбинаций толщин слоя кремния и скрытого оксида – одно из достоинств метода Dele-Cut.

6. ИЗГОТОВЛЕНИЕ НАНОСТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ ФОКУСИРОВАННОГО ИОННОГО ПУЧКА (FIB – ТЕХНОЛОГИЯ)

Технология фокусированного ионного пучка (FIB – Focused Ion Beam) последнее время получает все более широкое распространение. Возможности прецизионного травления и наблюдения оказываются востребованными при работе с такими микро- и нанообъектами как, интегральные микросхемы (ИМС), МЭМС, сенсоры, разнообразные покрытия и многослойные структуры. При этом решаются задачи по исследованию внутренней структуры, определению дефектности, реконструкции и настройке приборов. Оборудование FIB-технологии последнее время стало доступным многим исследовательским учреждениям России (рис. 6.1) и в основном представлено установками Strata 200, Quanta 3D, Helios Nanolab.

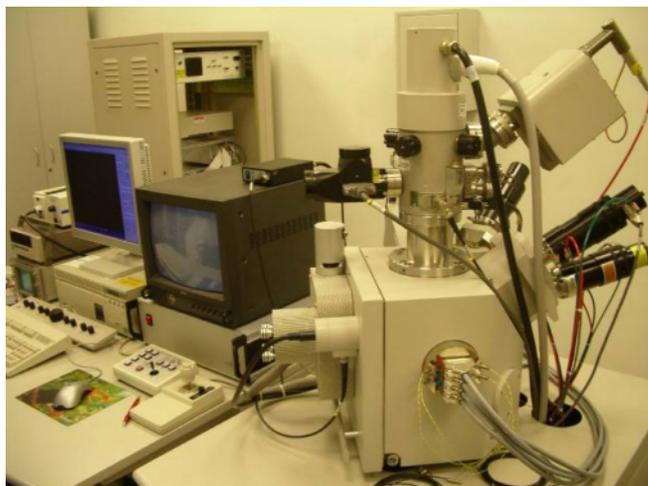


Рисунок 6.1 – Установка фокусированного ионного пучка Strata FIB 205

Современная технология фокусированного ионного пучка характеризуется такими особенностями как способность фокусировки ионного зонда до диаметра 5 нм при ускоряющем напряжении 30 кВ. Достаточно эффективное распыление $N_{i2}/N_{i1} > 2$ и относительно малая глубина проникновения ионов в твердое тело 25 ± 8 нм позволяет сохранять свойства обрабатываемого материала. Возникновение при взаимодействии ионного пучка с веществом вторичных ионов и электронов позволяет вести микроскопическое наблюдение. Причем по сравнению с электронной микроскопией область рассеяния пучка внутри твердого тела оказывается значительно меньше, что повышает разрешение при просмотре. Способность ионного пучка взаимодей-

ствование с веществом в газообразном состоянии дало возможность проводить ионно-стимулированное химическое травление и осаждение. Автоматизация управления позволила реализовать сложные алгоритмы травления 3D-структур и произвольного рельефа.

На рис. 6.2 представлена обобщенная схема установки FIB. Основной установкой является галлиевый жидкометаллический источник ионов. Разрешающая способность технологических операций травления и осаждения находится на уровне 25–100 нм. Переход от просмотрового (микроскопического) режима к технологическому осуществляется варьированием величины ионного тока в диапазоне от 1 до 20 000 пА. Базовый автоматически-управляемый механический стол, на котором закрепляется образец, обеспечивает точность позиционирования 0,1 мкм.

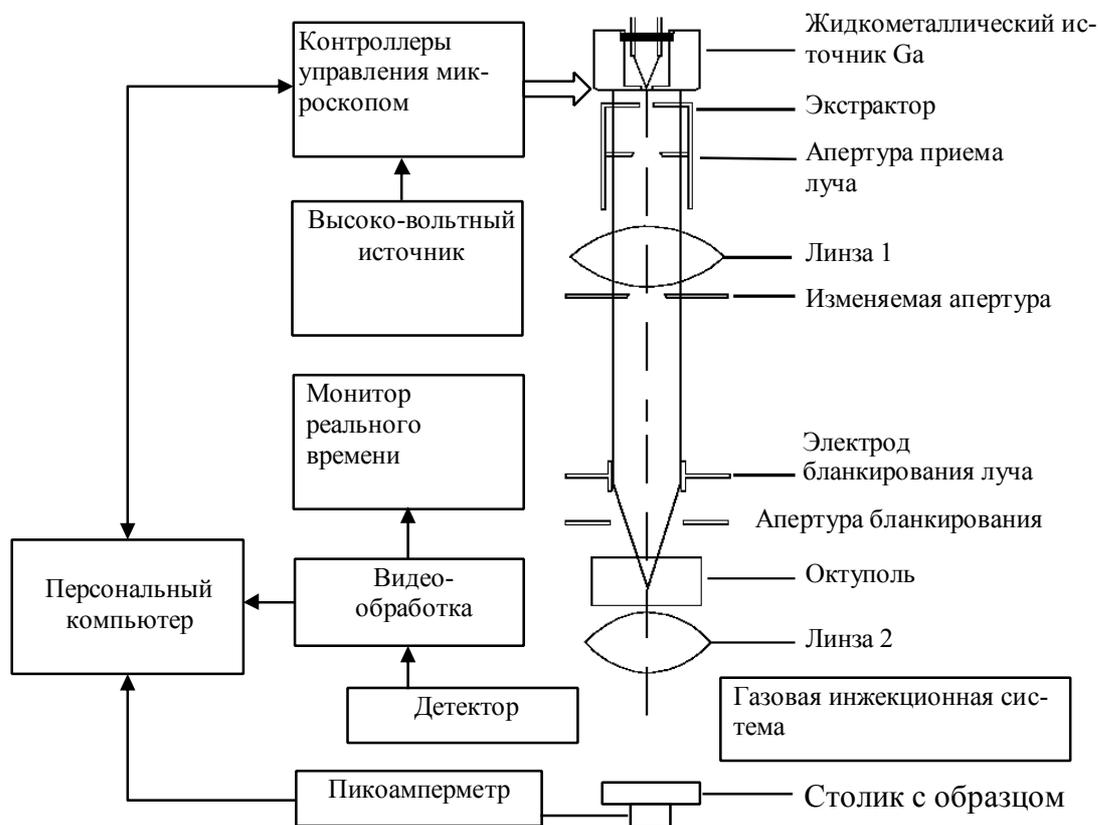


Рисунок 6.2 – Схема установки острогофокусированного ионного пучка

Создание поперечных сечений (кросс-секций) исследуемых образцов является одной из основных технологических операций. Последовательность действий показана на примере препарирования интегральной микросхемы (ИМС) на рис. 6.3. Изображение формируется во вторичных электронах при сканировании ионным пучком. При

формировании изображения потенциальный контраст создает светлое свечение металлических шин и проводящих участков (рис. 6.3б). Диэлектрические области выглядят темными, т.к. ушедшие вторичные электроны оставляют сильный положительный заряд. Кристаллоориентационный контраст, основанный на эффекте каналирования, позволяет различать кристаллиты с различной ориентацией. На рис. 6.3, видны в слоях металлизации.

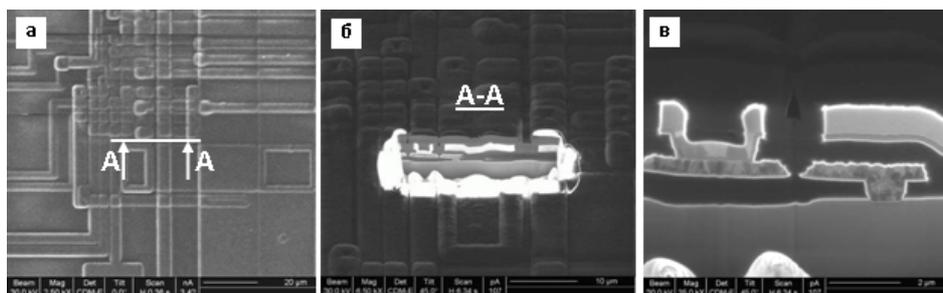


Рисунок 6.3 – Последовательность препарирования ИМС:
а – выбор места для реза, б – травление поперечного сечения,
в – просмотр деталей

Технология острострофукусированного ионного пучка предоставляет широкие возможности по созданию разнообразных элементов микро-системной техники. Двумерное (2D) и трехмерное (3D) ионно-лучевое микрофрезерование является гибким оперативным процессом. Так называемый «шаблон» травления создается встроенными программными средствами и задается в векторной или растровой форме. Микрошестеренка (рис. 6.4) вытравлена на глубину в подвешенной балке толщиной 5 мкм из карбида кремния – алмазоподобного материала чрезвычайно устойчивого к внешним воздействиям. Время, затраченное на изготовление, не превышает 30 минут.

Также изготавливались капилляры, подвешенные балки, струны, эмиссионные острия.

Была поставлена задача, определить максимальную точность, получаемую при обработке фокусированным ионным пучком. В первую очередь точность зависит от диаметра ионного пучка, который определяется задаваемым током, т.е. выбираемой апертурой.

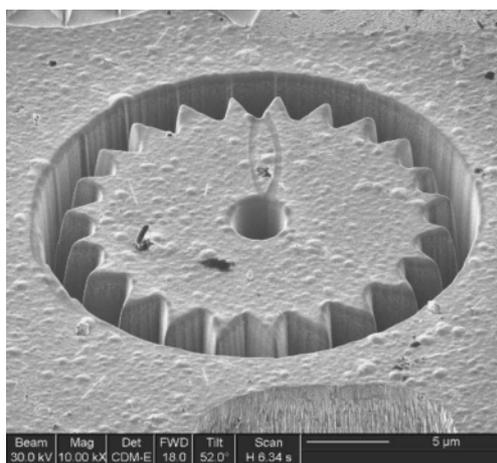


Рисунок 6.4 – Карбидокремниевая микрошестеренка диаметром 20 мкм

На рис. 6.5 показана зависимость диаметра пучка d от тока и получаемая при этом точность обработки L для структур – минимально узких канавок и L' для прямоугольных ямок. Экспериментально установлено, что точность обработки 50–70 нм достигается при минимальных рабочих токах 10–30 пА, но это может привести к большим временным затратам. Поэтому целесообразно разбивать процесс на две стадии: грубой и быстрой обработки, а затем прецизионной. Кроме того, точность травления очень сильно зависит от настроек фокусировки, стигматора и соосности апертур.

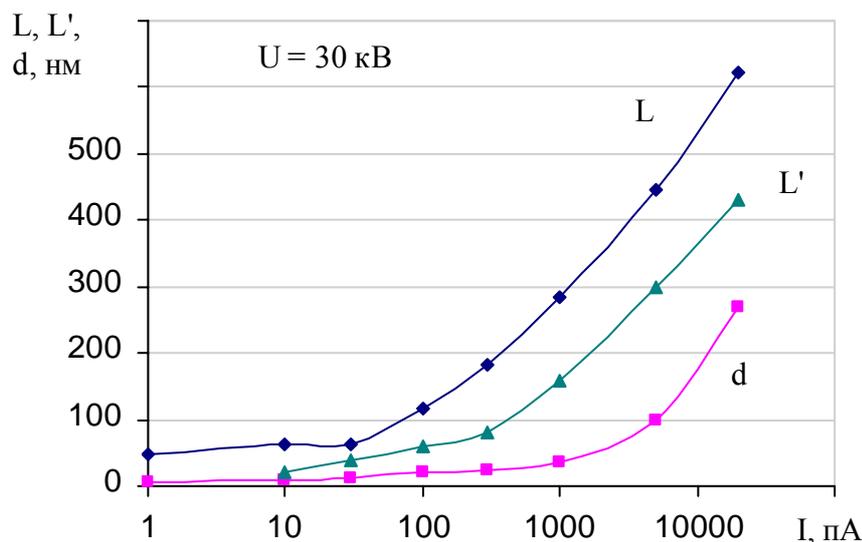


Рисунок 6.5 – Зависимость разрешения L и диаметра ионного пучка d от тока пучка

Примером достижения высокой точности обработки может служить заострение зонда атомно-силового микроскопа (рис. 6.6). Объ-

ект обработки представляет собой отдельно стоящую кремниевую структуру в виде иглы. Из серии образцов минимальный получаемый диаметр составлял 70 нм.

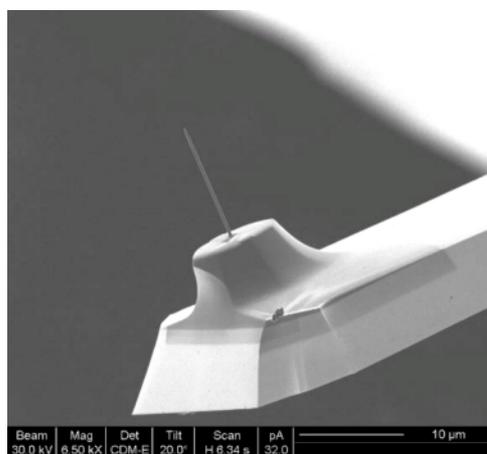
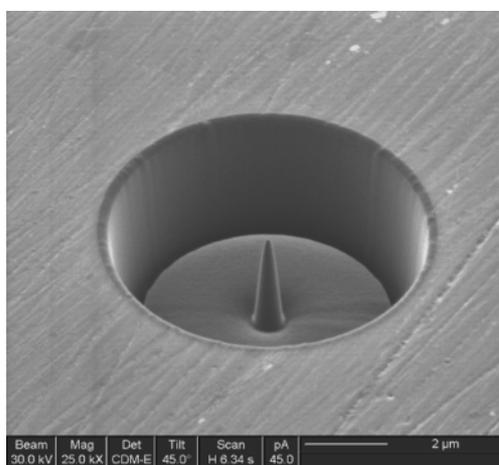
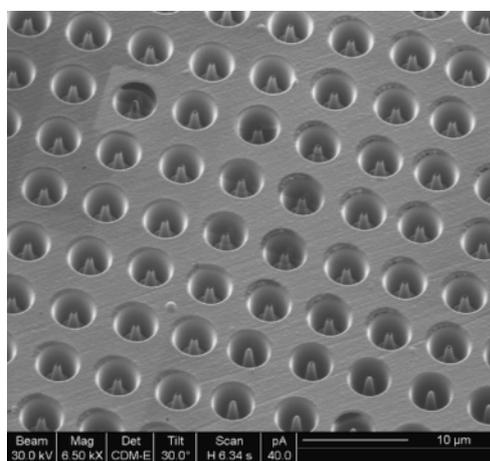


Рисунок 6.6 – Заострение зонда АСМ

Изготавливались также Si и SiC структуры для автоэлектронной эмиссии (рис. 6.7). Измеренный ток одиночного острия сформированного в SiC подложке находился на уровне 400 мкА при приложенном напряжении 30 В, расстоянии до анода 0,5 мкм и радиусе закругления острия 35 нм.



а



б

Рисунок 6.7 – *а*) Автоэмиссионное острие сформированное на Si;
б) Матрица 10x10 автоэмиссионных острий

Одним из важных применений FIB является реконструкция ИМС. При разработке и производстве ИМС иногда возникают ошибки, которые могут быть устранены путем перекоммутации электрической схемы (рис. 6.8, *а*). В этом случае восстанавливается работоспособность исправленных блоков ИМС или меняется их режим работы, по-

зволяя провести дальнейшее тестирование. Выведение тестовой контактной площадки и измерение внутреннего сигнала также позволяет определить неисправность. В итоге удастся уменьшить количество циклов отладки и пробных изготовлений ИМС.

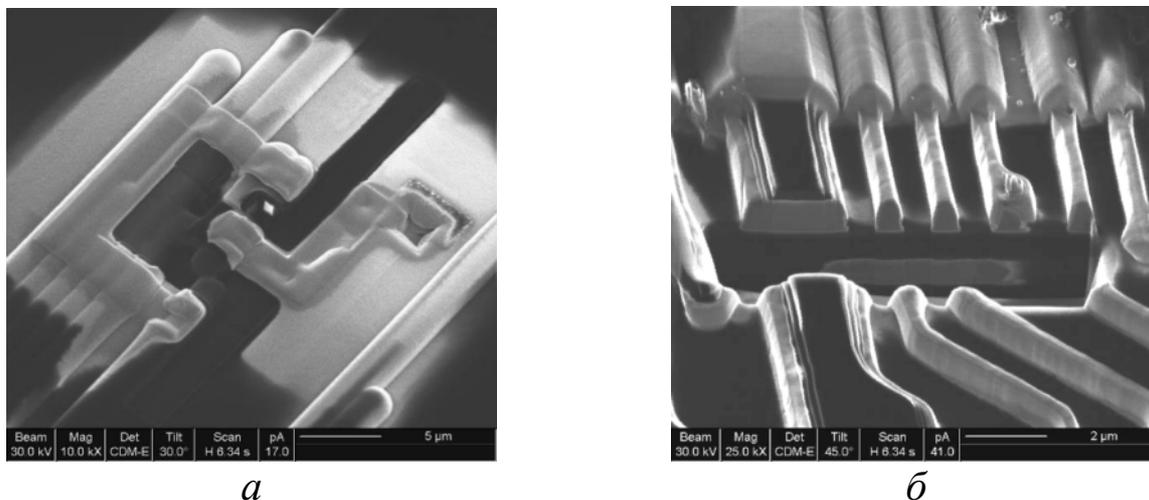


Рисунок 6.8 – *а)* Измерение разводки ИМС; *б)* Селективное удаление диэлектрика между металлическими проводниками

Добавление различных химических реагентов в область воздействия ионного пучка позволяет получить избирательное химическое травление или осаждение. Вещество в газообразном виде подается через тонкую трубку непосредственно к месту реакции, что позволяет сохранять в камере с образцом вакуум на уровне 10^{-2} – 10^{-3} Па достаточный для растровой ионной микроскопии (ионная колонна остается всегда при 10^{-6} Па). Реализуется селективное травление диэлектриков с участием реагента XeF_2 . При этом избирательность травления SiO_2 по сравнению с Al составляет 2–4 раза. Характерным примером процесса является снятие пассивации с ИМС (рис. 6.8, *б*). Противоположным процессом является селективное травление металлов с участием I_2 , где селективность достигает 20/1 для Al/ SiO_2 .

Максимальная избирательность достигается при определенной оптимальной плотности тока, когда все молекулы реагента активируются ионным пучком, но составляющая чистого ионного травления еще мала. Например, для указанных процессов плотность тока выбирается 3–10 пА/мкм² при типичной области обработки 10x10 мкм.

Локальное осаждение Pt позволяет создавать металлические шины (рис. 6.9) или участки с проводящим покрытием. Осаждение осуществляется разложением металлоорганического соединения. Типичное

сопротивление составляет 10–20 Ом/□ при толщине 1 мкм, что вполне достаточно для создания коммутации микроприборов.

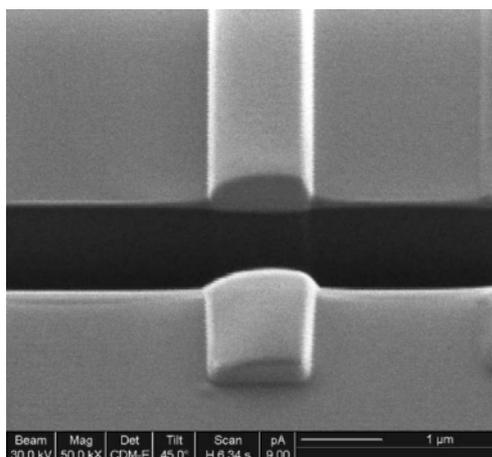


Рисунок 6.9 – Локальное осаждение Pt и ее поперечный срез

Состав получаемого слоя Pt включает до 60 ат.% углерода и до 10 ат.% галлия. Режим осаждения диэлектрика SiO_x позволяет формировать локальные электрически изолирующие слои, объемные структуры, пассивировать поверхность.

Воздействие фокусированного ионного пучка на поверхность полупроводникового материала заключается в аморфизации приповерхностного слоя толщиной до 50 нм и внедрении ионов галлия до уровня 1 %. Шероховатость не превышает 10 нм при определенных режимах (травление по касательной).

Использование технологии фокусированного ионного пучка дает значительные преимущества при создании экспериментальных образцов приборов, отработке конструкции и проверке работоспособности изделий, а также при единичном или мелкосерийном производстве.

Процессы обработки, проводимые ионно-лучевыми методами, позволяют достичь высокой локальности и селективности, при гибкости процесса управления в пространстве и во времени. Кроме того, имеется возможность подвергать обработке любые материалы (карбид кремния, алмаз) и их композиции с другими материалами, что позволяет получать структуры с ранее недостижимыми эксплуатационными параметрами в твердости, теплопроводности, химической стойкости и других свойств.

На рис. 6.10 показан процесс снятия защитной изоляции и получения доступа ко второму и третьему, считая от поверхности, слоям металлизации. Далее проводилось осаждение платины с целью соедине-

ния управляющей цепи с логическим нулем, получаемым от шины земли. В результате удалось активизировать неработавший функциональный блок микропроцессора и перейти к дальнейшим этапам отладки.

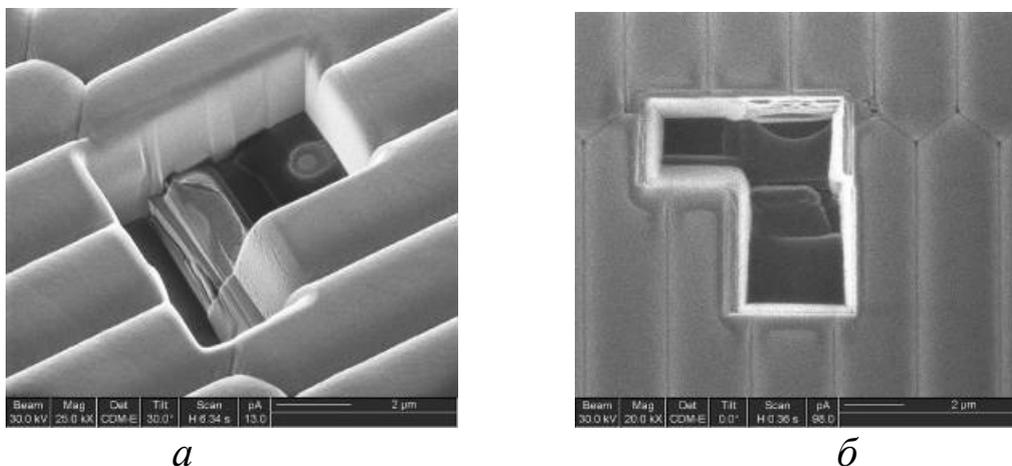


Рисунок 6.10 – *а)* Снятие изоляции для доступа к шинам;
б) Создание контакта путем осаждения платины

Таким образом, рассмотренная современная технология остросфокусированного ионного пучка является уникальной благодаря своим возможностям проведения не только локального препарирования и исследования интегральных микросхем, но и их модификации и ремонта. Широкий набор аналитических и технологических операций, осуществляемых установкой Strata FIB 205, определяется интеграцией в единой вакуумной камере гибких и прогрессивных методов работы на микро- и наноуровне.

7. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

7.1. Карбид кремния

Карбид кремния (SiC) долгое время использовался как наилучший полупроводник для высокотемпературной и силовой электроники. В настоящее время он применяется для создания МЭМС, предназначенных для эксплуатации в экстремальных средах. SiC – полиморфный материал, который существует в различных формах политипов: кубической, шестиугольной и ромбоэдрической. У кубического политипа, названного 3C-SiC, ширина запрещенной зоны составляет 2,3 эВ, что в два раза больше, чем у Si. Многочисленные шестиугольные и ромбоэдрические SiC политипы были выявлены, из них наиболее известные 4H-SiC и 6H-SiC. Ширины электронных запрещенных зон у 4H-SiC и 6H-SiC еще больше, чем у 3C-SiC, и равны 2,9 и 3,2 эВ, соответственно. SiC пленки можно легировать для создания полупроводника n- или p-типа. Модуль Юнга SiC все еще является предметом исследования; диапазон значений лежит от 300 ГПа до 450 ГПа в зависимости от микроструктуры и метода измерения. Жидкостные травители для Si не воздействуют на SiC. Не травится он и в XeF_2 (сухой травитель для Si), который используется для высвобождения структур в технологии микромеханики. SiC – материал, который не плавится, при температурах выше 1800°C происходит его сублимация. Монокристаллические 4H- и 6H-SiC пластины коммерчески доступны, но они меньше в диаметре (75 мм) и намного более дорогие чем пластины Si.

Тонкие пленки SiC могут быть выращены или осаждены различными методами. Для высококачественных монокристаллических слоев обычно используются процессы APCVD и LPCVD. Гомоэпитаксиальный рост 4H-SiC и 6H-SiC приводит к высококачественным пленкам, соответствующим микроэлектронным приложениям, но обычно он происходит на подложках того же политипа. Эти процессы проводят, как правило, с использованием смеси газов двух прекурсоров, таких как SiH_4 и C_3H_8 , при температурах от 1500°C до 1700°C. Эпитаксиальные пленки с различными типами проводимости получают добавлением Al и B для p-типа и N и P для n-типа пленок. Азот сильно изменяет проводимость SiC, поэтому выращивание нелегированных SiC является чрезвычайно сложной задачей. В обычных системах

осаждения концентрация остаточного азота достаточна для того, чтобы легировать SiC донорной примесью.

APCVD и LPCVD процессы можно также использовать для осаждения слоев 3C-SiC на Si подложках. Гетероэпитаксия возможна несмотря на 20%-ное рассогласование решеток, поскольку 3C-SiC и Si имеют одну и ту же структуру решетки. Технология выращивания состоит из двух ключевых моментов. Первый, названный карбонизацией, преобразовывает поверхностную область подложки Si в 3C-SiC простой выдержкой в смеси углеводорода/водорода при высоких температурах подложки ($> 1200^{\circ}\text{C}$). Карбонизированная пленка формирует кристаллическую матрицу, на которой слой 3C-SiC может быть выращен добавлением кремнийсодержащего газа к смеси водород/углеводород. Рассогласование между решетками Si и 3C-SiC приводит к образованию кристаллических дефектов в пленке 3C-SiC, с высокой плотностью в пленке карбонизации и уменьшением к поверхности. Кристаллическое качество пленок 3C-SiC намного хуже эпитаксиально выращенных 4C-SiC и 6H-SiC пленок; однако, факт, что 3C-SiC может быть выращен на Si подложках, делает востребованным этот процесс для формирования микроструктур из 3C-SiC по технологии объемной Si микромеханики. Таким образом, были реализованы микросенсоры давления и наноэлектромеханические резонансные структуры. Для разработок, в которых требуется электрическая изоляция от подложки, 3C-SiC приборы можно формировать непосредственно на КНИ подложках или сращиванием пластин с последующим стравливанием, как в примере формирования емкостного преобразователя давления.

Поликристаллический SiC (поли-SiC) – более универсальный материал для SiC МЭМС, чем его монокристаллический аналог. В отличие от моно-SiC, поли-SiC может быть осажден на различные типы подложек, включая используемые в поверхностной микромеханике материалы, такие как поликремний, SiO_2 и Si_3N_4 . Наиболее используемые методы осаждения включают LPCVD и APCVD. Для осаждения поли-SiC требуется намного более низкие температуры подложек, по сравнению с эпитаксиальным ростом, в пределах от 700°C до 1200°C . Аморфный SiC может быть осажден при еще более низких температурах ($25\text{--}400^{\circ}\text{C}$) методами PECVD и распылением. Микроструктура поли-SiC пленок зависит от температуры подложки и метода осаждения.

Показано, что химическая стойкость SiC упрощает изготовление НЭМС приборов. В литературе говорится о работе, в которой представлен метод высвобождения SiC механических резонаторов с субмикронной толщиной и шириной. Резонаторы были изготовлены в пленке 3C-SiC толщиной ≈ 260 нм, эпитаксиально выращенной на (100) пластинах Si. Из пленки были сформированы балки шириной 150 нм, с различными длинами от 2 до 8 мкм. Балки вытравливались в $\text{NF}_3/\text{O}_2/\text{Ar}$ плазме с использованием Cr маски, напыленной испарением. После формирования рисунка балки были высвобождены изотропным травлением нижележащего Si в NF_3/Ar плазме. Инертность SiC к травителю Si позволяет высвобождение наномеханических балок сухим травлением. Пример 3C-SiC наномеханических балок показан на рис. 7.1.

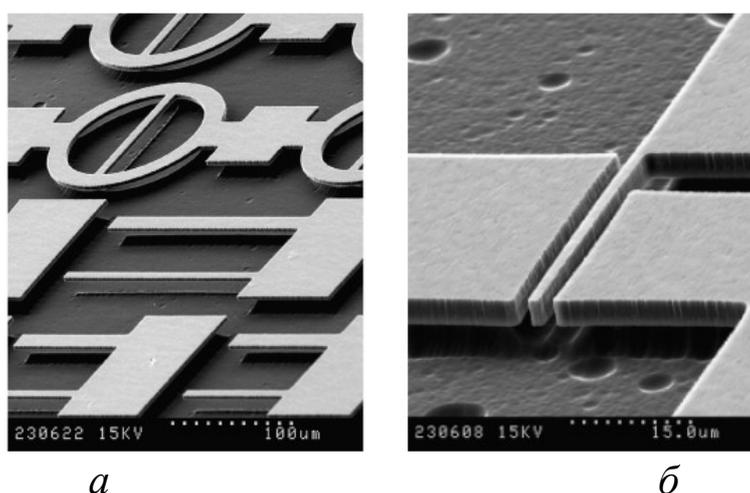


Рисунок 7.1 – СЭМ изображения вертикального (а) и горизонтального (б) 3C-SiC резонаторов

7.2. Нитрид галлия

Гетероструктуры GaN и его твердых растворов обладают физическими свойствами, которые обеспечивают электронным приборам на их основе оптические, мощностные и частотные характеристики, позволяющие применять их в разных областях полупроводниковой электроники.

Начиная с середины 90-х годов о нитриде галлия (GaN) и его твердых растворах заговорили, как об одном из самых перспективных оптоэлектронных материалов. Спектр применения данного материала в оптоэлектронике действительно широк: светодиоды сине-зеленой области видимого спектра, светодиоды ближнего ультрафиолетового

диапазона, активные среды лазерных диодов и др. Стоит также отметить, что структуры на основе GaN перспективны не только в оптоэлектронике, но и для разработки компонентной базы силовой и СВЧ-электроники – диодов Шоттки и транзисторов.

Максимумы спектров первых светодиодов на основе гетероструктур GaN и его твердых растворов InGaN и AlGaN лежали в интервале энергии $\hbar\omega_{\max} = 2,55\text{--}2,75$ эВ в синей, $\hbar\omega_{\max} = 2,38\text{--}2,45$ эВ в зеленой и $\hbar\omega_{\max} = 2,48\text{--}2,60$ эВ в сине-зеленой областях. Это позволило светодиодам перекрыть полностью весь видимый диапазон и сделало возможным применение их в полноцветных устройствах: индикаторах, экранах и т. д.

Интерес разработчиков мощных полупроводниковых усилителей к GaN-транзисторам (а точнее, к транзисторам на основе гетероструктур AlGaN/GaN) обусловлен рядом важных свойств широкозонных полупроводниковых соединений вообще, и нитрида галлия, в частности.

Ширина запрещенной зоны GaN (3,4 эВ) обуславливает возможность работы транзистора при высоких уровнях активирующих воздействий (температуры, радиации). Очень высокая концентрация электронов в области двумерного электронного газа ($2 \cdot 10^{13}$ см⁻²) в сочетании с приемлемой подвижностью электронов (2000 см²/В·с) дает возможность реализации большой плотности тока в сечении канала транзистора и высокого коэффициента усиления. Высокая критическая напряженность электрического поля (3,3 МВ/см) позволяет реализовать пробивные напряжения в 100–300 В и поднять рабочее напряжение стока до 50–100 В, что в сочетании с высокой плотностью тока обеспечивает удельную выходную мощность промышленных GaN-транзисторов 3–10 Вт на 1 миллиметр ширины затвора (до 30 Вт/мм в лабораторных образцах), что на порядок превышает удельную выходную мощность GaAs транзисторов. Проблемными моментами, сдерживающими развитие GaN-приборов, являются задача обеспечения адекватного теплоотвода от активной структуры и необходимость выращивания эпитаксиальных структур GaN на чужеродных (отличающихся по параметрам кристаллической решетки, тепловому расширению и т.д.) подложках, из-за невозможности реализации высокой подложки собственно GaN.

Приборное направление GaN-транзисторов и МИС достаточно молодо. Первые демонстрации эффективных транзисторных гетероструктур AlGaN/GaN, выявляющие их основные преимущества и

перспективы, относятся к 1991-1994 гг. В конце 90-х годов появляются первые образцы GaN МИС усилителей, одновременно формируются и начинают выполняться военные и государственные программы развития данного направления – американская программа WBGSTI, позднее европейские MARCOS, TIGER, KORRIGAN, японская NEDO. В то же время практически все ведущие мировые электронные компании, так или иначе связанные с производством GaAs-компонентов, начинают собственные инвестиции в технологию GaN-приборов. Эти инвестиции приносят свои плоды и в 2006–2007 г. анонсируются, а затем и реально появляются на рынке коммерческие GaN-продукты: корпусированные мощные универсальные и диапазонные транзисторы в диапазоне частот до 2–4 ГГц с выходной мощностью от 5 до 50 Вт (несколько позднее – до 120–180 Вт). Пионерами выхода на коммерческий рынок стали компании Eudyna, Nitronex, Cree и RFHIC, чуть позднее к ним присоединятся Toshiba, RFMD, TriQuint, OKI, NXP и ряд других компаний. В 2008 г. появляются первые коммерческие МИС (широкополосные усилители мощности до 6 ГГц) фирмы Cree, в 2009 г. анонсируются широкополосные 10-Вт МИС усилители с полосой 2–17 ГГц компанией TriQuint.

Одним из направлений применения GaN транзисторов является совершенствование характеристик импульсных твердотельных радаров в L-, S- и X-диапазонах. В литературе описан выходной широкополосный приемо-передающий модуль АФАР, работающий в диапазоне частот от 8,7 до 11,5 ГГц, включающий четыре GaN МИС.

Большой интерес разработчики GaN приборов проявляют к широкополосным системам связи, в первую очередь – к применению GaN транзисторов в базовых станциях стандартов W-CDMA, UMTS и WiMAX. Прогнозируется, что к 2012 г. в общем объеме выпуска GaN приборов рынок применения в широкополосных коммерческих системах связи и телевидения будет составлять 63% против 26% рынка применения в военных системах. Развитие этого направления идет как за счет совершенствования параметров самих GaN транзисторов (увеличение выходной мощности и КПД, подавление «эффектов памяти»), так и за счет применения известных схем повышения эффективности усилителей базовых станций – использование схем Доггерти, применение различных режимов высокоэффективного усиления (режимы класса E, F и другие).

При достаточно высокой цене самих GaN транзисторов, их коммерческий успех связывают с такими преимуществами на системном уровне, как:

- простота (и дешевизна) схемотехнической реализации мощных усилителей;
- простота получения широких полос усиления, перекрытие одним мощным усилителем нескольких поддиапазонов станции;
- снижение энергопотребления базовой станции и связанных с ним издержек;
- уменьшение сложности и стоимости систем охлаждения.

Одним из очевидных применений GaN транзисторов и МИС являются системы радиопротиводействия, традиционно перекрывающие многооктавные полосы частот в дециметровом и сантиметровом диапазонах.

В России исследования и разработки эпитаксиальных структур нитрида галлия и транзисторов на их основе проводятся рядом предприятий и научных учреждений. Среди них – ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ОАО «Светлана-Рост», ФГУП «НПП «Пульсар», ФГУП «НПП «Исток», ЗАО «Элма-Малахит», ИСВЧПЭ РАН, ФГУП «Гиредмет», ИФП РАН и ряд других организаций. Разработаны образцы полупроводниковых светодиодов, мощных и малошумящих GaN транзисторов, находящиеся в стадии лабораторных исследований. В промышленном освоении приборов, к сожалению, российские предприятия пока значительно отстают от ведущих зарубежных компаний.

7.3. Пористый кремний

Пористый Si получают при комнатной температурой электрохимическим травлением Si в HF. В конфигурации, когда Si выполняет роль электрода в электрохимической цепи с HF, носители положительного заряда (дырки) в поверхности Si способствуют обмену атомов F с атомами H, которые замыкают связи на поверхности Si. Фторированный Si в итоге удаляется, и обмен продолжается в областях, лежащих ниже первоначальной поверхности. Качество травленной поверхности зависит от плотности дырок на поверхности, которая контролируется заданием плотности тока. При высоких значениях тока плотность дырок высока и поверхность травления гладкая. При низких плотностях тока концентрация дырок низкая и они скапливаются в узких локализованных областях и на дефектах поверхности. Таким

образом, дефекты поверхности увеличиваются при травлении, что приводит к образованию пор. Размер пор и их плотность связаны с типом используемого Si и условиями проведения электрохимического травления. В пористый Si можно преобразовывать как монокристаллический, так и поликристаллический Si.

О свойствах и применении пористого кремния можно говорить достаточно много, на основании рис. 7.2 можно представить себе возможности материала. Достаточно, например, заметить, что на базе пористого кремния могут быть созданы светоизлучающие диоды, фотоприемники и световоды, которые в одной твердотельной схеме могут быть объединены в единый комплекс излучатель – оптическая среда передачи информации – приемник. Легкость управления свойствами пористого материала, совместимость с технологическими операциями кремниевой микроэлектроники позволяют надеяться на разработку и других электронных и оптических приборов на основе слоев с низкой, средней, высокой пористостью и макропористых регулярных структур.



Рисунок 7.2 – Основные области применения пористого кремния

Большое отношение поверхности к объему в пористом Si привлекательно с точки зрения приложений, связанных с газами и жидкостями, включая фильтрующие мембраны и абсорбирующие слои для химической сенсорики. При использовании монокристаллических подложек пористая пленка остается монокристаллической и на нее возможно осаждение эпитаксиального слоя Si. Было показано, что при CVD осаждаемый материал обычно не проникает через пористые области и образует пленку на слое поверхностных пор подложки. По-

этому возможно формирование локализованных структур Si на изоляторе, просто комбинируя формирование пор с эпитаксией, с последующим сухим травлением, для создания областей вскрытия к пористому кремнию и с дальнейшим термическим окислением всего скрытого пористого слоя. В других приложениях пористый Si используется в качестве жертвенной пленки для поликремния и монокристаллического кремния при поверхностной микрообработке. Как показано, технология предполагает электрическую изоляцию твердой структурной пленки Si или посредством p-n-перехода, формируемого селективным легированием или с использованием тонких изолирующих пленок, поскольку формирование пор происходит только на электрически заряженных поверхностях. Слабый травитель Si будет активно разъедать пористые области, практически не затрагивая структурные пленки Si, что может использоваться для высвобождения подвижных частей прибора.

В настоящее время разрабатываются методы использования пористого кремния как структурного материала для вакуумной герметизации на уровне чипа. В этом примере поликремний толщиной 1,5 мкм осаждается на опорную жертвенную пленку ФСС, преобразуется в пористый при электрохимическом травлении в растворе HF и отжигается в установке RTA для уменьшения напряжения в пористой пленке. Сформированный поверх предварительно изготовленной структуры прибора (до высвобождения) слой пористого Si образует локализованную оболочку, которая будет в дальнейшем служить механическим основанием для герметизирующего слоя. Пористая структура пропускает HF травитель, что может использоваться для удаления жертвенного слоя ФСС (или оксида) в МЭМС приборе. После вытравливания жертвенного слоя герметизация выполнялась LPCVD осаждением пленки поликремния при давлении 179 мторр на пористую оболочку, запечатывая прибор под вакуумом. Эта технология использовалась для герметизации микроструктуры вакуумметра Пиранни, позволяющего проводить измерения давления зависимости от времени на месте (*in situ*).

7.4. Поликристаллический и аморфный кремний

Поверхностная микромеханика (или поверхностная микрообработка) – технология, в которой тонкие пленки, часто различных материалов, последовательно осаждаются и селективно удаляются с це-

лью формирования необходимых микромеханических (или микро-электромеханических) структур. В отличие от технологии объемной микромеханики, подложка здесь служит в качестве опорной платформы для прибора. Для МЭМС технологий поверхностной микромеханики, основанной на Si, поликристаллический Si (поликремний) чаще всего используется как структурный материал: SiO₂ как жертвенный материал, нитрид кремния (Si₃N₄) в качестве материала для электрической изоляции структур прибора и монокристаллический Si – в качестве подложки. Как и в случае монокристаллического Si, слой поликремния может быть легирован во время или после осаждения. SiO₂ может быть термически выращен или осажден на поликремнии в широком диапазоне температур (от 200 до 1150°C), в зависимости от совместимости процессов и материалов. SiO₂ легко растворяется в плавиковой кислоте (HF), которая не травит поликремний и, таким образом, может использоваться для удаления жертвенных SiO₂ слоев. Si₃N₄ – пленка изолятора, которая является очень стойкой в растворах для травления оксида. Поликремниевый микродвигатель, показанный на рис. 7.3, был изготовлен по технологии поверхностной микромеханики с использованием отмеченных материалов.

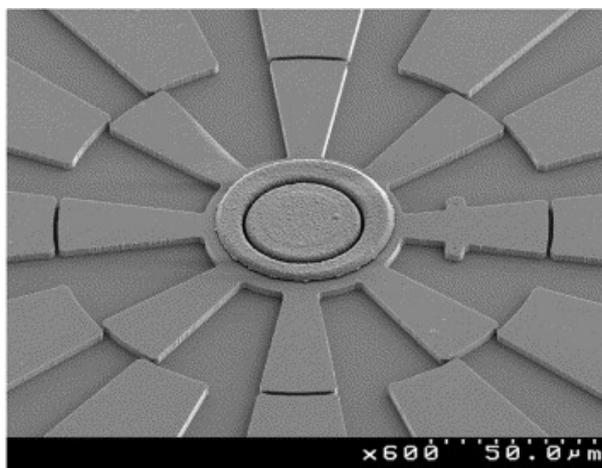


Рисунок 7.3 – СЭМ микрофотография поликремниевого микромотора, изготовленного поверхностной микрообработкой, полученного с использованием SiO₂ в качестве жертвенного слоя

Для приложений МЭМС и ИС пленки поликремния обычно осаждаются, используя метод, известный как химическое осаждение из газовой фазы при низком давлении (LPCVD). Типовые процессы выполняются при температурах в пределах от 580 до 650°C и давлении от 100 до 400 мторр. Обычно используемый газ источника – силан (SiH₄). Микроструктура тонких пленок поликремния состоит из сово-

купности малых зерен, структура и ориентация которых зависит от условий осаждения. Для типичных технологий LPCVD (например, 200 мторр) температура фазового перехода от аморфной фазы к поликристаллической составляет приблизительно 570°C.

Удельное сопротивление поликремния можно изменить методами легирования, разработанными для монокристаллического Si. Диффузия – эффективный метод легирования пленок поликремния, особенно для сильного легирования толстых слоев. Фосфор – примесь, наиболее часто используемая для легирования поликремния в МЭМС, диффундирует значительно быстрее в поликремнии по сравнению с монокристаллическим Si прежде всего из-за увеличения скорости диффузии вдоль межзеренных границ. Коэффициент диффузии фосфора в тонких пленках поликремния с малыми равноосными зернами составляет около 10^{12} см²/с. Ионное легирование также используется для легирования поликремниевых пленок. Высокотемпературный отжиг, как правило, используется для активации ионноимплантированной примеси, так же как и для удаления дефектов, возникающих при имплантации поликремния. Вообще, удельная электропроводность ионноимплантированных пленок поликремния ниже, чем у пленок, легированных диффузией.

Теплопроводность поликремния сильно зависит от его микроструктуры и, следовательно, от условий его осаждения. Для мелкозернистых пленок теплопроводность составляет приблизительно 25% значения монокристаллического Si. Для толстых пленок с большими зернами теплопроводность варьируется от 50% до 85% значения для монокремния.

Для многих конструкций приборов требуются толстые слои поликремния, которые трудно получить с использованием процесса LPCVD из-за низкой скорости осаждения в таких системах. Для этих приложений можно использовать эпитаксиальные реакторы для Si, которые позволяют выращивать пленки поликремния (эпи-поликремний). В отличие от традиционных LPCVD технологий со скоростью осаждения менее 100 Å/мин, реакторы эпитаксиального роста имеют скорость осаждения порядка 1 мкм/мин. Высокая скорость осаждения является следствием намного более высоких температур подложек (> 1000°C) и давления при осаждении (> 50 торр), используемых в этих процессах. Пленки поликремния в технологиях поверхностной микромеханики обычно осаждаются на жертвенные слои SiO₂. Зародышевая пленка LPCVD поликремния иногда исполь-

зуется, чтобы контролировать зародышеобразование, зернистость и шероховатость поверхности. Как и в случае обычного поликремния, микроструктура и остаточное напряжение эпи-поликремния зависят от условий осаждения. Пленки со сжимающим напряжением состоят из смеси зерен с ориентацией [110] и [311], в то время как пленки, имеющих растягивающее напряжение, состоят из случайной смеси зерен с ориентацией [110], [100], [111] и [311]. Модуль Юнга у эпи-поликремния, измеренный на микромеханических тестовых структурах, сопоставим со значением для LPCVD поликремния. Тестовые структуры для исследования механических свойств, тепловые приводы, акселерометры с электростатическим приводом и гироскопы изготавливаются на этих пленках.

Процесс PECVD (индуцированное плазмой CVD осаждение) появился в качестве альтернативного варианта LPCVD процессу для изготовления поверхностных Si микромеханических структур на чувствительных к температуре подложках. В литературе сообщается о разработке микрорезонаторов по технологии поверхностной микромеханики, изготовленных из тонких пленок гидрированного аморфного Si (a-Si:H), осажденных методом PECVD. Резонаторы состояли из микромостиков, зажатых с двух сторон и подвешенных между алюминиевыми электродами. Пленка a-Si:H была осаждена с использованием SiH₄ и прекурсоров H₂ и PH₃ для легирования. Температура подложки составляла, около 100°C, что допускало использование фоторезиста в качестве жертвенного слоя. Микромостики состояли из большой лопасти, подвешенной между двумя тонкими удерживающими лопастями, со структурой, имеющей большую отражающую поверхность для оптического считывания резонансной частоты. Резонаторы мегагерцевых частот имели в вакууме добротность порядка 10⁵.

7.5. Углеродные материалы

Углеродные нанотрубки являются одной из интригующих естественно самособранных наноструктур. Они существуют в двух основных формах: одностенные и многостенные нанотрубки. Одностенная углеродная нанотрубка может быть представлена как лист из графита моноатомной толщины, свернутый в трубку. Такой листовой графит называют графен. Атомная структура графена, соответствующие

энергетические электронные диаграммы и по-разному свернутые нанотрубки схематично показаны на рис. 7.4.

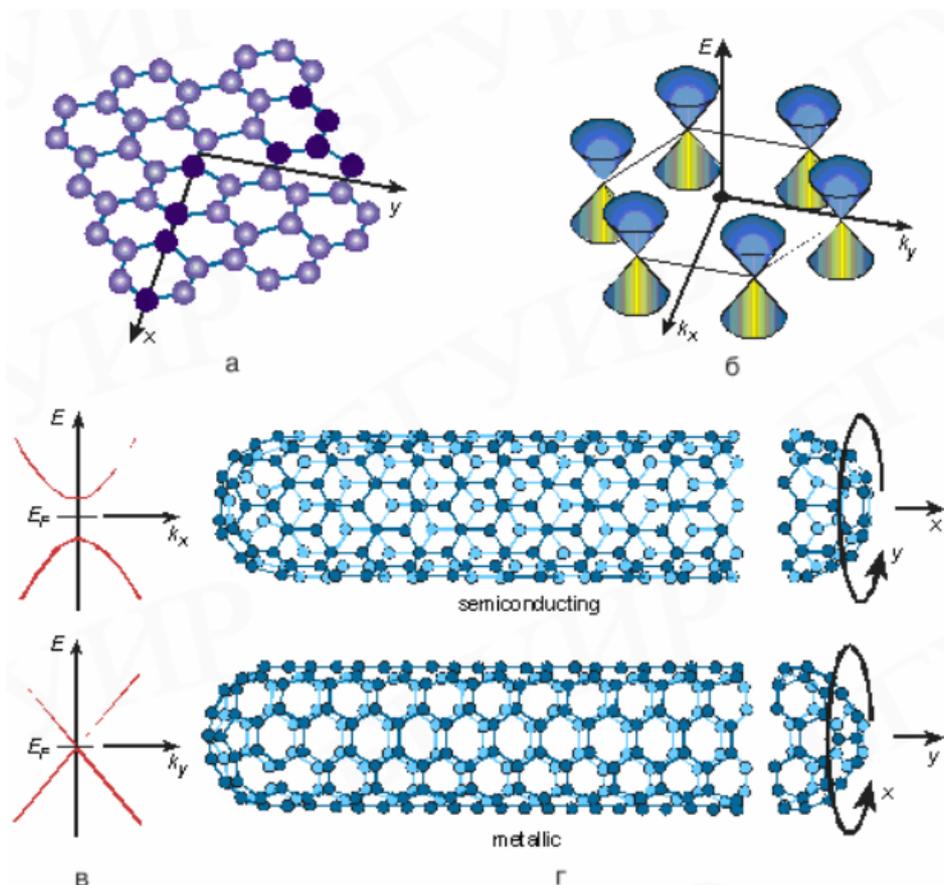


Рисунок 7.4 – Углеродные нанотрубки: а) решетка графена; б) энергия проводящих состояний в графене как функция k -вектора электронов; в) структура энергетических зон в графене вдоль главных направлений; г) углеродные нанотрубки, свернутые вокруг оси x , параллельной $C-C$ -связям (полупроводниковые) и вокруг оси y , перпендикулярной $C-C$ -связям (металлические)

Электронные свойства углеродных нанотрубок зависят от направления, в котором свернут графеновый лист. Графен представляет собой двухмерную сотовую сеть, образованную атомами углерода, связанными между собой sp^2 -электронными состояниями (рис. 7.4, а). Проводящие электронные состояния в ее элементарной ячейке имеют определенную пространственную ориентацию и представляются семейством конусов плотности электронов в k -пространстве, как это показано на рис. 7.4, б. Графен проводит электрический ток только в тех направлениях, в которых расположены конусы электронной плотности, что приводит к анизотропии его электронных свойств. Его проводимость в направлении, параллельном связям между атомами

углерода (направление x на рис. 7.4, а), существенно отличается от проводимости в направлении, перпендикулярном межуглеродным связям (направление y на рис. 7.4, а).

Энергетическая зонная диаграмма графена (рис. 7.4, в) определяется рассеянием электронов атомами углерода. Электроны, движущиеся вдоль С-С-связей, испытывают существенное рассеяние на атомах углерода, периодически встречающихся на их пути. В результате только электроны с определенной энергией могут проходить в этом направлении, что создает энергетический зазор, аналогичный тому, который имеется у полупроводников. Электроны, перемещающиеся в направлении, перпендикулярном С—С-связям, рассеиваются различными атомами. Соответствующие им электронные волны интерферируют деструктивно, подавляя их обратное рассеяние, что в комплексе аналогично поведению электронов в металлах. Так, одностенные углеродные нанотрубки, свернутые вокруг оси, параллельной С—С-связям, имеют полупроводниковые свойства, а свернутые вдоль оси, перпендикулярной этим связям – металлические свойства.

Средний диаметр одностенных нанотрубок 1,2–1,4 нм. Ширина запрещенной зоны в полупроводниковых трубках составляет от 0,4 до 0,7 эВ в зависимости от незначительных вариаций в диаметре и углах связей. Квантовое ограничение существует в радиальном направлении, поскольку стенка трубки имеет моноатомную толщину. Одностенные нанотрубки ведут себя как одномерные структуры. Движение электронов вдоль трубки на значительном расстоянии происходит без рассеяния.

Многостенные нанотрубки состоят из нескольких одностенных трубок, концентрически вставленных одна в другую. Их типичный диаметр составляет 10–40 нм. Они уже не являются хорошими одномерными проводниками. Из-за взаимодействия между отдельными вложенными друг в друга трубками электрический ток протекает преимущественно в стенке внешней трубки. Длина когерентности в многостенных трубках составляет порядка 250 нм при 4,2 К, а длина свободного пробега электронов при упругом рассеянии около 60 нм.

Нанотрубки имеют обширный перечень привлекательных свойств. Они могут вести себя как полупроводники и проводники, проводят электрический ток лучше меди, имеют теплопроводность лучше, чем у алмаза, по механической прочности составляют конкуренцию многим известным твердым материалам.

Углеродные нанотрубки создают испарением углеродных электродов в дуговом разряде, лазерным испарением, химическим осаждением из газовой фазы. С использованием первых двух методов получают пучки переплетенных трубок на электроде или на подложке, что затрудняет манипулирование ими. Для последующего исследования и использования их отделяют от подложки и друг от друга ультразвуковой обработкой в дихлорэтаноле. Образовавшуюся суспензию наносят и высушивают на кремниевой или покрытой SiO_2 подложке.

Отбор и позиционирование нанотрубок на подложке осуществляют в атомном силовом микроскопе.

В отличие от рассмотренного подхода, химическое осаждение из газовой фазы позволяет контролируемо формировать углеродные нанотрубки в определенных местах на подложке. Для этого газообразное углеводородное соединение пропускают над нагретым катализатором, на котором происходит его разложение на углерод и водород с последующей конденсацией атомов углерода и образованием нанотрубок. Ключевыми параметрами, контролирующими этот процесс, являются тип используемого углеводородного соединения и катализатора, а также температура разложения. Многостенные трубки формируют каталитическим разложением этилена или ацетиленом на железе, никеле или кобальте при $500\text{--}700^\circ\text{C}$. При этих температурах атомы углерода сначала насыщают металл, а затем, преципитируя на его поверхности, выстраиваются в нанотрубки. Их диаметр определяется размером металлических частиц, участвующих в катализе. Относительно низкие температуры катализа создают проблемы с совершенством структуры нанотрубок. Ввиду этого использование метана и проведение процесса при $900\text{--}1000^\circ\text{C}$ лучше подходит для формирования бездефектных нанотрубок, в особенности одностенных. Среди углеводородов метан наиболее устойчив к разложению, что важно для предотвращения образования аморфного углерода и загрязнения им катализатора.

Хорошо позиционированные ориентированные пучки нанотрубок создают химическим разложением углеводородов на кремниевых подложках с заданной топологией элементов из каталитического материала. Пригодные для этого подходы схематически показаны на рис. 7.5.

В одном из них на поверхности подложки создаются кремниевые столбики, вершинки которых покрывают катализатором (рис. 7.5, а).

На них зарождаются и растут как отдельные нанотрубки, так и целые гроздья нанотрубок.

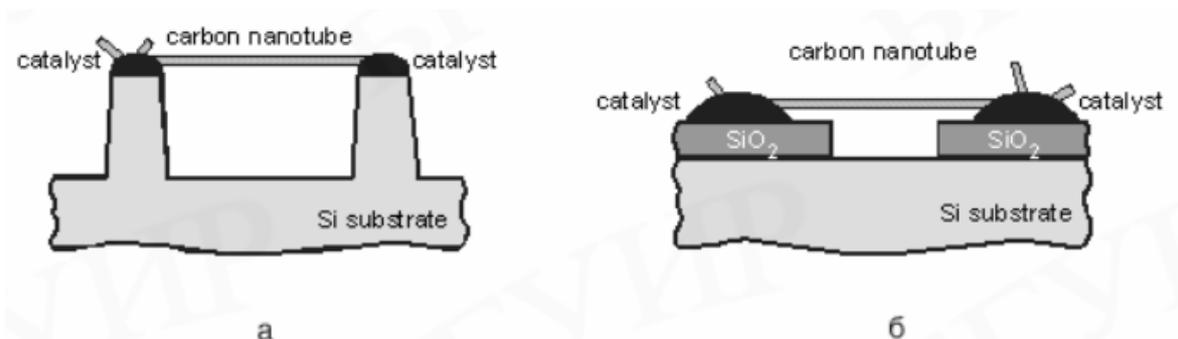


Рисунок 7.5 – Принципы контролируемого формирования углеродных нанотрубок: а) с использованием кремниевых столбиков, покрытых металлом-катализатором; б) с использованием островков из металла-катализатора на SiO₂

Постоянный газовый поток поддерживает эти трубки в плавающем но ветру состоянии, что, с одной стороны, обеспечивает их ориентированный по ветру рост, а с другой стороны, исключает соприкосновение кончика растущей трубки с подложкой. Достигнув ближайшего соседнего столбика, нанотрубка закрепляется на нем за счет сил ван-дер-ваальсовского взаимодействия. Так формируется сеть из нанотрубок, в которой они как мостики переброшены между кремниевыми столбиками.

Контролируемый рост нанотрубок можно осуществить и на окисленной кремниевой подложке с элементами из каталитического материала (рис. 7.5, б). Механизм направленного роста в данном случае таков же, как и рассмотренный выше. Мостики из нанотрубок формируются между каталитическими элементами. Лишние нанотрубки и их пучки удаляются с использованием атомного силового микроскопа.

Типичная длина создаваемых таким образом нанотрубок составляет 1–10 мкм, есть примеры выращивания нанотрубок длиной до 200 мкм. Взаимодействие между нанотрубками и элементами, к которым они прикрепились, а также между нанотрубками и подложкой достаточно сильно, чтобы выдержать механические воздействия, связанные с проведением последующих литографических процессов.

Легирование материала полупроводниковых нанотрубок, как и в обычных полупроводниках, определяет тип основных носителей заряда в них. Замещая атомы углерода, бор выступает как акцепторная

примесь, а азот – как донорная примесь. Присоединение щелочных или галогенных атомов к внешней поверхности трубки также может быть использовано для этих целей, хотя этот процесс с трудом поддается контролю.

Контакты, соединяющие углеродные нанотрубки с остальными элементами ИС, могут быть созданы многими способами. Один из них – сформировать электроды на подложке и положить на них нанотрубку. Другой предполагает помещение нанотрубки в необходимое место на подложке с помощью сканирующего туннельного или атомного силового микроскопа с последующим формированием контактов поверх нее с использованием стандартных литографических методов. Наиболее перспективным является контролируемое выращивание нанотрубок между электродами, изготовленными из металла-катализатора. В этом случае трубка прикрепляется к контакту за счет сильного электростатического или химического взаимодействия. Среди металлов, подходящих для этих целей, – титан, золото, алюминий. Титан обеспечивает наименьшее контактное сопротивление, поскольку между ним и углеродом существует сильное химическое взаимодействие, приводящее к образованию карбида титана в переходной области на их границе. Золото и алюминий не имеют стабильных карбидов и поэтому сопротивление их контактов к нанотрубкам выше.

Поскольку атомы углерода в нанотрубке связаны между собой очень сильными связями, их очень трудно сместить относительно друг друга. Вследствие этого нанотрубки более устойчивы к электромиграции, чем медные и алюминиевые межсоединения в ИС. Плотность тока, пропускаемого по нанотрубке, может достигать 10^{13} А/см². Малый диаметр и высокие плотности тока делают их перспективными для применения в качестве эмиттеров электронов. Механические воздействия необратимо меняют электронные свойства углеродных нанотрубок. Это позволяет использовать их в качестве элементов электромеханических приборов. Несмотря на отмеченные перспективы, углеродная электроника не может конкурировать с высокоразвитой кремниевой электроникой и наноэлектроникой на полупроводниковых соединениях АЗВ5. Углеродные нанотрубки находят реальное применение только в тех технических решениях, для которых отсутствуют альтернативные варианты среды традиционных для электроники материалов.

8. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

8.1. Квантовое ограничение

Поведение подвижных носителей заряда (электронов и дырок) в наноразмерных структурах определяют три группы фундаментальных явлений: квантовое ограничение, баллистический транспорт и квантовая интерференция, а также туннелирование. Все эти эффекты по своему происхождению представляют собой типичные квантово-механические явления.

Квантовое ограничение возникает, когда свободное движение электронов в одном из направлений оказывается ограниченным потенциальными барьерами, образующими наноструктуру, в которой эти электроны находятся. Оно изменяет спектр разрешенных энергетических состояний и влияет на перенос носителей заряда через наноструктуры. Транспорт носителей заряда может, в принципе, осуществляться как параллельно, так и перпендикулярно потенциальным барьерам. В случае движения носителей вдоль потенциальных барьеров доминирующими эффектами оказываются баллистический транспорт и квантовая интерференция. Прохождение же носителей заряда через потенциальные барьеры имеет место исключительно посредством их туннелирования, что и обеспечивает перенос носителей из одной области нанoeлектронного прибора в другую. В данном разделе рассмотрена физическая природа и основные закономерности проявления перечисленных фундаментальных явлений.

Свободный электрон, движущийся в трехмерной системе (3D), имеет кинетическую энергию, величина которой, в соответствии с пространственными компонентами его импульса p_x , p_y , p_z составляет

$$E = \frac{1}{2m^*} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2),$$

или в волновом представлении

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad (8.1)$$

где m^* – эффективная масса электрона (в твердых телах она обычно меньше, чем масса покоя электрона m_0); \hbar – приведенная постоянная Планка ($\hbar = h/2\pi$); k_x , k_y , k_z – пространственные компоненты волнового вектора. Плотность электронных состояний при этом является непрерывной функцией энергии:

$$n_{3D}(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^* E}}{\pi^2 \hbar^3}. \quad (8.2)$$

В низкоразмерной структуре свободное движение электрона ограничено, по крайней мере, в одном направлении. В данном направлении (пусть это будет направление вдоль оси x) потенциальная энергия электрона может быть представлена в виде бесконечно глубокой потенциальной ямы (рис. 8.1). Если ширина ямы вдоль оси x равна a , то в области $0 < x < a$ электрон имеет нулевую потенциальную энергию. Бесконечно высокий потенциальный барьер делает невозможным нахождение электрона за границами этой области.

Таким образом, волновая функция электрона должна обращаться в нуль на границах потенциальной ямы, т.е. при $x = 0$ и $x = a$. Такому условию отвечает лишь ограниченный набор волновых функций. Это стоячие волны с длиной λ , определяемой соотношением

$$\lambda_n = 2a / (n=1,2,\dots). \quad (8.3)$$

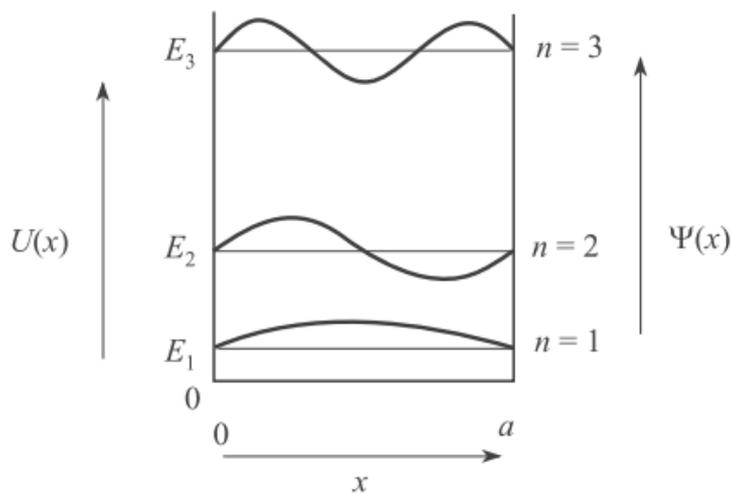


Рисунок 8.1. – Потенциальная яма и волновые функции электронов в ней

Соответствующие разрешенные значения волнового вектора дискретны и равны

$$k_n = 2\pi/\lambda_n = n\pi/a. \quad (8.4)$$

Как следствие, энергии разрешенных энергетических состояний электрона в яме тоже оказываются дискретными. Спектр этих состояний имеет вид

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* a^2}. \quad (8.5)$$

Целое число n является квантовым числом, обозначающим квантовое состояние. Таким образом, электрон, помещенный в ограниченную область пространства, может занимать только дискретные энергетические уровни. Самое низкое состояние имеет энергию

$$E_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2}, \quad (8.6)$$

которая всегда больше нуля. Ненулевая минимальная энергия отличает квантово-механическую систему от классической, для которой энергия частицы, находящейся на дне потенциальной ямы, тождественно равна нулю. Кроме того, разрешенные значения энергии для электрона оказываются квантованными и пропорциональны n^2 .

Для того чтобы удовлетворить принципу неопределенности $\Delta p \Delta x \geq \hbar/2$ (в нашем случае $\Delta x = a$), неопределенность импульса электрона должна быть $\Delta p \geq \hbar/2a$, что отвечает минимальному изменению энергии $\Delta E = (\Delta p^2)/2m^* = \hbar^2/8m^* a^2$, которое (с точностью до множителя $\pi^2/4$) соответствует приведенному выше выражению для E_1 . Таким образом, принцип неопределенности также приводит нас к выводу о ненулевом значении минимальной энергии электрона в потенциальной яме.

Ограничение движения электронов (дырок) в низкоразмерной структуре, приводящее (вследствие их квантово-волновой природы) к ненулевому минимальному значению их энергии и к дискретности энергий разрешенных состояний, называют квантовым ограничением. В твердых телах квантовое ограничение может быть реализовано в трех пространственных направлениях. Количество направлений, в которых эффект квантового ограничения отсутствует, используется в качестве критерия для классификации элементарных низкоразмерных структур по трем группам: квантовые пленки (ямы), квантовые шнуры (проволоки, нити) и квантовые точки. Схематически они показаны на рис. 8.2.

Квантовые пленки (ямы) представляют собой двухмерные (2D) структуры, в которых квантовое ограничение действует только в одном направлении – перпендикулярно пленке (направление z на рис. 8.2, 8.3). Носители заряда в таких структурах могут свободно двигаться в плоскости xu . Их энергия складывается из квантованных значений, определяемых эффектом квантового ограничения в направлении z (в соответствии с толщиной пленки l_z), и непрерывных составляющих в направлениях x и u :

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}. \quad (8.7)$$

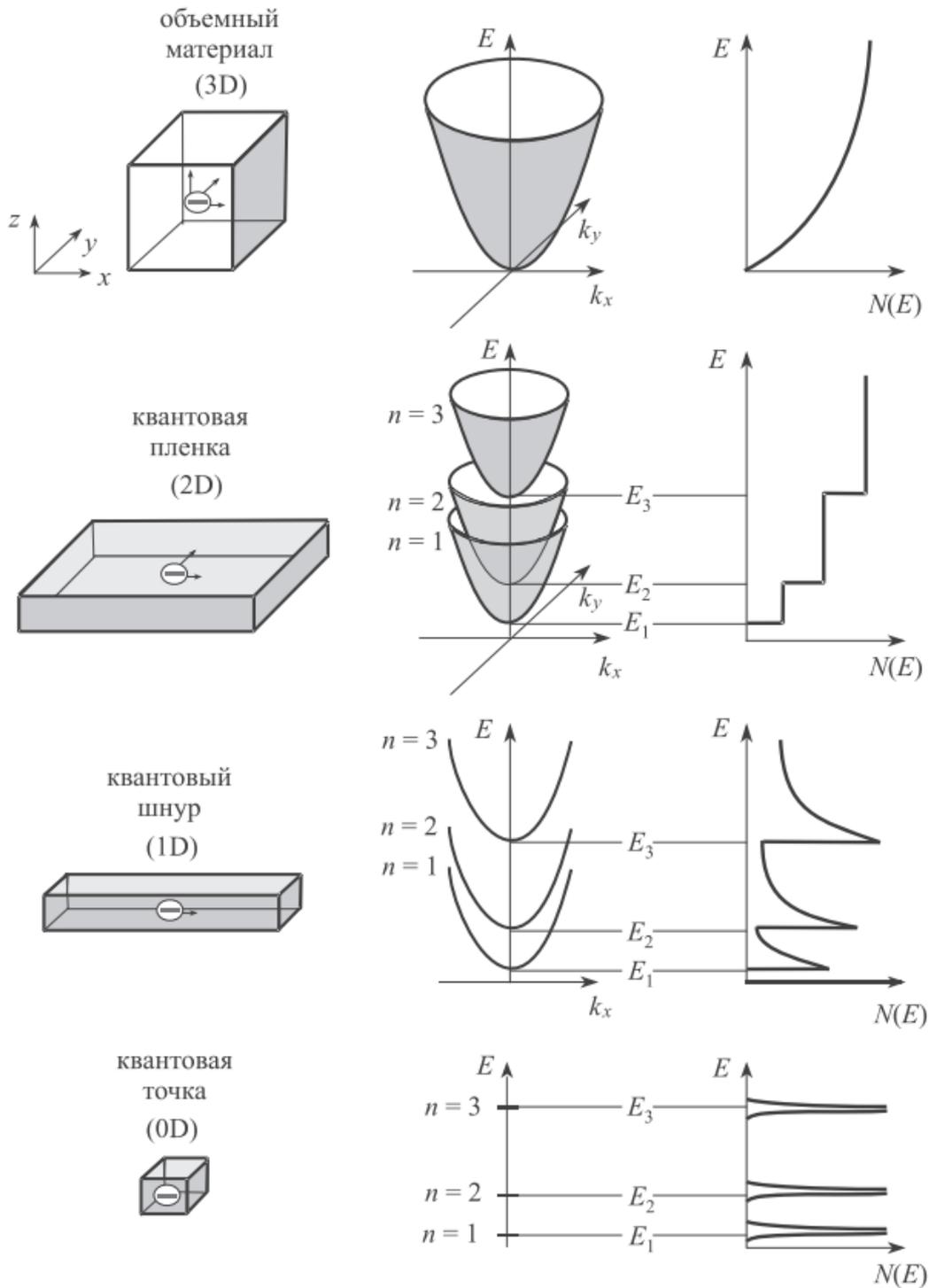


Рисунок 8.2 – Элементарные низкоразмерные структуры, их энергетические диаграммы и плотности состояний $N(E)$ в сравнении с трехмерной структурой

В k -пространстве энергетическая диаграмма квантовой пленки представляет собой семейство параболических зон, которые, пере-

крываясь, образуют подзоны. Минимальная энергия электрона в n -й подзоне задается соотношением (8.5). Электрон с такой энергией неподвижен в плоскости пленки.

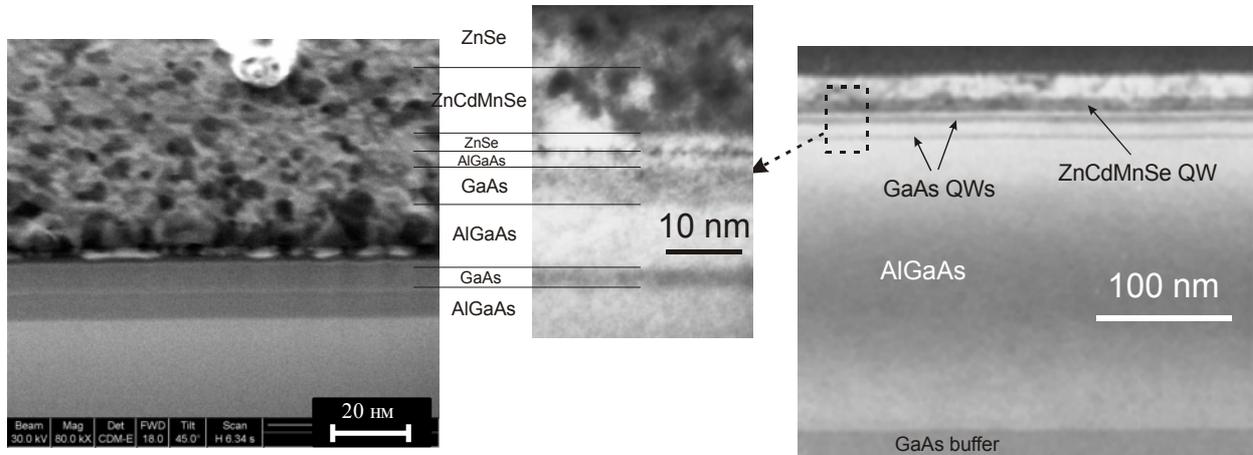


Рисунок 8.3 – СЭМ фотографии квантовой ямы InGaP/AlGaAs толщиной 10 нм

Зависимость плотности электронных состояний от энергии в квантовой пленке имеет ступенчатый вид (вместо параболической зависимости в трехмерных структурах):

$$n_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 l_z} \sum_i \Theta(E - E_i), \quad i=1,2,\dots, \quad (8.8)$$

где $\Theta(E - E_i)$ – ступенчатая функция.

Электроны в квантовых пленках обычно называют двухмерным электронным газом.

Квантовые шнуры (проволоки, нити) – это одномерные (1D) структуры (рис. 8.2, 8.4). В отличие от квантовых пленок, они имеют не один, а два нанометровых размера, в направлении которых и действует эффект квантового ограничения. Носители заряда могут свободно двигаться только в одном направлении – вдоль оси шнура. Таким образом, вклад в энергию носителя заряда дают кинетическая составляющая вдоль одного направления и квантованные значения в двух других направлениях:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m^* l_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_2^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, \quad n_1 = 1, 2, \dots; \quad n_2 = 1, 2, \dots \quad (8.9)$$

Для каждой пары дискретных уровней в направлениях квантового ограничения плотность электронных состояний в квантовом шнуре зависит от энергии по закону $E^{-1/2}$:

$$n_{1D}(E) = \frac{(2m^*)^{1/2}}{\pi \hbar l_y l_z} \sum_{i,j} (E - E_{i,j}), \quad i, j = 1, 2, \dots \quad (8.10)$$

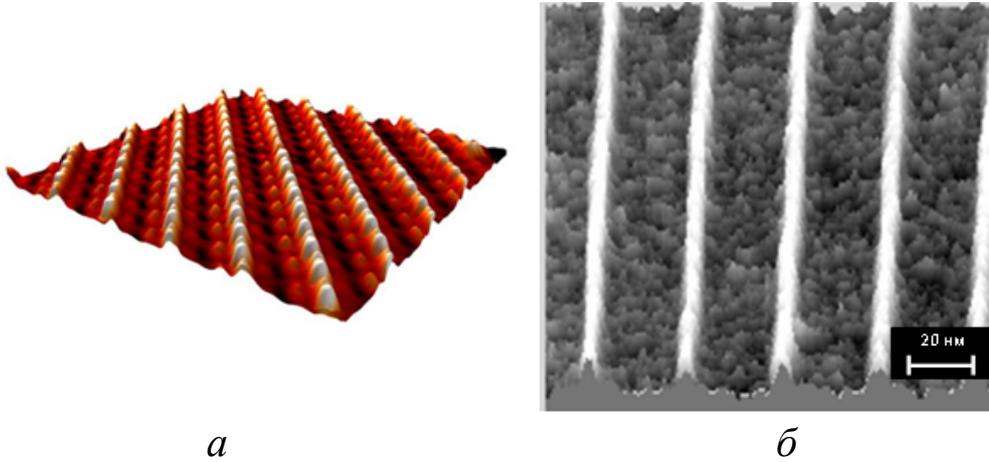


Рисунок 8.4 – Фотографии квантовых проволок, полученные методами СЗМ (а) и РЭМ (б)

Квантовые точки (КТ) – это нуль-мерные (0D) структуры, в которых движение носителей заряда ограничено во всех трех направлениях (рис. 8.2, 8.5). В каждом из этих направлений энергия электрона оказывается квантованной в соответствии с формулой (8.5), а плотность состояний представляет собой набор острых пиков, описываемых δ -функциями:

$$n_{0D}(E) = \frac{2}{l_x l_y l_z} \sum_{i,j,k} \delta(E - E_{i,j,k}), \quad i, j, k = 1, 2, \dots \quad (8.11)$$

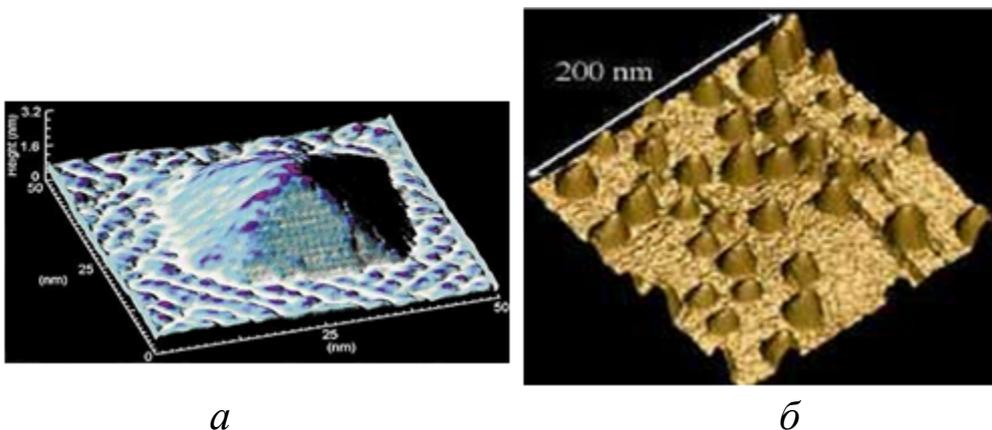


Рисунок 8.5 – Квантовая точка Ge на поверхности Si (а), спонтанно упорядоченные квантовые точки InAs на поверхности GaAs (б)

Из-за сходства энергетических характеристик атомов и квантовых точек последние иногда называют искусственными атомами. Кванто-

вые точки состоят из сравнительно небольшого количества атомов. В этом отношении к ним близки атомные кластеры и нанокристаллиты (кристаллиты нанометровых размеров), где также имеет место эффект квантового ограничения.

Рассмотренные элементарные низкоразмерные структуры в определенном смысле являются идеализированными объектами. Очевидно, что низкоразмерные структуры, представляющие практический интерес, должны располагаться на какой-либо подложке и иметь контакт с другими структурами и функциональными элементами. Более того, приборные применения требуют комбинации нескольких элементарных структур. Но несмотря на появление в сложных комбинированных структурах новых квантово-механических эффектов, определяющую роль в них продолжает играть квантовое ограничение.

8.2. Баллистическим транспорт носителей заряда

Особенности транспорта носителей заряда в твердых телах во многом определяются процессами их рассеяния при движении из одной области в другую. Электрон, сталкиваясь с другим электроном или рассеиваясь на колебаниях решетки, дефектах либо границе раздела, неизбежно изменяет свое состояние. Среднее расстояние, которое электрон проходит между двумя последовательными актами рассеяния, называют средней длиной свободного пробега.

В макроскопических системах средняя длина свободного пробега электронов всегда намного меньше размера этих систем. Для них справедливы следующие допущения: 1) процессы рассеяния носителей заряда локальны, т. е. имеют место в определенных точках пространства; 2) рассеяние происходит непрерывно во времени; 3) и рассеяние, и поля, инициирующие движение носителей заряда, настолько слабые, что вызванные ими отклонения электронной системы от равновесия можно рассматривать независимо друг от друга; 4) масштаб времени для наблюдения за системой выбран таким образом, что регистрируются только те события, которые происходят за времена, превышающие среднее время между двумя ближайшими актами рассеяния. Такие допущения позволяют использовать для описания транспорта носителей заряда в макроскопических системах кинетическое уравнение Больцмана.

В наноструктурах условия для транспорта носителей заряда существенно отличаются от таковых в макросистемах. В структурах с

размером меньше длины свободного пробега перенос носителей заряда происходит без их рассеяния. Такой перенос называют баллистическим транспортом. При этом допущения, перечисленные выше, теряют свою силу. Основные эффекты, относящиеся к баллистическому транспорту, определяются соотношением между размерами структуры, в которой имеет место перенос носителей заряда, и характерными длинами свободного пробега. Ключевыми являются длины свободного пробега, характеризующие упругое и неупругое рассеяние носителей.

Средним длина свободного пробега при упругом рассеянии – это среднее расстояние, которое проходит носитель заряда между двумя последовательными актами упругого рассеяния. Когда электронная система вырождена при низкой температуре, она определяется скоростью Ферми $v_F = (2E_F/m^*)^{1/2}$ (E_F – энергия Ферми) и временем рассеяния $\tau_{SC} = Dd/v_F^2$ (D – коэффициент диффузии носителей, d – мерность структуры) как $l_e = v_F\tau_{SC}$.

Средняя длина свободного пробега при неупругом рассеянии – это расстояние, на котором электронная волна изменяет свою фазу вследствие рассеяния. Она равна $l_{in} = v_F\tau_\phi$, где τ_ϕ – время релаксации фазы (или энергии). Имеется и другой параметр, характеризующий неупругое рассеяние носителей заряда. Длина фазовой когерентности (phase coherence length) $l_\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$ – это расстояние, на котором электронная волна сохраняет свою фазу. Следует иметь в виду, что средняя длина свободного пробега при неупругом рассеянии и длина фазовой когерентности представляют собой различные характеристики. Длина фазовой когерентности меньше, чем средняя длина свободного пробега при неупругом рассеянии. Оба эти параметра важны при анализе условий интерференции электронных волн.

В твердых телах средняя длина свободного пробега для неупругого рассеяния больше, чем для упругого. Транспорт носителей заряда в структурах с размером больше l_e , но меньше l_{in} происходит «квазибаллистически», т.е. со слабым рассеянием.

Важной характеристикой наноструктур является длина волны Ферми $\lambda_F = 2\pi/k_F$, где k_F – волновой вектор Ферми. При $T = 0$ электроны находятся в состояниях, определяемых соотношением $|\mathbf{k}| \leq k_F$, что эквивалентно электронным волнам с длиной волны $\lambda > \lambda_F$.

Сравнивая размер наноструктуры со средней длиной свободного пробега электронов и с длиной волны Ферми (являющимися характеристиками материала, из которого данная структура изготовлена),

можно предсказать основные особенности движения носителей заряда в этой наноструктуре. В металлах средняя длина свободного пробега электронов даже при низких температурах обычно не превышает 10 нм, что меньше или порядка размеров типичных наноструктур. По этой причине баллистический транспорт в металлических наноструктурах реализуется с трудом. Более того, длина волны Ферми в них тоже очень мала и обычно составляет 0,1 – 0,2 нм. Поэтому квантование энергетических уровней в металлах не является существенным фактором (за исключением очень низких температур, когда расстояние между двумя соседними энергетическими уровнями становится сравнимым с тепловой энергией $k_B T$), и энергетический спектр металлических квантовых точек определяется преимущественно кулоновским взаимодействием.

Транспорт носителей заряда в полупроводниках характеризуется большой, до нескольких микрометров, средней длиной свободного пробега электронов. При комнатной температуре средняя длина свободного пробега электронов при неупругом рассеянии достигает 50 – 100 нм в Si и около 120 нм в GaAs. Очевидно, что в наноструктурах из полупроводников баллистический транспорт легко реализуется. Более того, длина волны Ферми в полупроводниках достигает 30 – 50 нм. Когда размер структуры сравнивается с этими длинами, квантование энергии вследствие квантового ограничения становится существенным фактором, определяющим ее электронные свойства и транспорт носителей заряда.

Идеальный баллистический транспорт носителей заряда в наноструктурах характеризуется универсальной баллистической проводимостью, которая не зависит от типа материала и определяется лишь фундаментальными константами. Наиболее простым прибором для иллюстрации баллистического транспорта является проводник с двумя контактами. Такой проводник схематически изображен на рис. 8.6, где сужение между двумя резервуарами с электронами играет роль проводящего квантового шнура. Предполагается, что в этом канале нет никаких неоднородностей, приводящих к рассеянию носителей. Кроме того, предполагается, что связь проводящего канала с резервуарами электронов осуществляется посредством безотражательных проводников; это приводит к неизбежному попаданию в резервуар всех электронов, вышедших из канала.

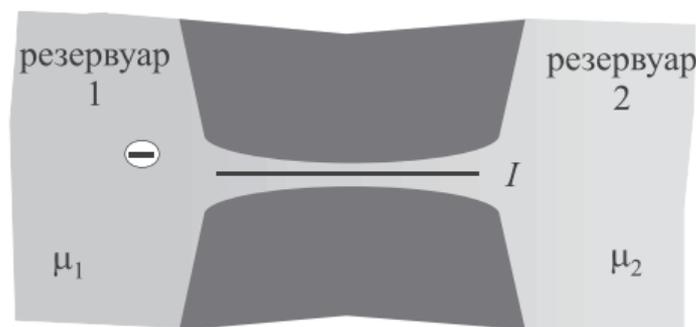


Рисунок 8.6 – Два резервуара с электронами, соединенные проводящим каналом

Будем считать, что $T = 0$, а резервуары заполнены электронами вплоть до электрохимических потенциалов μ_1 и μ_2 , где $\mu_1 > \mu_2$. Если электронные состояния первого резервуара в интервале энергий от μ_1 до μ_2 полностью заняты, то между резервуарами протекает ток

$$I = (\mu_1 - \mu_2)ev(dn/d\mu), \quad (8.12)$$

где e – заряд электрона; v – составляющая скорости электронов на поверхности Ферми вдоль оси канала; $dn/d\mu$ – плотность электронных состояний в канале (с учетом вырождения по спину). В квантовом шнуре $dn/d\mu = 1/\pi\hbar v$. Учитывая, что $\mu_1 > \mu_2 = e(V_1 - V_2)$, где V_1 и V_2 – электрические потенциалы, приводящие к различию электрохимических потенциалов в резервуарах, для проводимости квантового шнура получим:

$$G = I/(V_1 - V_2) = e^2/\pi\hbar = 2e^2/h. \quad (8.13)$$

Это – проводимость идеального одномерного проводника в баллистическом режиме. Она определяется только фундаментальными константами – зарядом электрона и постоянной Планка. Величину $e^2/h = 38,740$ мкСм называют квантовой единицей проводимости (или квантом проводимости). Соответствующее сопротивление равно $h/e^2 = 25812,807$ Ом (квант сопротивления).

Приведенные рассуждения можно обобщить на случай, когда проводящий канал имеет более одного энергетического состояния ниже уровня Ферми. Для канала с N разрешенными состояниями (или, что то же самое, с N передающими модами) получаем

$$G = N(2e^2/h). \quad (8.14)$$

Таким образом, проводимость канала с несколькими передающими модами квантуется в единицах $2e^2/h$. Это наблюдается в квантовых точечных контактах, которые представляют собой узкие перемычки, соединяющие широкие резервуары с электронами. Пример такой структуры и ее проводимость, показаны на рис. 8.7.

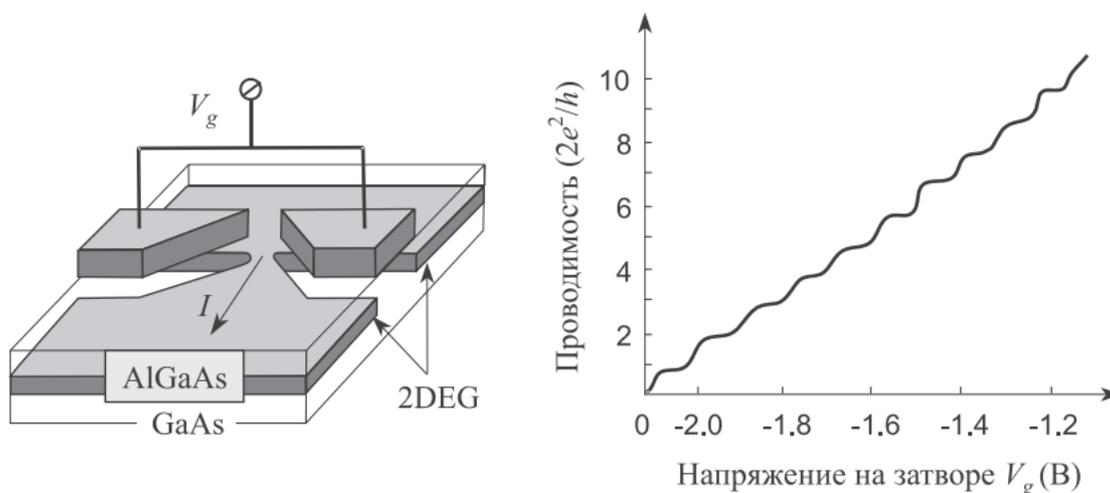


Рисунок 8.7 – Изменение проводимости квантового точечного контакта, сформированного в скрытом слое двумерного электронного газа поверхностным электродом: (а) схематическое изображение квантового контакта; (б) изменение его проводимости

Короткое сужение в «захороненном» двумерном электронном газе (2DEG) контролируется находящимися на поверхности затворами, имеющими форму направленных навстречу друг другу острых штырей. Чтобы вытеснить двумерный электронный газ из-под затворов и сформировать узкий проводящий канал, на затворы подается отрицательное смещение. Напряжение V_g определяет ширину канала. При увеличении отрицательного смещения ширина канала постепенно уменьшается, и канал исчезает. Если же ширина канала возрастет, то количество разрешенных (лежащих ниже уровня Ферми) состояний увеличивается. На кривой проводимости появляются ступеньки, соответствующие числу этих состояний N . Следует помнить, что в случае, когда проводящий канал не является идеальным, процессы рассеяния носителей заряда приводят к уменьшению тока, поскольку вероятность переноса носителей заряда становится меньше единицы. Это необходимо учитывать при расчете проводимости канала.

Как только движение электрона становится когерентным (в том смысле, что электрон проходит через всю структуру без рассеяния), его волновая функция сохраняет свою фазу. При этом возникают разнообразные интерференционные эффекты.

8.3. Туннелирование носителей заряда

Термин туннелирование означает перенос частицы через область, ограниченную потенциальным барьером, высота которого больше

полной энергии данной частицы (или проникновение в эту область). Такой эффект невозможен с точки зрения классической механики, однако имеет место для квантовых частиц, которым присущ корпускулярно-волновой дуализм. Волновые свойства квантовых частиц приводят и к другому, аномальному с точки зрения классической механики, эффекту – надбарьерному отражению.

Взаимодействие квантовых частиц с различными потенциальными барьерами иллюстрирует рис. 8.8.

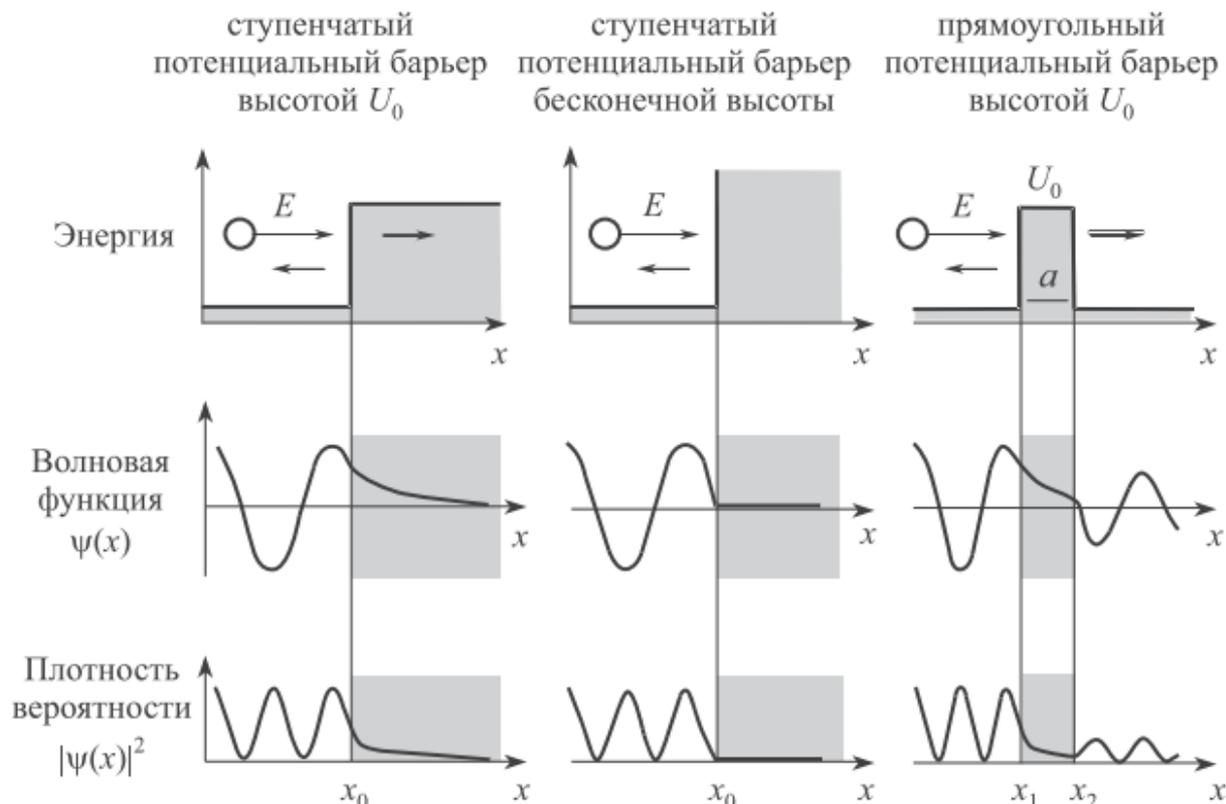


Рисунок 8.8 – Взаимодействие квантовой частицы с полной энергией E со ступенчатым барьером конечной высоты U_a , с бесконечно высоким потенциальным барьером и с прямоугольным барьером высотой U_a и шириной a

На языке квантовой механики движение частицы в одномерном потенциальном поле $U(x)$ описывается уравнением Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + U(x)\Psi(x) = E\Psi(x), \quad (8.15)$$

где m – масса частицы, $\Psi(x)$ – ее волновая функция.

Если энергия квантовой частицы больше высоты ступенчатого барьера ($E > U_0$), то в области перед потенциальным барьером, где

$U(x) = 0$, решение уравнения Шредингера для частицы с импульсом $k_1 = (1/\hbar)\sqrt{2mE}$ имеет вид суперпозиции двух волн:

$$\Psi = A' \exp(ik_1x) + B \exp(-ik_1x), \quad (8.16)$$

где A', B – константы, i – мнимая единица. Волновую функцию обычно нормируют таким образом, что $A' = 1$.

Первый член в (8.16) соответствует падающей на барьер волне, движущейся вдоль оси x слева направо. Второй член описывает отраженную волну, движущуюся вдоль оси x в противоположном направлении.

При $x \rightarrow \infty$ волновая функция прошедшей над потенциальным барьером частицы имеет асимптотический вид:

$$\Psi = A \exp(ik_2x), \quad (8.17)$$

где $k_2 = (1/\hbar)\sqrt{2m(E-U_0)}$. Плотность потока в падающей волне пропорциональна k_1 , в отраженной – $k_1|B|^2$, а в прошедшей – $k_2|A|^2$. Коэффициент прохождения частицы через границу потенциального барьера, определяемый как отношение плотности потока в прошедшей волне к плотности потока в падающей волне, равен:

$$T(E) = \frac{k_2}{k_1} |A|^2. \quad (8.18)$$

Коэффициент отражения частицы от потенциального барьера, определяемый отношением плотности отраженного потока к плотности падающего потока, равен:

$$R(E) = |B|^2 = 1 - \frac{k_2}{k_1} |A|^2. \quad (8.19)$$

Очевидно, что $R(E) = 1 - T(E)$.

Постоянные A и B , определенные из условия непрерывности волновой функции и ее первой производной при $x = x_0$, равны:

$$A = \frac{2k_1}{k_1 + k_2}, \quad B = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}. \quad (8.20)$$

В соответствии с (8.20) коэффициенты отражения и прохождения равны:

$$R(E) = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2, \quad T(E) = \frac{4k_1k_2}{(k_1 + k_2)^2}. \quad (8.21)$$

Из выражений (8.21) следует, что при $E = U_0$ ($k_2 = 0$) коэффициент отражения R обращается в единицу, а коэффициент прохождения – в

нуль. С ростом энергии частицы коэффициент отражения уменьшается и стремится к нулю при $E \rightarrow \infty$, так как $R \approx (U_0/4E)^2$ при $E \gg U_0$.

Если квантовая частица движется над прямоугольным потенциальным барьером высотой U_0 и конечной толщиной $a = x_2 - x_1$, то решение уравнения Шредингера для каждой из трех областей имеет вид:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \exp(ik_1x) + C \exp(-ik_1x), \quad x < x_1, \\ \Psi_2 &= D \exp(ik_2x) + F \exp(-ik_2x), \quad x_1 < x < x_2, \\ \Psi_3 &= G \exp(-ik_1x), \quad x > x_2, \end{aligned} \quad (8.22)$$

где волновые векторы k_1 и k_2 определены выше, а C, D, F, G – константы. В выражениях (8.22) члены $\exp(ik_1x)$ и $C \exp(-ik_1x)$ описывают, соответственно, падающую и отраженную волны, а $G \exp(-ik_1x)$ – прошедшую волну. Постоянные C, D, F, G определяются из условий непрерывности волновой функции и ее первой производной в точках $x = x_1$ и $x = x_2$.

Коэффициент прохождения частицы в данном случае определяется как $T(E) = |G|^2$, что приводит к выражению:

$$T(E) = \frac{4k_1^2 k_2^2}{(k_1^2 - k_2^2)^2 \sin^2(ak_2) + 4k_1^2 k_2^2}. \quad (8.23)$$

Максимум коэффициента прохождения, $T(E) = 1$, достигается для частиц с энергиями:

$$E = U_0 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (8.24)$$

При других значениях энергии наблюдается частичное отражение падающих на барьер частиц. Таким образом, из квантовой теории следует, что даже в случае, когда энергия падающей на потенциальный барьер частицы больше высоты этого барьера, коэффициент ее отражения может быть отличен от нуля. Этим квантовая частица отличается от классической, для которой никакого отражения в подобной ситуации быть не может.

Туннелирование электронов является достаточно общим явлением для твердотельных структур. В низкоразмерных структурах это явление приобретает специфические особенности, отличающие его от эффектов в объемных системах. Одна из таких особенностей связана с дискретной природой переносимого электронами заряда и обнаруживает себя в явлении, которое получило название «одноэлектронное туннелирование». Другая особенность определяется дискретностью энергетических состояний носителей заряда в полупроводниковых

наноструктурах с квантовыми колодцами, которая возникает из-за квантового ограничения. Туннельный перенос носителей заряда через потенциальный барьер с определенного уровня в эмигрирующей области на энергетически эквивалентный ему уровень в квантовом колодце происходит с сохранением энергии и импульса электрона. Такое совпадение уровней приводит к возрастанию туннельного тока, известному как эффект резонансного туннелирования. Более того, в наноструктурах, содержащих магнитные и немагнитные материалы, определенная спиновая поляризация туннелирующих электронов приводит к дополнительным эффектам. Все эти явления находят широкое применение в наноэлектронных приборах.

8.4. Спиновые эффекты

Спин, будучи одной из фундаментальных характеристик электрона, приводит к появлению новых особенностей транспорта носителей заряда в наноструктурах. Спиновые эффекты возникают, когда в материале появляется спиновый дисбаланс заселенности уровня Ферми. Такой дисбаланс обычно присутствует в ферромагнитных материалах, у которых плотности вакантных состояний для электронов с различными спинами практически идентичны, однако эти состояния существенно различаются по энергии, как схематически показано на рис. 8.9 (здесь и далее под различными спинами электрона понимаются различные проекции его спина на ось квантования). Энергетический сдвиг приводит к заполнению разрешенных зон электронами с одним определенным спином и к появлению у материала собственного магнитного момента (намагниченности). Заселенность энергетических зон электронами с разным спином определяет как спиновую поляризацию инжектируемых из такого материала электронов, так и особенности транспорта носителей заряда через него.

Собственную спиновую поляризацию электронов в материале (P) определяют как отношение разности концентраций электронов с различными спинами (n_{\uparrow} и n_{\downarrow}) к их общей концентрации:

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}. \quad (8.25)$$

Наиболее яркое проявление спиновых эффектов резонно ожидать в материалах с наибольшей спиновой поляризацией электронов. Это стимулирует поиск материалов со 100 %-й спиновой поляризацией.

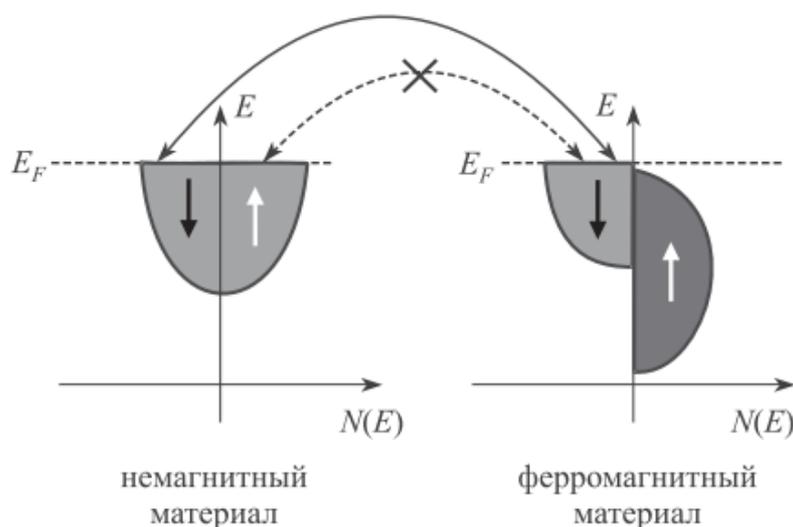


Рисунок 8.9 – Плотности состояний электронов с различными спинами в немагнитном и ферромагнитном материале и обмен электронами между ними

На практике же пока используются материалы с частичной спиновой поляризацией. Это – металлы и их сплавы, оксиды, магнитные полупроводники. Их примеры приведены в табл. 8.1. Анализируя экспериментальные данные по спиновой поляризации, следует иметь в виду, что этот параметр чувствителен к технологии изготовления материала, к его структуре и наличию в нем примесей.

Таблица 8.1 – Максимальная спиновая поляризация электронов проводимости в различных материалах

Материал	Co	Fe	Ni	Ni ₈₀ Fe ₂₀	CoFe	NiMnSb	CrO ₂
Поляризация, %	42	46	46	45	47	58	90
Материал	La _{0,7} Sr _{0,3} MnO ₂		Be _{0,07} Mn _{0,03} Zn _{0,9} Se		Zn _{0,94} Mn _{0,06} Se		
Поляризация, %	78		90 (при $T \approx 5$ К, $H = 1,5$ Тл)		70 (при $T \approx 4,2$ К, $H = 4-5$ Тл)		

Электрический ток в твердотельных структурах, составленных из материалов с различной спиновой поляризацией, зависит от спиновой поляризации носителей заряда и спиновой поляризации областей, через которые эти носители движутся. Электроны, инжектированные с определенным спином, могут занять в коллекторе только вакантные места с такой же ориентацией спина. Электрон, первоначально спин-поляризованный в инжектирующем электроде, по мере движения изменяет (из-за рассеяния) как свой импульс, так и свой спин. Для прак-

тических применений важно знать, как долго электрон «помнит» свою спиновую ориентацию.

В качестве характеристики «спиновой памяти» используют среднее расстояние, проходимое электроном до изменения своего спина. Его называют длиной спиновой релаксации, l_s . В твердых телах ее величина превышает 100 нм и определяется спин-независимым средним свободным пробегом электронов, в качестве которого целесообразно рассматривать среднюю длину свободного пробега при неупругом рассеянии l_{in} , поскольку при изменении направления спина рассеянного электрона баланс по импульсу в системе взаимодействующих частиц не сохраняется. Тогда $l_s = (l_{in}v_F\tau_{\uparrow\downarrow})^{1/2}$, где v_F – скорость Ферми, $\tau_{\uparrow\downarrow}$ – время релаксации спина. Длина спиновой релаксации определяется, главным образом, процессами спин-орбитального и обменного рассеяния. При идентичном составе материала в кристаллах она больше, чем в аморфной фазе.

В спин-поляризованных материалах состояния с преобладающим спином контролируются намагниченностью этих материалов. Если намагниченность изменяется на противоположную, то преобладающая ориентация спинов также меняется на противоположную. При инжекции спин-поляризованных электронов в материал с отличной от нуля намагниченностью, а следовательно, и со спиновой поляризацией, контролируемой внешним магнитным полем, этот материал может вести себя как проводник или как изолятор – в зависимости от направления намагниченности и ориентации спинов инжектированных электронов.

При одинаковом направлении спинов инжектированных электронов и электронов материала обеспечивается наивысшая проводимость. Противоположное направление спинов препятствует прохождению электронов через материал.

Два основных эффекта, а именно – гигантское магнитосопротивление) и туннельное магнитосопротивление – являются следствием особенностей транспорта носителей заряда, контролируемого спином электронов в наноразмерных структурах. Эти эффекты составляют основу нового направления в науке и технике, которое получило название спинтроники. Целью спинтроники является создание элементов электронной обработки информации с использованием в качестве носителей информации как заряда электрона, так и его спина. Возможность контролировать и управлять спиновыми состояниями в твердых телах представляет также значительный интерес

для практической реализации идей квантовых вычислений, которые обещают революционный прогресс в развитии информационных систем.

8.5. Квантовые эффекты

8.5.1. 2D-электронный газ в магнитном поле

Согласно классическому описанию свободная заряженная частица в плоскости, перпендикулярной вектору магнитной индукции \vec{B} , движется по окружности радиуса $r = mv/Be$, вращаясь с частотой $\omega = Be/m$, где $B = |\vec{B}|$. В твердом теле электрон испытывает столкновения с атомами решетки. Частота столкновений $\nu_{ст} = \tau^{-1}$, где τ – время свободного пробега. Говорить о движении электрона по окружности при включении магнитного поля можно в случае, когда

$$\frac{\omega}{2\pi} \gg \nu_{ст}, \text{ т.е. } \frac{Be}{2\pi m} \gg \tau^{-1}.$$

Достаточно сильные магнитные поля, для которых выполняются два условия:

$$\frac{\omega}{2\pi} \gg \nu_{ст} \text{ и } \frac{\hbar Be}{2\pi m} \gg kT,$$

называются квантующими. Для описания движения в таких полях необходим квантово-механический подход. Характер движения частиц в квантующих полях значительно отличается от классического, особенно в 2D-системах.

Классическая частица движется по круговой траектории. Как уже отмечалось, для квантовой частицы понятие траектории, вообще говоря, неприменимо, когда она движется в достаточно ограниченной области. Как показывает решение уравнения Шредингера, движение частицы в магнитном поле можно считать в определенной степени ограниченным (как, например, в потенциальной яме конечной глубины). Движение в плоскости, перпендикулярной вектору магнитной индукции B , можно считать ограниченным площадкой радиуса $r = (\hbar/Be)^{1/2}$. Энергия такого движения, как всякого ограниченного движения, квантуется. Согласно решению уравнения Шредингера возможные значения энергии

$$E_m = \hbar \left(m + \frac{1}{2} \right),$$

где $m = 0, 1, 2 \dots$ Эти значения энергии называются уровнями Ландау.

Если вектор \vec{B} направлен вдоль оси z , перпендикулярной плоскости 2D-газа, то возможные значения энергии движения вдоль оси z – это размерные уровни E_n , а возможные значения энергии движения в плоскости (xy) – это уровни Ландау E_m .

Полная энергия электронов 2D-газа: $E = E_n + E_m$. Энергия 2D-газа, т.е. макроскопической системы, в магнитном поле полностью квантована (так же, как для атомов, квантовых точек и других микрообъектов).

Существованием уровней Ландау объясняется квантование так называемого холловского сопротивления (квантовый эффект Холла).

8.5.2. Целочисленный и дробный квантовый эффект Холла

Квантовый эффект Холла является макроскопическим квантовым эффектом, наблюдаемым в низкоразмерных твердотельных структурах. Этот эффект носит фундаментальный характер, поскольку представляет собой новое макроскопическое проявление квантовых свойств вещества, и в то же время имеет важное прикладное значение как метод точного измерения универсальных физических констант. Наблюдается эффект при очень низких температурах ($T \sim 1$ К) в достаточно сильных полях (~ 5 Тл).

Как было замечено Клитцингом, при измерении эффекта Холла в инверсном слое кремниевого МОП-транзистора при низких температурах ($T \sim 1$ К) и в сильных магнитных полях ($B > 1$ Тл) линейная зависимость холловского сопротивления сменяется чередой ступеней (плато) (рис. 8.10). Величина сопротивления на этих ступеньках равна комбинации фундаментальных физических констант, деленной на целое число i :

$$R_H = \rho_{xy} = \frac{h}{ie^2} \quad \text{или} \quad \sigma_{xy} = i \frac{e^2}{h}, \quad (8.26)$$

где e – заряд электрона; h – постоянная Планка, $i = 1, 2, 3 \dots$

Когда на зависимости холловского сопротивления R_H наблюдается плато, продольное электрическое сопротивление становится очень малой величиной (оно равно нулю с высокой экспериментальной точностью) (см. рис. 8.10). Оба этих явления получили название квантового целочисленного эффекта Холла.

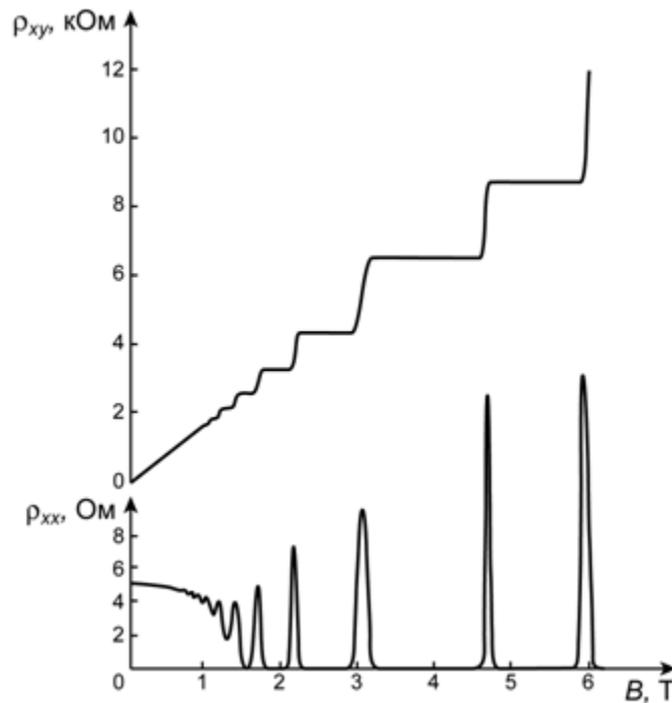


Рисунок 8.10 – Зависимости холловского сопротивления и удельного сопротивления от магнитного поля при постоянной концентрации носителей

Прецизионные измерения показали, что на точности квантования R_H не сказываются такие существенные параметры эксперимента, как размеры образцов, влияние границ и важное в обычном эффекте Холла закорачивание холловского напряжения омическими контактами, а также степень совершенства структур, т.е. наличие большого количества примесей и дефектов, тип материала, в котором находится 2D-электронный газ, температура и сила измерительного тока. Экспериментальная точность квантования так высока, что встал вопрос о метрологических применениях квантового эффекта Холла: проверке формул квантовой электродинамики с помощью прецизионного определения постоянной тонкой структуры или создании нового эталона сопротивления. В настоящее время квантовый эффект Холла нашел практическое применение в качестве стандарта сопротивления.

В 1982 г. Даниэль Цуи и Хорст Штермер заметили, что «плато» в холловском сопротивлении наблюдаются не только при целых значениях i , но и в существенно более сильных магнитных полях, при $i = 1/3$. В дальнейшем были обнаружены плато электрического сопротивления и при других дробных значениях i , например при $i = 2/5, 3/7\dots$, причем знаменатель обязательно нечетный. Этот эффект получил название квантового дробного эффекта Холла.

8.5.3. Эффект Ааронова – Бома

Эффект Ааронова – Бома – квантово-механический эффект, характеризующий влияние внешнего электромагнитного поля, сосредоточенного в области, не доступной для заряженной частицы, на ее квантовое состояние. Наличие такого нелокального воздействия электромагнитного поля на заряженную частицу, исчезающего в классическом пределе, подчеркивает, что при квантовом рассмотрении взаимодействие заряженной частицы с электромагнитным полем не сводится к локальному действию на нее силы Лоренца. Впервые на возможность такого эффекта указали У. Эренберг и Р.Э. Сайди в 1949 г. Независимо подробное теоретическое изучение эффекта проведено в 1959 г. Я. Аароновым и Д. Бомом, отметившими его тесную связь с фундаментальными положениями квантовой теории. Их исследования привлекли внимание к особой роли электромагнитных потенциалов в квантовой теории.

В 1959 г. Я. Ааронов и Д. Бом показали, что в квантовой механике электромагнитные потенциалы \vec{A} (векторный) и φ (скалярный) приобретают непосредственный физический смысл и могут быть измерены.

В этой связи необходимо сказать, что в классической физике (классической электродинамике) имеют смысл только электрическое E и магнитное B поля, определяющие силу F , действующую на электрический заряд e : $F = eE$, или на проводник с током (т.е. на движущийся со скоростью v заряд): $F = evB$.

Формально напряженность электрического поля \vec{E} и индукция магнитного поля \vec{B} могут быть выражены через векторный \vec{A} и скалярный φ потенциалы следующим образом:

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}, \quad (8.27)$$

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (8.28)$$

После этого уравнения Максвелла электромагнитного поля в вакууме

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (8.29)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (8.30)$$

удовлетворяются автоматически.

Фактически введение векторного \vec{A} и скалярного φ потенциалов может рассматриваться как удобная параметризация. Или, другими словами, эти потенциалы могут рассматриваться лишь как математические объекты, не имеющие никакого отношения к физическому миру. В рамках классической физики только силы, зависящие от \vec{E} и \vec{B} , могут быть измерены.

Более того, выражения (8.27), (8.28) не определяют однозначно векторный и скалярный потенциалы. Если сделать замены

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \text{grad}\psi, \quad (8.31)$$

$$\varphi \rightarrow \varphi - \frac{\partial\psi}{\partial t}, \quad (8.32)$$

то ни напряженность электрического поля, ни индукция магнитного поля не изменятся, т.е. электромагнитные потенциалы не определены однозначно. Однако в классической физике такая неоднозначность не является проблемой, поскольку физический смысл имеют только измеренные величины, а именно \vec{E} и \vec{B} , а электромагнитные потенциалы \vec{A} и φ рассматриваются как формальные (вспомогательные) величины, не имеющие физического смысла.

Тем не менее, рано или поздно, но любые «удачно введенные» величины, как правило, приобретают физический смысл. Так случилось и с электромагнитными потенциалами. Оказалось, что электромагнитные потенциалы (именно они, а не напряженности полей) непосредственно определяют фазу волновой функции электрона.

Эффект Ааронова – Бома как раз и состоит в том, что электромагнитные потенциалы непосредственно влияют на интерференционную картину, образуемую электронами, движущимися в той области пространства, где присутствует векторный и/или скалярный потенциал, однако напряженности электрического и/или магнитного полей равны нулю.

Я. Ааронов и Д. Бом обратили внимание на то, что электромагнитный вектор-потенциал должен сдвигать фазу волновой функции электрона φ (даже в том случае, когда путь электрона лежит в области, где нет никаких электрических или магнитных полей) на величину

$$\Delta\varphi = \frac{e}{h} \int (V dt - \vec{A} dS), \quad (8.33)$$

где e – модуль заряда электрона; dS и dt – элементы пути и времени на траектории электрона; V – напряжение электрического поля; \vec{A} – вектор-потенциал магнитного поля.

Эксперименты по наблюдению эффекта Ааронова–Бома при рассеянии электронов магнитным полем проводились начиная с 1960-х гг. Пучок монохроматических электронов разделялся на два когерентных пучка, обтекавших рассеиватель – тонкую нить (\varnothing 1 мкм) из магнитного материала или миниатюрный соленоид (\varnothing 14 мкм), магнитным потоком Φ которого можно было управлять (рис. 8.11). Затем когерентные пучки вновь соединялись, образуя интерференционную картину, зависящую от величины охватываемого магнитного потока. Относительная фаза электронов в двух пучках определяется магнитным потоком Φ в соленоиде, расположенном между пучками электронов. При изменении Φ будет меняться интерференционная картина, а следовательно, электронный ток и проводимость структуры.

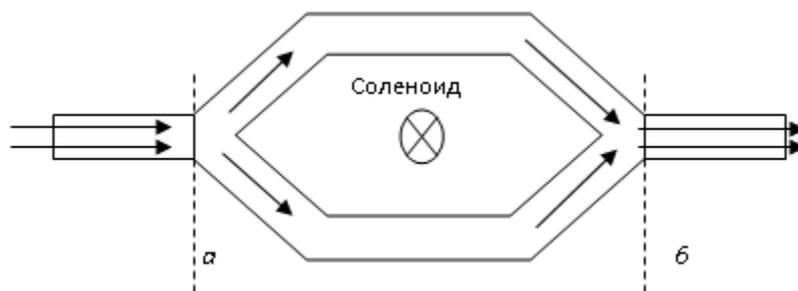


Рисунок 8.11 – Схема эксперимента по наблюдению магнитного эффекта Ааронова – Бома

Возможность эффекта Ааронова – Бома формально обусловлена тем, что уравнение Шредингера для волновой функции заряженной частицы во внешнем электромагнитном поле содержит потенциал этого поля. Он определяет фазу волновой функции и при выборе подходящей геометрии опыта приводит к наблюдаемому интерференционному эффекту даже при отсутствии прямого силового воздействия поля на частицу. Этот эффект не зависит от выбора калибровки потенциалов и обусловлен разницей фаз вдоль различных возможных путей распространения частицы. Он существует как для скалярного, так и для векторного потенциала электромагнитного поля.

Эффект Ааронова – Бома открывает путь для создания сверхбыстродействующих электронных приборов с малой мощностью переключения, в том числе квантового интерференционного транзистора.

8.5.4. Эффект Штарка

Эффект Штарка – расщепление спектральных линий в электрическом поле. Под воздействием электрического поля $E_{эл}$ изменяется движение заряженных частиц, образующих систему (например, электронов в атоме), и система приобретает дополнительную энергию ΔE , ее уровни смещаются и расщепляются, что вызывает расщепление спектральных линий. Этот эффект открыт Й. Штарком в 1913 г. при изучении спектра атома водорода.

Воздействие электрических полей приводит не только к расщеплению спектральных линий в электрических полях, но и к сдвигу и расщеплению в них уровней энергии. Задачи атом + поле имеют специальные названия: эффект Штарка (атом в электрическом поле) и эффект Зеемана (атом в магнитном поле).

Характерной особенностью эффекта Штарка в водороде (при слабом поле) является его линейная зависимость от напряженности (линейный эффект Штарка, $\Delta E \sim E_{эл}$). Это неверно для очень маленькой напряженности, которая не может смешать уровни, расщепленные лэмбовским сдвигом или тонкой структурой. Если поле не может конкурировать с эффектами, снимающими вырождение, эффект Штарка квадратичен (квадратичный эффект Штарка, $\Delta E \sim E_{эл}^2$). Для достаточно симметричных молекул, обладающих постоянным дипольным моментом, характерен линейный эффект Штарка, в других случаях обычно наблюдается квадратичный.

Эффект Штарка наблюдается и в переменных электрических полях. Изменение положения штарковских подуровней в переменном поле $E_{эл}$ может быть использовано для изменения частоты квантового перехода в квантовых устройствах.

Эффект Штарка был объяснен на основе квантовой механики. Атом (или другая квантовая система) в состоянии с определенной энергией E приобретает во внешнем электрическом поле $E_{эл}$ дополнительную энергию ΔE вследствие поляризуемости его электронной оболочки и возникновения индуцированного дипольного момента. Уровень энергии, которому соответствует одно возможное состояние атома (невырожденный уровень), в поле $E_{эл}$ будет иметь энергию $E + \Delta E$, т.е. сместится. Различные состояния вырожденного уровня энергии могут приобрести разные дополнительные энергии ΔE_a ($a = 1, 2, \dots, g$, где g – степень вырождения уровня). В результате вырожденный уровень расщепляется на штарковские подуровни, число

которых равно числу различных значений ΔE_a . Так, уровень энергии атома с заданным значением момента количества движения $M = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{J(J+1)}$ (\hbar – постоянная Планка, $J = 0, 1, 2, \dots$ – квантовое число полного момента количества движения) расщепляется в электрическом поле на подуровни, характеризующиеся различными значениями магнитного квантового числа m_J (определяющего величину проекции момента M на направление электрического поля), причем значениям $-m_J$ и $+m_J$ соответствует одинаковая дополнительная энергия ΔE , поэтому все штарковские подуровни (кроме подуровня с $m = 0$) оказываются дважды вырожденными (в отличие от расщепления в магнитном поле, где все подуровни не вырождены – эффект Зеемана).

8.5.5. Туннельный эффект

Туннельным эффектом называют преодоление частицей потенциального барьера в случае, когда ее полная энергия (остающаяся при этом неизменной) меньше высоты барьера. Это явление имеет квантовую природу, так как подразумевается прохождение частицы сквозь область пространства, пребывание в которой запрещено классической механикой, например перескок электрона сквозь тонкий слой диэлектрика, разделяющий два проводника.

В классической физике частица не может оказаться в области такого барьера, и тем более пройти сквозь него, так как это нарушает закон сохранения энергии. Однако в квантовой физике ситуация принципиально другая. Частица с некоторой вероятностью может как бы пройти по туннелю через классически запрещенную область, где ее потенциальная энергия как бы больше полной, то есть классическая кинетическая энергия как бы отрицательна. На самом деле с точки зрения квантовой механики для микрочастицы (электрона) справедливо соотношение неопределенностей Гезенберга $\Delta x \Delta p > \hbar$ (x – координата частицы, p – ее импульс), которое гласит, что невозможно точно определить положение и импульс частицы одновременно. Таким образом, малая неопределенность координаты частицы (с точностью до толщины барьера) приводит к неопределенности ее импульса $\Delta p > \hbar/\Delta x$, а следовательно, и кинетической энергии $p^2/(2m)$ (m – масса частицы). Соответственно появляется некоторая вероятность прохождения частицы сквозь потенциальный барьер.

Квантовая частица не движется по какой-либо определенной траектории. Состояние частицы (ее координата и импульс) описывается

соответствующей волновой функцией ψ , физический смысл которой определяется следующим образом: вероятность нахождения частицы в элементарном объеме ΔV равна $|\psi|^2 \Delta V$. Для объяснения туннельного эффекта рассмотрим частицу, находящуюся в потенциальном ящике со стенками конечной высоты (рис. 8.12, а). Частица находится в области координат $x_1 < x < x_2$, причем ее полная энергия меньше высоты стенок ящика: $E < E_p$. Запишем уравнение Шредингера для области $x > x_2$:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (E - E_p)\psi(x) = 0. \quad (8.34)$$

Решение имеет вид

$$\psi(x) = Ae^{-\alpha x}, \quad (8.35)$$

где $\alpha = \sqrt{\frac{2m(E_p - E)}{\hbar^2}}$.

Таким образом, имеется конечная, отличная от нуля вероятность нахождения частицы в области координат $x > x_2$, т.е. за пределами ящика, хотя ее энергия и меньше высоты стенок. Поведение ψ -функции согласно решению (8.35) показано на рис. 8.12, б, по которому видно, что она экспоненциально затухает при удалении от стенок ящика. Для прямоугольного барьера поведение ψ -функции изображено на рис. 8.12, в.

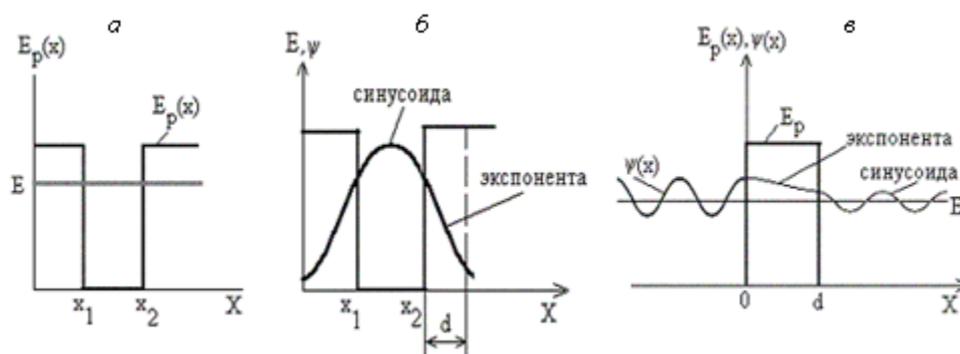


Рисунок 8.12 – Потенциальные барьеры и поведение ψ -функции на них: а, б – потенциальная яма, в – потенциальный барьер

С увеличением высоты и ширины барьера, а также массы частицы вероятность туннельного эффекта экспоненциально спадает, т.е. чем больше квантовая частица, тем меньше вероятность ее туннелирования.

При подлете к потенциальному барьеру частица пройдет сквозь него лишь с какой-то долей вероятности, а с какой-то долей вероятности отразится. Туннельный эффект принято характеризовать коэффициентом прозрачности барьера D . Коэффициент прозрачности определяет вероятность прохождения частицы сквозь барьер. Эта вероятность очень сильно зависит от толщины барьера d : чем толще барьер, тем меньше вероятность туннельного эффекта. Для простейшего случая, прямоугольного барьера,

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{m(E_p(x) - E)}\right), \quad (8.36)$$

где D_0 – коэффициент пропорциональности, зависящий от формы барьера. Особенностью туннельного эффекта является то, что при туннельном просачивании сквозь потенциальный барьер энергия микрочастиц не меняется: они покидают барьер с той же энергией, с какой в него входят. Пусть потенциальный барьер имеет произвольную форму (рис. 8.13).

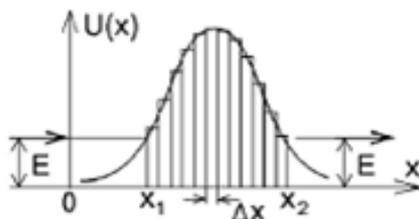


Рисунок 8.13 – Расчет прозрачности для сложных барьеров

Разобьем его на n очень узких прямоугольных потенциальных барьеров шириной Δx и высотой $U(x)$ каждый. Поток частиц, прошедших через узкий потенциальный барьер, будет потоком частиц, падающих на следующий узкий потенциальный барьер. Поэтому коэффициент прохождения через все барьеры является произведением коэффициентов прохождения через каждый из барьеров:

$$D = D_n \cdot D_{n-1} \cdots D_2 \cdot D_1 = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(E_p(x) - E)} dx\right). \quad (8.37)$$

Время туннелирования τ очень мало. Оно имеет порядок $\frac{\hbar}{U_0 - E} \sim 10^{-15}$ с, что можно оценить, используя соотношение неопределенностей $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$. Туннельный эффект имеет заметную вероятность, если толщина барьера d соизмерима с длиной волны де Бройля элек-

трона. Он определяет пределы функционирования элементов ИМС на основе традиционных принципов. Но если положить туннельный эффект в основу принципа действия прибора, то это может повысить его быстродействие (до сотен терагерц). Например, на этом принципе работают одноэлектронные устройства.

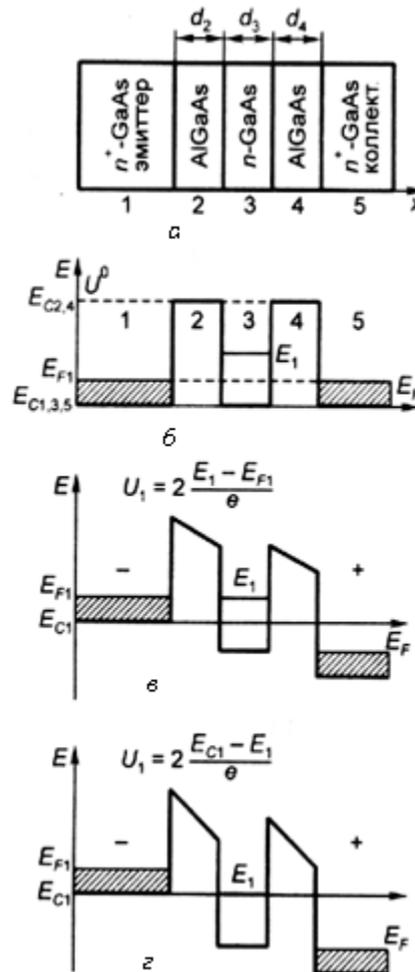


Рисунок 8.14 – Структура (а) и энергетические диаграммы (б, в, г) резонансно-туннельного диода

Дополнительными полезными для нанoeлектроники особенностями обладает так называемый резонансный туннельный эффект (рис. 8.14). Он проявляется в двух- или многобарьерной периодической структуре и состоит в резком увеличении вероятности прохождения частицы сквозь барьеры, если ее энергия совпадает с каким-либо размерным уровнем энергии в потенциальной яме, разделяющей барьеры (рис. 8.14, в). Резонансное туннелирование сквозь ряд барьеров возникает только в случае, если ширина ям и барьеров имеет порядок длины волны де Бройля. В этом эффекте время прохождения электроном структуры включает, помимо времен туннелирования, время

пребывания электрона в яме, разделяющей барьеры, т.е. время его жизни τ на резонансном уровне. Например, согласно оценке, для двойной гетероструктуры, состоящей из слоев $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (5 нм)- GaAs (7 нм)- $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (5 нм), при высоте барьеров 0,2 эВ время $\tau \sim 8-10^{-12}$ с, т.е. все же достигается терагерцевый диапазон. Величина τ уменьшается при дальнейшем уменьшении размеров структуры.

Туннельный эффект играет большую роль в электронных приборах. Он обуславливает такие явления, как эмиссия электронов под действием сильного поля, прохождение тока через диэлектрические пленки, пробой p - n -перехода; на его основе созданы туннельные диоды, разрабатываются активные пленочные элементы.

Двухбарьерные структуры представляют большой интерес для электроники, так как на их основе могут работать СВЧ-приборы в диапазоне сотен гигагерц и переключатели с задержкой менее 1 пс. Созданы приборы на основе двухбарьерной структуры – резонансно-туннельные диод и транзистор. Разработаны и находят применение многобарьерные сверхрешетки.

8.5.6. Эффект Джозефсона

В 1962 г. Брайан Джозефсон, тогда еще студент-дипломник Кембриджского университета, буквально «на кончике пера» предсказал замечательное явление в сверхпроводниках. Опираясь на чисто теоретический анализ, он пришел к выводу, что сверхпроводящий ток, определяемый куперовскими парами⁵, может протекать, или «туннелировать», через пленку изолятора, разделяющую два сверхпроводника, если ее толщина незначительна. Он предсказал два явления, которые вскоре были подтверждены экспериментально и называются теперь эффектами Джозефсона, а область контакта двух сверхпроводников называют джозефсоновским переходом.

По сути, Джозефсон рассматривал частный случай туннельного эффекта – туннелирование куперовских пар – и предсказал существование двух эффектов. Первый из них состоит в том, что через туннельный переход с тонким слоем диэлектрика, когда его толщина меньше или порядка длины когерентности ξ ($d < \xi$), возможно протекание сверхпроводящего тока, то есть тока без сопротивления (ста-

⁵ Два электрона с противоположными спинами и направлениями движения объединяются в пару, называемую куперовской (по имени американского ученого Л. Купера, впервые показавшего, что такие два электрона образуют связанное состояние).

ционарный эффект Джозефсона). Предсказывалось, что критическое значение этого тока будет своеобразно зависеть от внешнего магнитного поля. Если ток через такой переход станет больше критического I_c (I_c – ток слабой связи), то переход обретет активное сопротивление и индуктивность и, следовательно, на нем возникнет разность потенциалов. Для этого случая Джозефсон предсказал еще более удивительный эффект: при появлении постоянного напряжения U через переход должен протекать высокочастотный ток, излучающий электромагнитные волны с частотой в десятки и сотни гигагерц (нестационарный эффект Джозефсона).

При силе тока меньше критической величины I_c ток через джозефсоновский контакт переносят только куперовские пары, а при $I > I_c$ в переносе тока участвуют также и нормальные электроны, что приводит к возникновению электрического напряжения, которое зависит от потока магнитного поля через площадь контура. Этот эффект используется для изготовления датчиков магнитного поля, чувствительность которых настолько высока, что они способны регистрировать магнитные потоки, во много раз меньшие одного кванта потока $F_0 = h/2e = 2,07$ фТл·м².

На основе эффекта Джозефсона созданы приемные устройства различного назначения. Когерентные радиоприемники, в состав которых входят гетеродинные смесители и параметрические предусилители, служат в радиоастрономии для приема узкополосного излучения и предназначены, например, для определения молекулярных линий. Наиболее широкое распространение получили гетеродинные приемники со смесителями на основе туннельных переходов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) (рис. 8.15, а).

Одно из наиболее важных и широко применяемых сверхпроводниковых устройств – сверхпроводящий квантовый интерференционный датчик (СКВИД), в основе работы которого лежат два физических явления: стационарный эффект Джозефсона и эффект квантования магнитного потока.

Поэтому получила развитие совсем новая область применения СКВИД-магнитометров – сканирующая СКВИД-микроскопия. Только подобный микроскоп дает не оптическое изображение исследуемого образца, а магнитное, т.е. при перемещении образца относительно СКВИД-датчика регистрируется величина магнитного потока и визуализируются его пространственные вариации над поверхностью образца.

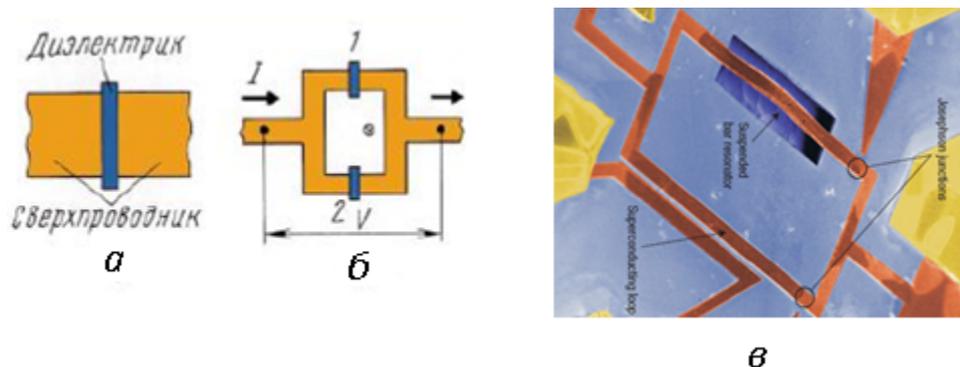


Рисунок 8.15 – Схематическое изображение джозефсоновского перехода (а), сверхпроводящего квантового интерференционного датчика (б), микрофотография СКВИДа с механическим резонатором (в)

Так как СКВИДы – чувствительнейшие датчики магнитного потока, то с их помощью можно исследовать магнитные поля от мизерных объемов вещества, например тончайших ферромагнитных и сверхпроводящих пленок. Источниками поля могут являться либо микроскопические магнитные включения, либо протекающие токи.

8.5.7. Кулоновская блокада

Кулоновской блокадой называется отсутствие тока через туннельный переход при наличии внешнего напряжения, если туннелированию электронов препятствует их кулоновское взаимодействие.

Одноэлектронное туннелирование в условиях кулоновской блокады было впервые рассмотрено советскими учеными Д. Авериным и К. Лихаревым. На основе их работ сформировалось новое направление в нанoeлектронике – одноэлектроника. В зависимости от конструктивных особенностей и количества соединенных вместе туннельных структур одноэлектронное туннелирование в них имеет специфические проявления.

Кулоновская блокада с одним туннельным переходом

Рассмотрим туннельный переход металл (M1) – диэлектрик – металл (M2) (рис. 8.16). Пусть первоначально система не заряжена. Систему можно рассматривать как конденсатор с некоторой емкостью C . Если перенести электрон e^- с пластины M1 на M2, то конденсатор окажется заряженным. Перенос заряда требует энергии ΔE , так как происходит против сил взаимодействия с положительным зарядом,

возникающим на пластине M1 (рис. 8.16, а). Эта энергия равна энергии заряженного конденсатора:

$$\Delta E = \frac{e^2}{2C}. \quad (8.38)$$

Величина ΔE называется энергией одноэлектронной зарядки (кулоновским зазором).

Если приложить к пластинам напряжение U (рис. 8.16, б) и постепенно увеличивать его, то на пластинах станут накапливаться заряды. При этом до некоторого значения $U = U_k$ туннельный ток через переход не возникает, так как работа сил поля источника напряжения при перемещении электрона с пластины M1 на пластину M2 по величине остается меньше работы против кулоновских сил отталкивания. Иными словами, протеканию туннельного тока препятствует кулоновская блокада.

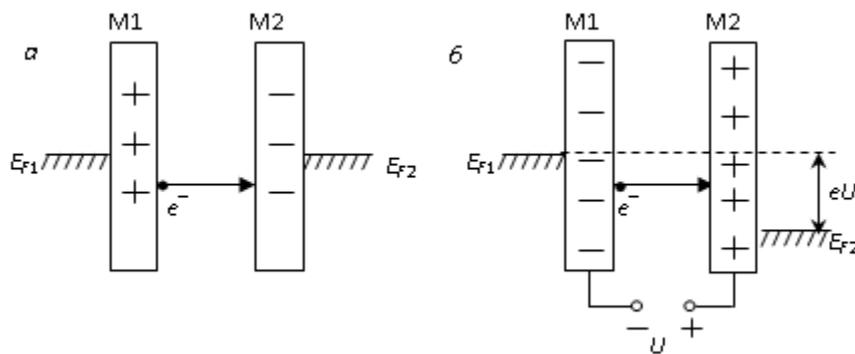


Рисунок 8.16 – Схема, поясняющая механизм кулоновской блокады

Блокада будет «прорвана», когда напряжение U достигнет значения U_k , определяемого соотношением

$$eU_k = \frac{e^2}{2C}, \quad U_k = \frac{e}{2C}. \quad (8.39)$$

Напряжение U_k называется напряжением кулоновской блокады. После «прорыва» блокады туннелирует один электрон, затем снова накапливается заряд на пластинах и т.д. Электроны туннелируют через переход по одному.

Наблюдение эффекта кулоновской блокады возможно в условиях, когда энергия теплового движения электронов недостаточна для преодоления блокады: $\Delta E \gg kT$, или

$$C \ll \frac{e^2}{2kT}. \quad (8.40)$$

Подставив в (8.40) значения e и k , получим, что для наблюдения эффекта кулоновской блокады необходима емкость $C \ll 9 \cdot 10^{-16}$ Ф при температуре 1 К и $C \ll 9 \cdot 10^{-18}$ Ф при 300 К.

Второе условие наблюдения кулоновской блокады – энергия одно-электронного заряда ΔE должна превышать квантовые флуктуации энергии: $\Delta E > \Delta E'$, где $\Delta E' = \frac{h}{\tau}$; $\tau = R_T C$ – постоянная времени зарядки конденсатора; R_T – сопротивление туннельного перехода. Это условие можно переписать в виде $R_T \gg 4R_C$, где R_C – квант сопротивления:

$$R_C = \frac{h}{4e^2} \approx 6,45 \text{ кОм.}$$

Структура с одним туннельным барьером может быть представлена эквивалентной схемой, показанной на рис. 8.17, а.

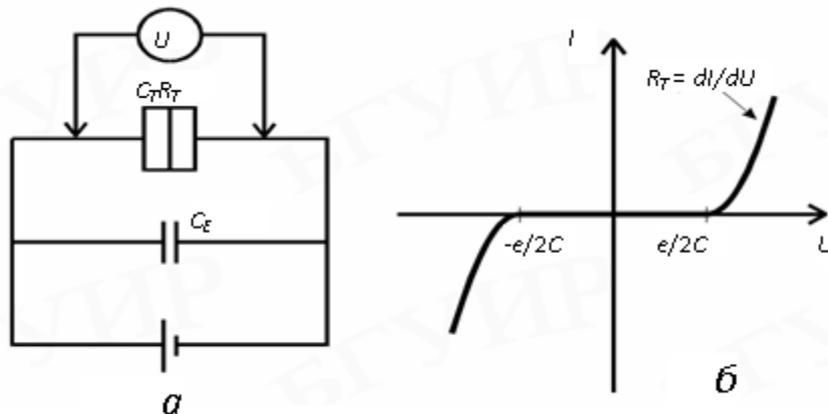


Рисунок 8.17 – Эквивалентная схема (а) и вольт-амперная характеристика однобарьерной структуры (б)

Ее основными элементами являются емкость образованного диэлектриком конденсатора C_T и туннельное сопротивление R_T , которое характеризует туннельный переход в отсутствие зарядовых эффектов. Емкость C_E является эквивалентной для подводящих электродов и источника напряжения и учитывает изменение заряда в них при протекании электрического тока. Изменение электростатической энергии при туннелировании одного электрона представляет собой разность между запасенной в конденсаторе энергией и работой, выполненной источником питания:

$$\Delta E = \frac{e^2}{2C} - eU, \quad (8.41)$$

где $C = C_E + C_T$. Туннелирование энергетически выгодно, когда $\Delta E \leq 0$, что с учетом возможности туннелирования как при прямом,

так и при обратном смещении приводит к выражению для порогового напряжения $U_k = \frac{e}{2C}$.

Вольт-амперная характеристика однобарьерной структуры показана на рис. 8.17, б. Электрический ток в такой структуре появляется только при ее смещении напряжением больше порогового. На «открытом» участке вольт-амперной характеристики ток определяется величиной туннельного сопротивления R_T . Связанные с одноэлектронным туннелированием осцилляции напряжения изменяют его величину на $\pm e/2C$ и происходят с частотой $f = I/e$, где I – протекающий электрический ток.

Кулоновская блокада с двумя туннельными переходами

Две топологически совмещенные, последовательно соединенные туннельные структуры и их эквивалентная схема показаны на рис. 8.18.

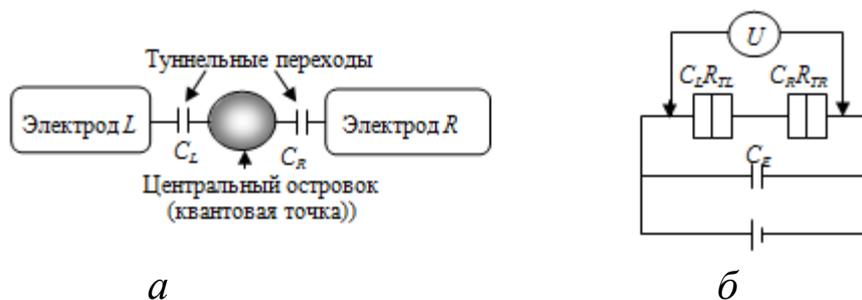


Рисунок 8.18 – Две топологически совмещенные, последовательно соединенные через квантовую точку туннельные структуры (а) и их эквивалентная схема (б)

Это может быть металлический проводник с металлическим или полупроводниковым островком в его разрыве. Островок по своим размерам и свойствам обычно соответствует квантовой точке, в которой локализовано определенное количество электронов. Он имеет емкостную связь как с правым, так и с левым электродом, которая характеризуется соответственно емкостями C_L и C_R . Сам же островок имеет емкость C , которая равна сумме C_L и C_R . Как и в случае однобарьерной структуры, для двухбарьерной структуры также существует определенный диапазон напряжений, в котором будет отсутствовать электрический ток вследствие кулоновской блокады переноса электронов. Однако симметрия вольт-амперной характеристики, типичная для однобарьерной структуры, будет нарушена дополнитель-

ными ограничениями на перенос электронов, связанными с разрешенными электронными состояниями в островке.

На вольт-амперной характеристике двухбарьерной структуры имеется диапазон напряжений, когда электрический ток в структуре не может протекать. Это зависит от электронных свойств центрального островка. Данный эффект можно объяснить в терминах электрохимических потенциалов островка и электродов, как это было сделано Т. Торнтоном.

При маленьких размерах островка энергия Ферми в нем остается, вероятно, отличной от таковой в электродах. Это приводит к разнице электрохимических потенциалов $\Delta\mu = \mu_I - \mu_L = \mu_I - \mu_R = e\Delta U_0$ (рис. 8.19, *a*). Причина конечного различия заключается в том, что перераспределение заряда в островке может быть присуще только μ_L , кратному e/C . В макроскопическом образце емкость C достаточно велика, так что e/C становится исчезающе малым и совпадение энергий Ферми в проводниках и квантовой точке при прохождении через переход будет почти точным.

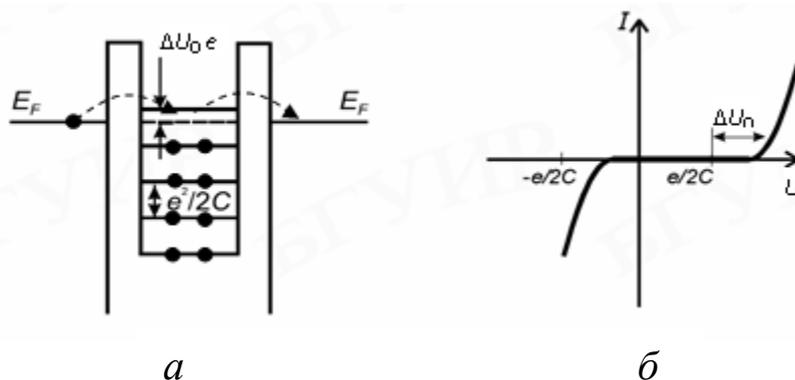


Рисунок 8.19 – Эквивалентная схема (*a*) и вольт-амперная характеристика (*б*) двухбарьерной структуры

В наноразмерных структурах ситуация равновесия приводит к тому, что уровни Ферми располагаются так близко, насколько это возможно, но ΔU_0 остается все еще значительной величиной в диапазоне $\Delta U_0 < e/2C$. Это рассогласование энергий Ферми ведет к асимметрии вольт-амперных характеристик.

Дискретность энергетических состояний электронов в островке определяется тем, что изменение его заряда может происходить только с приходом или уходом одного электрона. Величина этой дискретности составляет $e^2/2C$. В соседних же макроскопических областях за

границами барьера энергетические состояния электронов квазинепрерывны.

При температуре 0 К эти состояния заполнены вплоть до уровня Ферми E_F . Это приводит к определенной энергетической разнице $e\Delta U_0$ между уровнем, с которого идет инжекция электрона, и ближайшим уровнем, который он может занять в островке. Электростатическая энергия всей системы с приходом одного нового электрона на островок изменится на величину

$$\Delta E = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{e}{C} + \Delta U_0 \right)^2 C - \Delta U_0^2 C \right]. \quad (8.42)$$

Электрон, пришедший на островок с левого электрода, индуцирует поляризационный заряд на правом барьере величиной eC_R/C . Чтобы его преодолеть и подавить кулоновскую блокаду, приложенное внешнее напряжение должно удовлетворять условию

$$U \geq \frac{C}{C_R} \left(\frac{e}{2C} + \Delta U_0 \right).$$

Это обуславливает несимметричный характер вольт-амперной характеристики двухбарьерной структуры. Для случая $C \sim C_R \gg C_L$ ее вид показан на рис. 8.19, б.

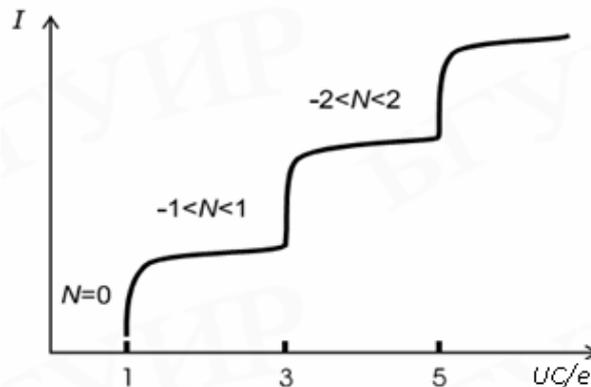


Рисунок 8.20 – Вольт-амперная характеристика двухбарьерной одноэлектронной структуры, один из барьеров которой имеет более высокую прозрачность

Очевидно, что при $\Delta U_0 = 0$ получается вольт-амперная характеристика, типичная для однобарьерной структуры. Рассмотренный случай предполагает идентичность характеристик двух соединенных туннельных барьеров. Когда же один из барьеров имеет более высокую прозрачность, вольт-амперная характеристика приобретает специфич-

ческий ступенчатый вид (рис. 8.20). Такую характеристику называют кулоновской лестницей. Она является следствием различия в скоростях туннелирования через первый и второй барьер. При напряжении между истоком и стоком, превышающем порог кулоновской блокады, электрон туннелирует в островок между электродами. Там он задерживается достаточно продолжительное время, прежде чем произойдет его туннелирование к стоку.

Туннелирование из островка к стоку ввиду меньшей прозрачности барьера происходит с меньшей вероятностью и соответственно ограничивает перенос электронов через островок. Заряд, накопленный на границе стокового барьера, становится больше заряда на истоковом барьере. Это приводит к тому, что повышение напряжения на внешних контактах компенсируется главным образом падением напряжения на стоковом барьере. Падение напряжения на истоковом барьере остается почти неизменным, а поскольку именно его величина определяет скорость инжекции электронов в островок, общий ток также остается неизменным. Так формируется первая после кулоновского зазора ступенька, на которой ток, протекающий через структуру, не зависит от приложенного напряжения. Последующие ступеньки появляются с периодичностью, соответствующей возможности увеличивать заряд островка большим числом постоянно находящихся в нем электронов по мере повышения напряжения во внешней цепи. Таким образом, пологие участки на вольт-амперной характеристике соответствуют различным зарядовым состояниям островка.

Двухбарьерные структуры ввиду возможности управления их электрическими характеристиками путем соответствующего воздействия на электронные состояния в электродах и островке представляют практический интерес для создания переключающих и усилительных приборов. Такое управление достигается применением различных материалов для островка и электродов или использованием локализованных зарядов, встроенных в барьерный диэлектрик. Однако наиболее эффективным с точки зрения практического приборного применения является оперативное управление вольт-амперной характеристикой структуры с помощью электрического потенциала, подаваемого на островок через третий электрод. На этом принципе строятся одноэлектронные транзисторы.

8.5.8. Сотуннелирование

Идеальными условиями для одноэлектронного туннелирования, контролируемого кулоновской блокадой, является его проведение при температуре 0 К в структуре с электрическим сопротивлением барьеров, значительно превышающим квант сопротивления ($R_T \gg h/e^2$). Однако в реальных условиях действуют факторы, приводящие к определенным отклонениям в протекании этого процесса. Одним из них являются малые квантовые флуктуации числа электронов в промежуточном островке (квантовой точке) двухбарьерной структуры. Из-за них в островке возникают виртуальные состояния, в которые из электрода-истока туннелируют электроны с энергией, меньшей той, которая необходима для преодоления кулоновской блокады в разделяющем их барьере. Благодаря внешнему источнику напряжения уровень Ферми в электроде-стоке располагается ниже, чем в истоке. Поэтому в виртуальном состоянии в островке электрон имеет энергию, уже достаточную для преодоления кулоновской блокады в барьере, отделяющем островок от стока. Это заставляет электрон быстро покинуть островок. Такой перенос электронов происходит параллельно с одноэлектронными процессами, контролируемые кулоновской блокадой. Он получил название сотуннелирования или макроскопического квантового туннелирования. Причем последний термин отражает тот факт, что в данном процессе изменяется такая макроскопическая характеристика, как общий заряд, перенесенный через структуру, хотя очевидно нарушение ограничений, связанных с кулоновской блокадой.

Различают упругое и неупругое сотуннелирование. В первом случае электрон туннелирует в определенное энергетическое состояние в островке и из этого же состояния уходит из него. Энергетическое состояние самого островка при этом не изменяется. Соответствующий такому переносу электронов туннельный ток равен

$$I = \frac{h\sigma_1\sigma_2\Delta}{8\pi^2 e^2} \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right) U, \quad (8.43)$$

где σ_1 и σ_2 – проводимости барьеров в отсутствие туннельных процессов; Δ – средний энергетический зазор между состояниями в островке; E_1 – зарядовая энергия, связанная с добавлением одного электрона в островок; E_2 – зарядовая энергия, связанная с уходом одного электрона из островка.

Для упругого сотуннелирования характерно линейное соотношение между током и приложенным напряжением. Эквивалентная проводимость в данном случае изменяется пропорционально отношению величины энергетического зазора Δ к кулоновскому зазору ($e^2/2C$).

При неупругом сотуннелировании электрон, вошедший в островок, занимает одно энергетическое состояние, а покидает островок с другого энергетического уровня. Энергетическое состояние островка изменяется вследствие соответствующего электронно-дырочного возбуждения. Туннельный ток при этом определяется следующим соотношением:

$$I = \frac{h\sigma_1\sigma_2\Delta}{6e^2} \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right)^2 \left[(k_B T)^2 + \left(\frac{eU}{2\pi} \right)^2 \right] U. \quad (8.44)$$

Ток при неупругом сотуннелировании нелинейно изменяется в зависимости от приложенного напряжения и температуры. В нем имеются две составляющие. Первая представлена линейным членом с квадратичной зависимостью от температуры, а вторая – температурно независимым нелинейным членом, задающим $I \sim U^3$. Обе составляющие связаны с возрастанием электронно-дырочного возбуждения в процессе туннелирования. Соотношение между упругим и неупругим сотуннелированием определяется плотностью состояний в островке. В металлах, обычно имеющих высокую плотность состояний, неупругие процессы преобладают над упругими. В полупроводниках, где плотность состояний ниже, обе разновидности вносят свой вклад в туннельный ток. Сотуннелирование проявляется в виде дополнительного тока, зависящего от приложенного напряжения, на участках, контролируемых кулоновской блокадой. Это приводит к отличиям между экспериментальными и теоретически предсказываемыми вольт-амперными характеристиками одноэлектронных структур.

9. ПРИБОРЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

9.1. Приборы на резонансном туннелировании

Явление резонансного туннелирования позволяет создавать диоды и транзисторы, работающие с временами переключения, составляющими единицы и десятые доли наносекунд, т.е. в диапазоне частот вплоть до нескольких терагерц (10^{12} Гц).

9.1.1. Диоды на резонансном туннелировании

В общем случае резонансно-туннельный диод представляет собой периодическую структуру, которая состоит из последовательно расположенных квантовых ям, разделенных потенциальными барьерами, с электрическими контактами к двум крайним противоположным областям. Чаще всего это двухбарьерные структуры с одной квантовой ямой и симметричными характеристиками барьеров, поскольку по мере увеличения количества квантовых ям все труднее реализовать условия для согласованного резонансного переноса носителей заряда. Структурная схема, условное обозначение, эквивалентная схема такого диода и его основные электрические характеристики показаны на рис. 9.1.

Эквивалентная схема резонансно-туннельного диода включает в себя источник тока $I(U)$ и емкость $C(U)$, управляемые напряжением, и последовательное сопротивление R_s . Здесь параллельная цепочка из $I(U)$ и $C(U)$ представляет собой собственно диод, а R_s является суммой последовательных сопротивлений, таких как контактные сопротивления. Емкость $C(U)$ является чрезвычайно важной при определении быстродействия прибора. За исключением области напряжений вблизи токового резонанса, она приблизительно равна емкости, рассчитанной для нелегированного разделительного слоя и обедненного слоя прибора. Пик емкости в области отрицательного дифференциального сопротивления обусловлен резонансными электронами, накопленными в яме. Это должно приниматься во внимание при строгом обсуждении быстродействия. Отметим также, что $I(U)$ и $C(U)$ не зависят от частоты вплоть до предельных рабочих частот диода.

На рис. 9.1, *a–г* приведены энергетические диаграммы, поясняющие работу диода. Основные части диода: 1 и 5 – сильнолегированные слои n^+ -GaAs, (эмиттер и коллектор), толщина этих слоев лежит за

пределами нанометрового диапазона; 3 – квантовая яма толщиной $d_3 = 3-10$ нм, слой из слаболегированного n -GaAs; 2, 4 – барьеры из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной $d_2 = d_4 = 2-5$ нм. Высота барьеров U_0 зависит от концентрации алюминия x . Величина U_0 возрастает от 0,2 эВ при $x = 0,3$ до 0,35 эВ при $x = 1$. Высота барьера U_0 и ширина потенциальной ямы d_3 подобраны так, что в яме образуется только один размерный квантовый уровень E_1 .

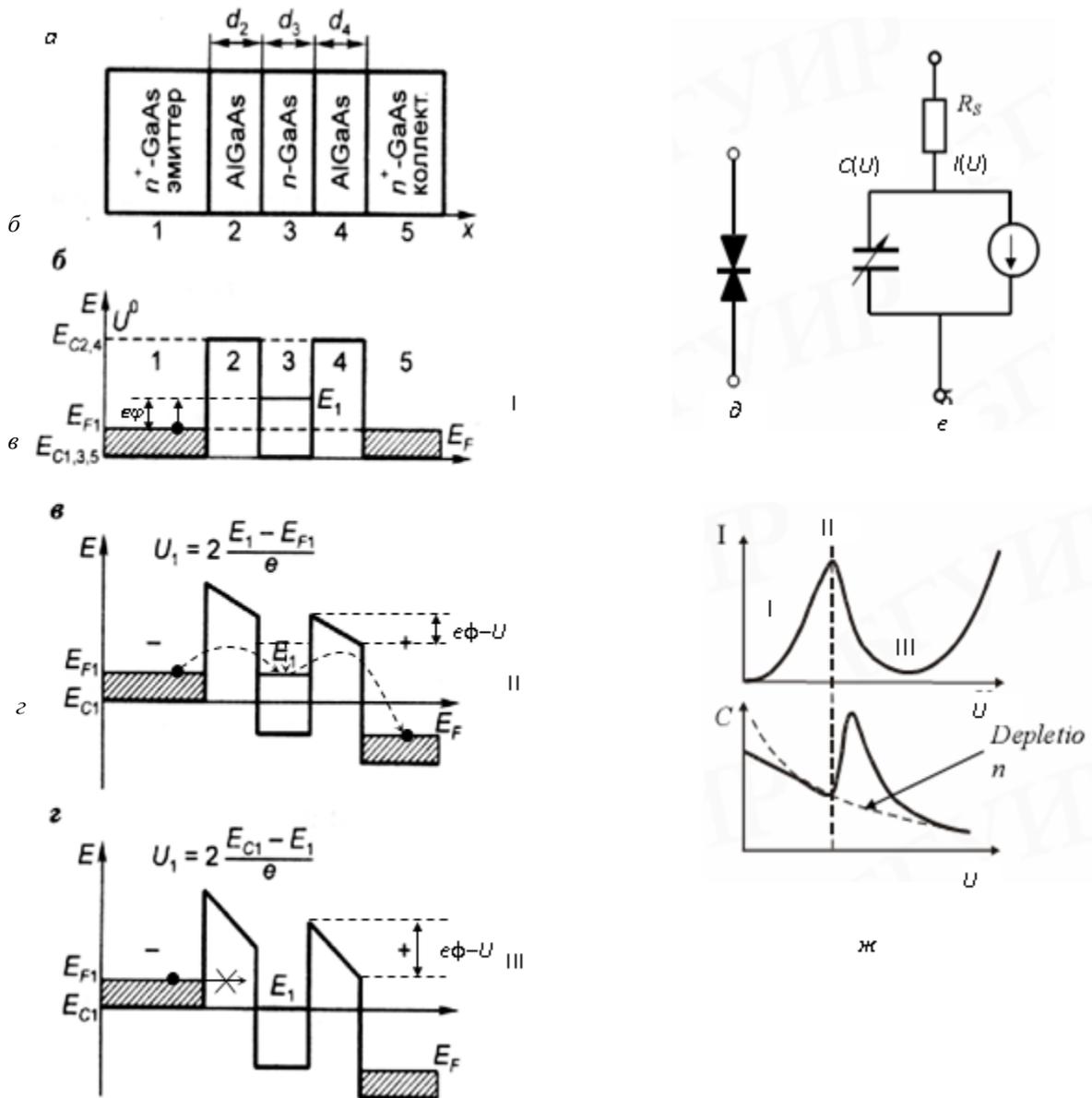


Рисунок 9.1 – Структура (а), энергетические диаграммы (б, в, з), условное обозначение (д), эквивалентная схема (е), вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики (ж) резонансно-туннельного диода

Величина $E_{C1,5}$ соответствует дну зоны проводимости арсенида галлия; величина $E_{C2,4}$ – дну зоны проводимости соединения AlGaAs;

E_{F1} , E_F – уровни Ферми в сильнолегированных слоях GaAs (в сильнолегированных полупроводниках уровень Ферми располагается в зоне проводимости и все уровни от дна зоны проводимости до уровня Ферми заняты электронами).

Энергетическая диаграмма, представленная на рис. 9.1, б, соответствует состоянию равновесия структуры. Напряжение между эмиттерами и коллектором $U = 0$, ток в структуре отсутствует.

Если приложить небольшое напряжение U и постепенно повышать его, то через структуру пойдет слабый ток, обусловленный обычным туннелированием электронов через потенциальный барьер 2 (рис. 9.1, б). При этом энергетические уровни эмиттера 1 будут подниматься относительно уровней коллектора 5. Значительно больший ток через структуру, связанный с резонансным туннелированием, появится при напряжении U_1 , когда уровень E_{F1} (последний уровень в эмиттере, заполненный электронами) сравняется с размерным уровнем E_1 (см. рис. 9.1, в). На рисунке видно, что U_1 определяется положениями уровней E_1 и E_{F1} , и можно записать:

$$U_1 = 2 \frac{E_1 - E_{F1}}{e}.$$

С увеличением U ток I резко возрастает до тех пор, пока с размерным уровнем E_1 не сравняется дно зоны проводимости E_{C1} (см. рис. 9.1, г). Это произойдет, если

$$U_2 = 2 \frac{E_{C1} - E_1}{e}.$$

В этом выражении E_{C1} – исходное положение дна зоны проводимости в слое 1 (см. рис. 9.1, в). При дальнейшем увеличении U уровень E_1 опускается ниже дна зоны проводимости, в запрещенную зону, где электронов нет, и ток резко падает (вблизи $U = U_2$, см. рис. 9.1, г).

Основной особенностью резонансно-туннельных диодов является наличие на вольт-амперной характеристике области отрицательного дифференциального сопротивления, которая является основой для большинства его практических применений (рис. 9.1, ж). Это позволяет использовать резонансный туннельный прибор для генерации СВЧ-колебаний с частотами выше (на порядок и более), чем в обычных туннельных диодах. В экспериментах достигнута частота генерации 700 ГГц. Величинами U_1 и U_2 можно управлять, изменяя ширину ямы, что приводит к изменению положения размерного уровня.

Наиболее важные электрические параметры: пиковое значение плотности тока и пиковое напряжение в области пика плотности тока,

долинная плотность тока в минимуме, отношение этих плотностей тока.

Пиковая плотность тока уменьшается экспоненциально с увеличением толщины барьера. Абсолютная величина пиковой плотности тока, полученная моделированием, хорошо согласуется с экспериментальными данными, в то время как расчетная величина долинной плотности тока оказывается на один-два порядка меньше экспериментальных значений.

Отношение токов в максимуме и минимуме для реальных приборов варьируется от единиц до нескольких десятков при комнатной температуре (при низких температурах это отношение возрастает), хотя расчетные значения на порядок больше. Причина таких расхождений заключается в пренебрежении эффектами рассеивания при расчетах. Эффекты рассеивания расширяют резонанс, в то же время одновременно ослабляя его. Пиковая плотность тока почти нечувствительна к эффектам рассеивания, но долинная плотность тока в минимуме, а следовательно, и их отношение в значительной степени определяются рассеиванием носителей заряда на границах квантовой ямы.

Для достижения высоких рабочих плотностей тока необходимо, чтобы барьеры были тонкими (несколько моноатомных слоев), а границы раздела – резкими, четкими. Однако экспериментально показано, что границы раздела не имеют химически резких, абсолютно плоских границ даже при оптимальных условиях формирования. Так, например, переход между GaAs и AlAs в наиболее перспективных для практического применения сверхрешетках на их основе происходит в пределах 1–4 монослоев. Поэтому потенциальный барьер на их границе не является строго ступенчатым, а размыт и зависит от рельефа поверхности границы. Это ведет к значительному уменьшению величины отношения токов в максимуме и минимуме области отрицательного дифференциального сопротивления на вольт-амперной характеристике диода и объясняет различие между теорией резонансно-туннелирования и экспериментальными данными.

С точки зрения практического использования наиболее привлекательными характеристиками резонансно-туннельных диодов являются их чрезвычайно высокие скорости переключения. Обсуждая факторы, влияющие на быстродействие этих диодов, важно разделить два времени отклика: время на туннелирование, которое связано с квантовыми механизмами, и время, которое требуется для зарядки емкости диода и соотносится с теорией цепей.

Теоретический предел быстродействия идеального резонансно-туннельного диода оценивается в 0,1 пс. В реальных приборах неровности границ и неупругое рассеивание увеличивают время туннелирования.

В большинстве применений быстродействие резонансно-туннельных диодов ограничивается не только временем туннелирования, но и временем заряда емкости, то есть постоянной $R_S C(U)$. Это хорошо видно из эквивалентной схемы, приведенной на рис. 9.1, *e*.

При обсуждении преимуществ резонансно-туннельных диодов заслуживает внимания их сравнение с диодами Есаки (туннельными диодами). Диоды Есаки состоят из сильно легированного *p-n*-перехода и имеют подобные вольт-амперные характеристики. Одно из наиболее важных преимуществ резонансно-туннельных диодов – возможность получить высокую плотность максимального тока при относительно низкой емкости. Например, для резонансно-туннельных диодов достигнута экстремально высокая плотность тока $6,8 \cdot 10^5$ А/см² при емкости около $1,5 \cdot 10^{-7}$ Ф. Эти величины указывают на то, что показатель скорости, который определяется как отношение удельной емкости к пиковой плотности тока C/J_p , меньше 0,22 пс/В. Показатель скорости соответствует скорости изменения напряжения, когда емкость диода заряжается его максимальным током. Эта величина намного меньше, чем для диодов Есаки, которая для последних больше чем 10 пс/В. Возможность такого различия связана с тем, что плотность тока в резонансно-туннельных диодах можно увеличить изменением толщины барьера и ямы, а это может быть достигнуто без уменьшения толщины обедненного слоя. С другой стороны, для того чтобы увеличить плотность тока в диодах Есаки, должна быть увеличена концентрация примеси для увеличения толщины туннельного барьера (равно как и обедненного слоя). Следовательно, максимальное быстродействие резонансно-туннельных диодов может быть намного больше, чем у диодов Есаки. Более того, в резонансно-туннельных диодах можно избежать деградации, наблюдаемой в диодах Есаки из-за диффузионного перераспределения примесей вблизи сильнолегированного *p-n*-перехода.

Резонансно-туннельный диод преобразуется в транзистор, если к центральной части структуры (см. рис. 9.1, *a*) подвести электрод, регулирующий положение размерного уровня E_1 с помощью электрического поля. На основе резонансно-туннельных диодов разработаны аналого-цифровые преобразователи на несколько гигагерц, логиче-

ские элементы, запоминающие устройства, которые можно использовать в процессорах, и другие цифровые устройства для быстродействующей электроники.

9.1.2. Транзисторы на резонансном туннелировании

Добавление управляющего электрода к резонансно-туннельному диоду превращает его в резонансно-туннельный транзистор и расширяет возможности его применения. Потенциал, подаваемый на дополнительный электрод, смещает вольт-амперную характеристику диода вдоль оси тока (см. рис. 9.1, *ж*).

Можно также объединить резонансно-туннельный диод с обычным транзистором, чтобы сделать комбинированный прибор. Этот вариант использован для создания резонансно-туннельного биполярного транзистора и резонансно-туннельного транзистора на горячих электронах. Резонансно-туннельный биполярный транзистор представляет собой биполярный транзистор с резонансно-туннельной структурой, встроенной в области перехода эмиттер–база или в базе. В резонансно-туннельном транзисторе на горячих электронах резонансно-туннельная структура встраивается в эмиттер. Эти приборы имеют отрицательную крутизну характеристики в схеме включения с заземленным эмиттером.

Кроме названных приборов имеются и транзисторные структуры, представляющие собой управляемые затвором резонансно-туннельные диоды. Затворы в них создают в виде барьеров Шоттки или *p-n*-переходов вокруг эмиттера для внешнего управления условиями резонанса тока в диоде. На рис. 9.2 показан пример такого прибора. В нем область эмиттера, а следовательно, и эмиттерный ток можно модулировать с помощью потенциала на затворе, выполненном в виде *p-n*-перехода, окружающего эмиттер.

Модулируя эмиттерный ток, можно управлять максимальным током, протекающим через структуру в резонансных условиях.

9.2. Приборы на одноэлектронном туннелировании

Электронные приборы, использующие одноэлектронное туннелирование, состоят из одной или нескольких квантовых точек, соединенных туннельными переходами как между собой, так и с подводными электродами. Простейший одноэлектронный прибор – одно-

электронная ячейка, на ее основе строятся более сложные одноэлектронные приборы.

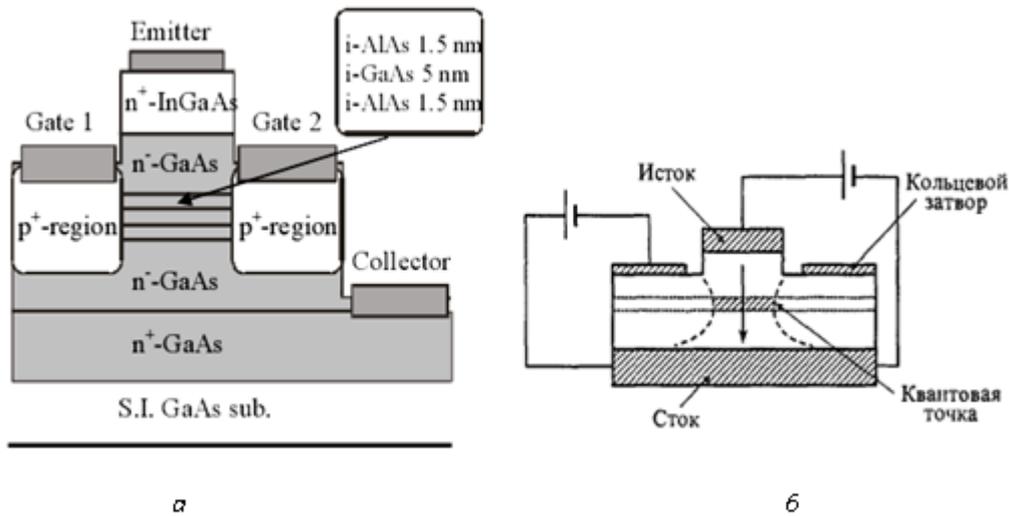


Рисунок 9.2 – Структура управляемого затвором резонансно-туннельного диода на основе GaAs-AlAs (а) и схема его включения (б)

Одноэлектронный транзистор представляет собой систему, состоящую из двух сверхмалых туннельных переходов, небольшого металлического острова (гранулы) между ними и связанного с ним через нетуннельную емкость C_g затвора (рис. 9.3). Современные методы нанотехнологии позволяют изготовить одноэлектронный транзистор с площадью туннельных переходов менее 100×100 нм и размером острова менее 100 нм.

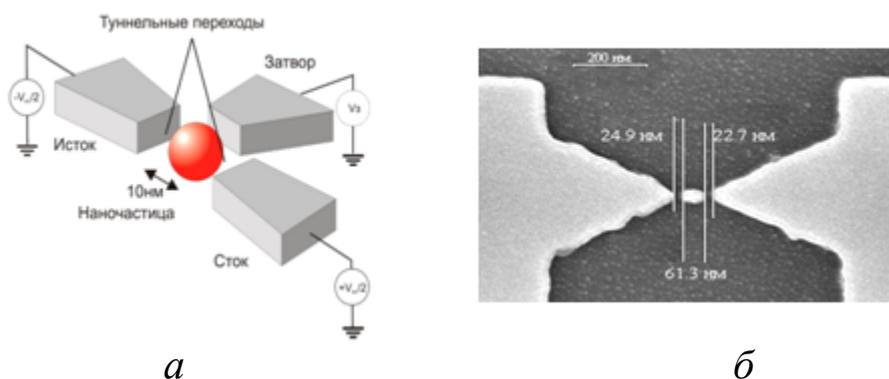


Рисунок 9.3 – Схематическое устройство одноэлектронного транзистора (а) и микрофотография практической реализации (б)

Аналогично полевому полупроводниковому транзистору одноэлектронный транзистор имеет три электрода: исток, сток и затвор. В области между электродами располагаются два туннельных перехода,

разделенные дополнительным металлическим или полупроводниковым электродом с малой емкостью, который называется островом (см. рис. 9.3). Остров представляет собой наночастицу или кластер нанометровых размеров, изолированный от электродов диэлектрическими прослойками, через которые и может при определенных условиях происходить движение электрона. Электрический потенциал острова регулируется изменением напряжения на затворе, с которым остров связан емкостной связью.

Одной из перспективных конструкций является T-образная схема (рис. 9.4). В ней транзисторы изготавливаются на кремниевой подложке по технологии изоляции имплантированным кислородом. Такая технология позволяет получить тонкий слой кремния, изолированный от кремниевой подложки. С помощью процесса электронно-лучевой литографии возможно получение T-образного соединения из слоя кремния толщиной 30 нм, шириной плеча 40–50 нм и длиной плеча 50–80 нм. Кремниевые области проводимости сделаны так, что сужения кремниевых проводников образуют туннельные барьеры.

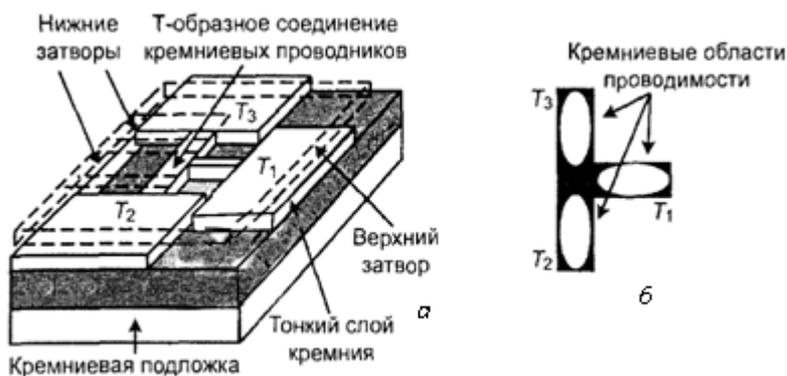


Рисунок 9.4 – Структура кремниевого T-образного транзистора (а) и схема расположения кремниевых областей проводимости (б)

Данное конструктивное решение стало возможным благодаря использованию эффекта самопроизвольного формирования сужения кремниевого проводника в процессе окисления.

Этот эффект основан на двух противоположных механизмах окисления: снижение степени окисления в связи с ростом внутренних напряжений и рост степени окисления вблизи края проводника. T-образная конструкция позволяет снизить степень окисления в плечах из-за наличия внутренних напряжений. Одновременно можно увеличить степень окисления в точке соединения областей, где из-за относительно большой площади снижается внутреннее напряжение. Тон-

кие поликремниевые затворы над каждым плечом Т-образного соединения формируют с помощью электронно-лучевой литографии и процесса их легирования фосфором. Точность перекрытия в 20 нм позволяет использовать их для управления электростатическим потенциалом областей проводимости каждого плеча. После изготовления тонких затворов формируют промежуточный изолирующий слой оксида кремния и верхний поликремниевый затвор. И наконец, используя верхний затвор как маску, формируют выводы истока и стока путем имплантации ионов фосфора.

Для получения одноэлектронного режима транзистор с литографическими размерами 20–30 нм необходимо охлаждать до температуры жидкого гелия (4,2 К). Однако, если мы хотим работать при комнатной температуре, следует уменьшать размер кластера до 1–2 нм. Современной оптической литографии эта область практически недоступна. В литературе для получения столь малых рабочих элементов использовался другой способ – молекулярно-кластерная технология.

Металлический одноэлектронный транзистор работает на эффекте кулоновской блокады. Между истоком и стоком приложено небольшое напряжение U . Напряжение между истоком и затвором равно U_3 , на затвор подается «+».

На рис. 9.5 приведены энергетические диаграммы, поясняющие работу транзистора. Цифры над уровнями Ферми острова (–1, 1, 2, ...) означают число электронов, перешедших на остров с истока. При этом заряд острова составляет $-e, -2e, -3e...$ соответственно; (–1) означает, что электрон удален с острова. Заряд острова в таком случае равен $+e$.

Поле положительно заряженного затвора смещает уровни острова вниз (уменьшает энергию электронов острова). Если напряжение $U_3 = 0$, то $E_{F_{ст}} < E_{F_{ис}}$ (рис. 9.5, а), кулоновская блокада подавляет туннелирование электронов с истока и поэтому $J = 0$. При $U_3 = U_{3к}$ (рис. 9.5, б) кулоновская блокада прорвана, электроны туннелируют с истока на остров, а затем на сток, в цепи появляется ток $I_{ст}$. При дальнейшем увеличении напряжения U_3 и смещении уровня 1 вниз снова возникает блокада (рис. 9.5, в), ток отсутствует, но на острове находится один добавочный электрон. При $U = U_{32}$ ток возникает снова.

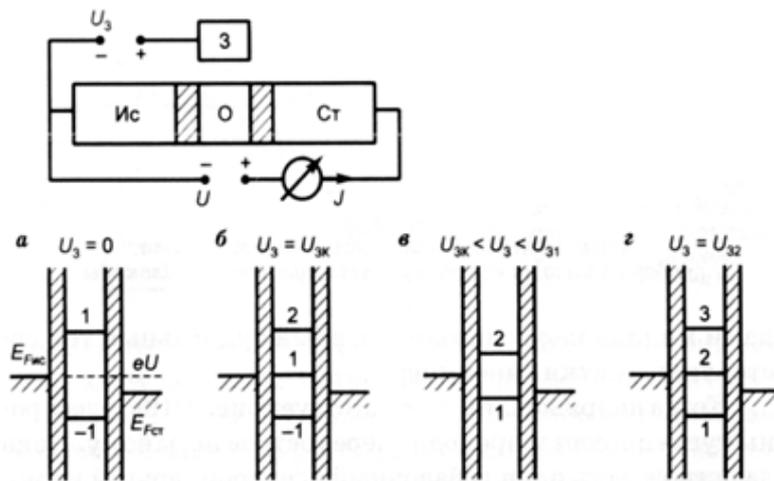


Рисунок 9.5 – Энергетические диаграммы, поясняющие работу одноэлектронного транзистора

По мере увеличения U_3 блокада периодически наступает и прорывается, но с каждым разом увеличивается на единицу число электронов на острове. Эти электроны находятся на острове стабильно, а туннелирующие электроны проходят через остров по одному. На рис. 9.6 показан вид зависимости тока от напряжения на затворе транзистора. Возникающие скачки тока называются осцилляциями кулоновской блокады. Напряжение U_3 имеет порядок единиц милливольт, ток составляет десятки пикоампер.

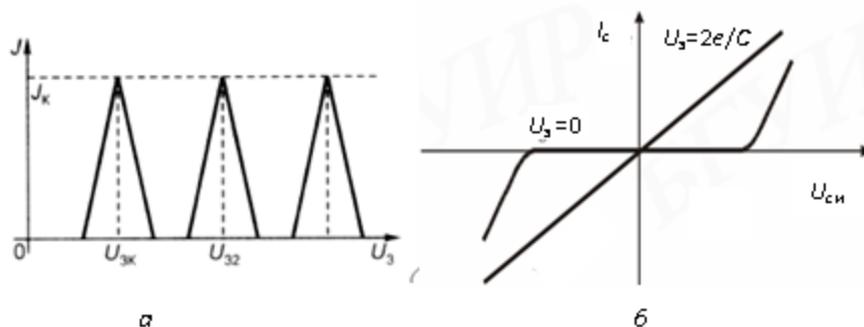


Рисунок 9.6 – Зависимость тока стока от напряжения на затворе (а), от напряжения между стоком и истоком (б) для транзистора, работающего на эффекте кулоновской блокады

Таким образом, транзистор может находиться в состоянии «включено» и «выключено» в зависимости от напряжения на затворе. Поэтому одноэлектронный транзистор может использоваться как переключатель. При прохождении электрона сменяются состояния «включено» и «выключено». Теоретически время туннелирования составляет $\sim 10^{15}$ с, этим определяется верхний предел быстродействия

прибора (терагерцы). Так как одноэлектронный транзистор имеет свойство находиться в двух состояниях, то на его основе могут быть созданы ячейки памяти с малыми размерами, высоким быстродействием и низким энергопотреблением. Проекты таких ячеек уже имеются.

Различные одноэлектронные приборы можно получить при увеличении количества туннельно связанных наноостровов. Так, на основе Т-образных транзисторных структур может быть реализован *одноэлектронный коммутатор* или *одноэлектронный насос*, представленный на рис. 9.7, а.

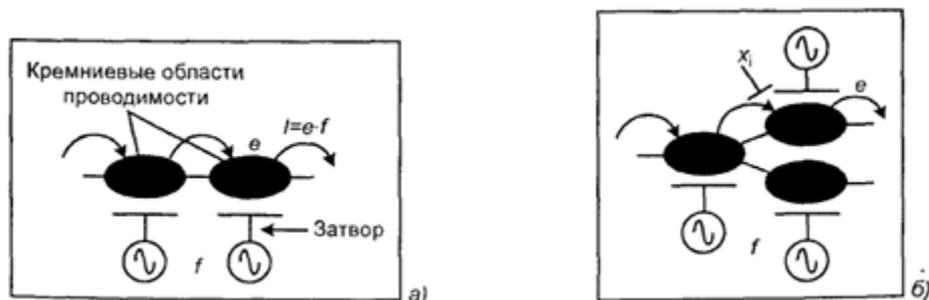


Рисунок 9.7 – Схема устройств перемещения одиночных электронов:
 а – одноэлектронный насос; б – коммутатор
 одноэлектронного перемещения

В одноэлектронном насосе гармонический сигнал управления с частотой f подается на затворы и позволяет прокачивать одиночные электроны. Ток в цепи определяется величиной $J = e \cdot f$.

На рис. 9.7, б представлен одноэлектронный коммутатор, использующий три области проводимости. В этом устройстве соединены два одноэлектронных насоса. Каждый одиночный электрон может перемещаться по одному из двух путей – плеч Т-образного соединения. Выбор конкретного пути перемещения определяется входным управляющим сигналом X . Такие устройства позволяют осуществить построение логических структур с использованием отдельных электронов. Эти одноэлектронные структуры могут иметь сверхвысокую степень интеграции и сверхмалое потребление мощности при минимальных габаритах.

9.3. Транзисторы с высокой подвижностью

Одним из самых распространенных видов полупроводниковых приборов являются полевые транзисторы. К их числу принадлежит, в частности, МДП-структура. Если к инверсионному слою создать два контакта, называемых истоком и стоком и расположенных на расстоянии l друг от друга, то при напряжении между ними, равном V , в канале будет течь ток

$$I = e\mu n_S V \frac{b}{l}, \quad (9.1)$$

где b – ширина канала, а μ – подвижность носителей в нем. Изменяя с помощью затвора концентрацию в канале n_S , мы можем осуществлять управление током исток–сток аналогично тому, как в обычном (биполярном) транзисторе напряжение базы управляет током коллектор–эмиттер. Двухмерная плотность электронов в слое n_S (плотность состояний электронов на единицу площади двухмерного электронного газа) пропорциональна напряжению на затворе:

$$n_S = \frac{k_d}{4\pi e d} (V_3 - V_0), \quad (9.2)$$

где k_d – диэлектрическая проницаемость диэлектрика; V_0 – пороговое напряжение, соответствующее открытию инверсионного канала, т. е. появлению в нем электронов; d – толщина диэлектрика, отделяющая металлический затвор от объема полупроводника. Тогда с учетом (9.2) важнейшая характеристика транзистора – крутизна G – в нашем случае определяется выражением

$$G = \frac{dI}{dV_3} = \frac{\varepsilon_d \mu b V}{4\pi d l}. \quad (9.3)$$

Видно, что крутизна полевого транзистора пропорциональна подвижности носителей. Поэтому сразу возникает желание использовать в полевых транзисторах структуры с модулированным легированием, обладающие гигантской подвижностью носителей. Для этого требуется решить задачу об управлении концентрацией двухмерных носителей в этих структурах. Она решается путем создания контакта Шоттки на широкозонном легированном слое. Если толщина этого слоя достаточно мала, то области обеднения вблизи гетероперехода и контакта Шоттки перекрываются и все доноры широкозонного слоя оказываются ионизованными. В результате он играет роль диэлектрика, гетероструктура становится аналогом МДП-структуры и кон-

центрация двумерных электронов линейно зависит от напряжения на затворе (контакте Шоттки).

Созданные таким образом полевые транзисторы часто обозначают английской аббревиатурой **HEMT** (транзистор с высокой подвижностью электронов). На самом деле полностью использовать преимущества высокой подвижности двумерного газа и получить транзисторы с крутизной, во много раз большей, чем у обычных МДП-транзисторов, не удастся. Причина в том, что в реальных приборах для получения высокого быстродействия и высокой плотности интеграции в БИС расстояние между истоком и стоком l делается весьма малым (~ 1 мкм). При этом напряженность поля в канале настолько велика, что дрейфовая скорость электронов уже не пропорциональна полю (с коэффициентом, равным подвижности), а выходит на насыщение. В результате крутизна G не описывается формулой (9.3), а слабее зависит от подвижности носителей. Тем не менее, использование структур с модулированным легированием приводит к некоторому повышению крутизны полевых транзисторов. При температуре 77 К она может быть доведена до значений порядка 500 мСм/мм.

На рис. 9.8 приведена зонная диаграмма гетероперехода между арсенидом галлия и арсенидом галлия алюминия $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Величина x характеризует содержание алюминия, и с ростом x увеличивается ширина запрещенной зоны данного твердого раствора. Для типичного значения $x = 0,3$ ширина запрещенной зоны твердого раствора $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ равна 1,8 эВ.

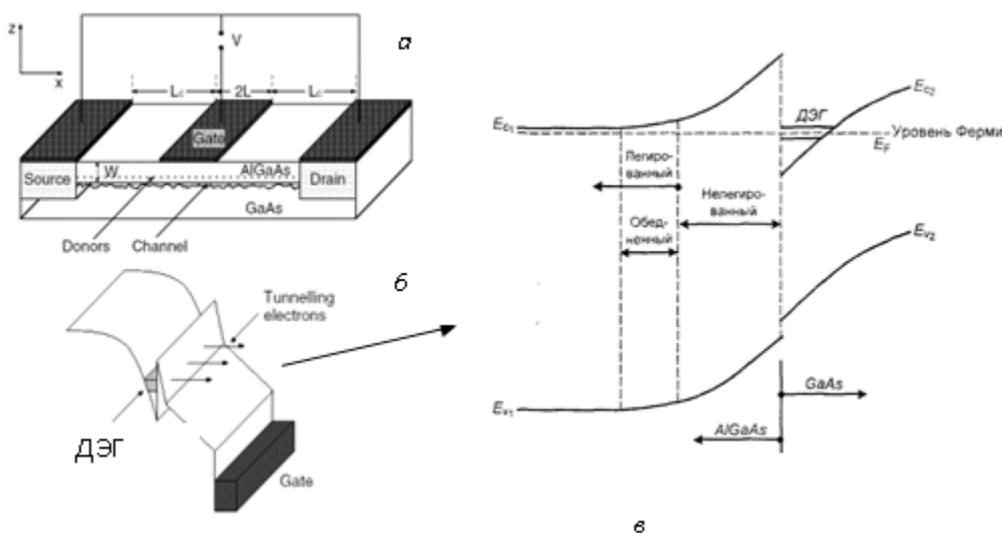


Рисунок 9.8 – Схема (а) и зонная диаграмма (б, в) HEMT-структуры

У границы раздела двух полупроводников в зоне проводимости образуется квантовый колодец или зона двумерного электронного газа (ДЭГ).

Двухмерный электронный газ (2D-газ) представляет собой систему электронов, энергетические состояния которых соответствуют свободному движению только вдоль определенной плоскости.

Важным свойством двумерного электронного газа является то, что возможно регулирование в широких пределах плотности электронов под воздействием поперечного электрического поля. Электроны в ДЭГ имеют повышенную эффективную концентрацию и подвижность.

На основе таких гетероструктур изготавливаются гетеротранзисторы (НЕМТ-транзисторы) (рис. 9.9). Их конструкция многослойна.

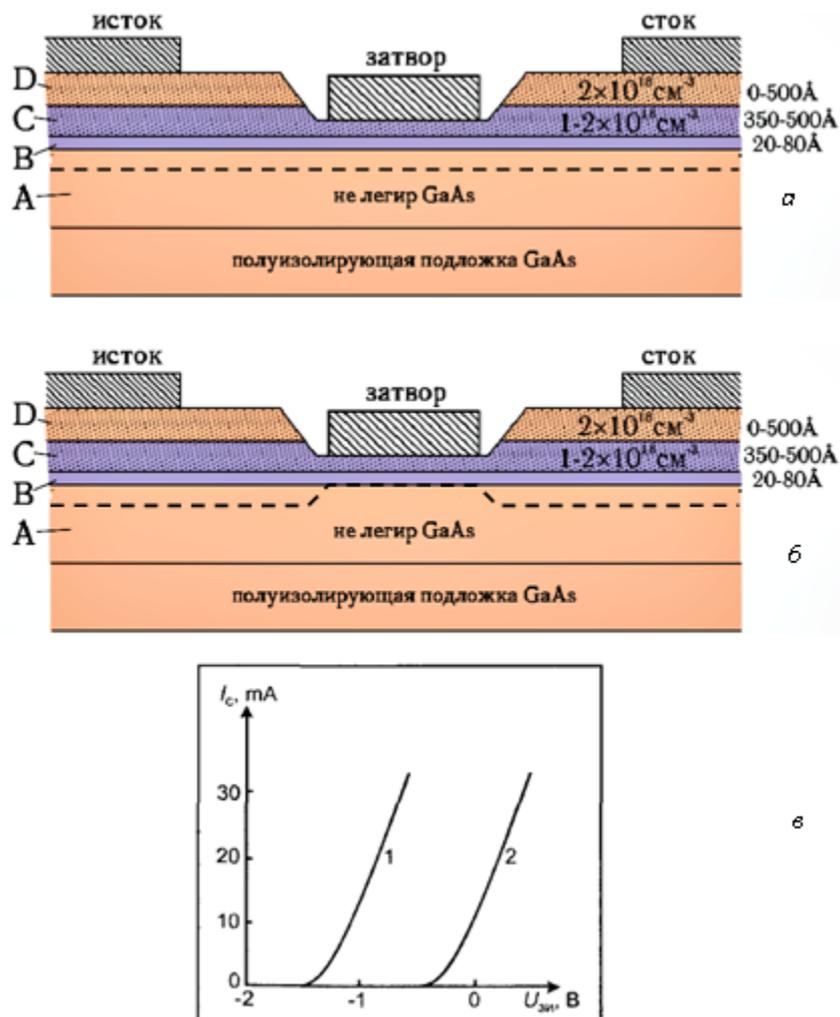


Рисунок 4.19. Структура нормально открытого (а) и нормально закрытого (б) НЕМТ-транзистора; ВАХ нормально открытого (1) и нормально закрытого (2) НЕМТ-транзистора (в)

Между металлическим затвором и легированным слоем на основе $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ формируется управляющий переход металл–полупроводник. Обедненная область этого перехода располагается в слоях арсенида галлия алюминия. Различают нормально открытый (рис. 9.9,*а*) и нормально закрытый (рис. 9.9,*б*) транзистор. При напряжении затвор–исток $U_{зи} < 0$ в слое нелегированного арсенида галлия на границе с гетеропереходом в области ДЭГ формируется канал нормально открытого транзистора. На рис. 9.9,*а* эта область ограничена штриховой линией.

В нормально открытом транзисторе под действием управляющего напряжения $U_{зи}$ изменяется толщина обедненной области перехода металл–полупроводник, концентрация электронов в области ДЭГ и ток стока. Электроны в ДЭГ поступают из истока. При отрицательном напряжении затвор–исток, величина которого равна пороговому значению, обедненная область расширяется настолько, что перекрывает поток электронов, и ток стока становится равным нулю.

В нормально закрытом транзисторе при $U_{зи} = 0$ проводящий канал отсутствует вследствие того, что область ДЭГ перекрыта объединенной областью управляющего перехода. При подаче напряжения $U_{зи} > 0$, величина которого равна пороговому значению, обедненная область управляющего перехода сужается настолько, что ее нижняя граница попадает в область ДЭГ.

На рис. 9.9,*в* приведены стоково-затворные характеристики нормально открытого (1) и нормально закрытого (2) транзисторов. Большое значение крутизны для нормально закрытого транзистора обусловлено меньшей толщиной легированного донорами слоя GaAlAs . Этот тип транзисторов перспективен для использования в СВЧ-микросхемах.

9.4. Криоэлектроника

Криоэлектроника (криогенная электроника) – направления электроники и микроэлектроники, охватывающие исследование взаимодействия электромагнитного поля с электронами в твердых телах при криогенных температурах и создание электронных приборов на их основе.

К криогенным температурам относят температуры, при которых наступает глубокое охлаждение, т.е. температуры от 80 до 0°К. В криоэлектронных приборах используются различные явления: сверх-

проводимость металлов и сплавов, зависимость диэлектрической проницаемости некоторых диэлектриков от напряженности электрического поля, появление у металлов при температуре ниже 80°K полупроводниковых свойств при аномально высокой подвижности носителей заряда и др. Принципы криоэлектроники используют для построения ряда приборов (криотроны, квантовые и параметрические усилители, резонаторы, фильтры, линии задержки и др.). Наиболее распространенным из этих приборов является криотрон, представляющий собой переключающий криогенный элемент, основанный на свойстве сверхпроводников скачком изменять свою проводимость под воздействием критического магнитного поля.

Действие криотрона аналогично работе ключа или реле. Криотрон может находиться только в одном из двух состояний – либо в сверхпроводящем, либо с малой электропроводностью.

Время перехода криотрона из одного состояния в другое составляет несколько долей микросекунды, т. е. эти приборы обладают высоким быстродействием. Криотроны весьма микроминиатюрны: на 1 см^2 площади может быть размещено до нескольких тысяч криотронов. На основе криотронов можно создать криотронные БИС, выполняющие логические функции, функции запоминания с неразрушающим считыванием, управления и межэлементных соединений. Однако необходимость работы в условиях глубокого охлаждения и связанные с этим технологические трудности резко ограничивают применение криотронов. Усилители, принцип действия которых основан на использовании криоэлектронных явлений, главным образом служат для приема слабых сигналов СВЧ. Они обладают ничтожно малым уровнем шумов, широкой полосой пропускания (десятки гигагерц) и высоким усилением (до 10000). Шумовые температуры криоэлектронных усилителей достигают единиц и долей градуса Кельвина.

Перечислим основные особенности различных типов криоэлектронных усилителей.

Квантовые усилители служат для усиления электромагнитных волн за счет вынужденного излучения возбужденных атомов, молекул или ионов. Эффект усиления квантовых усилителей связан с изменением энергии внутриатомных (связанных) электронов в отличие от ламповых усилителей, в которых используются потоки свободных электронов. Наиболее подходящим материалом для квантовых усилителей радиодиапазона оказались диамагнитные кристаллы с неболь-

шой примесью парамагнитных ионов. Обычно применяют рубин, рутил, изумруд с примесью окиси хрома. Охлаждение квантовых усилителей производят жидким гелием в криостатах.

В *параметрических усилителях* роль активного элемента выполняет либо *p-n*-переход в полупроводнике с высокой подвижностью носителей заряда при температурах ниже 90°K , либо переход металл—полуметалл (InSb). Этот полуметалл при температурах ниже 90°K приобретает свойства полупроводника, имеющего подвижность носителей заряда в 100–1000 раз выше, чем германий и кремний. В параметрическом усилителе периодически изменяется емкость колебательной системы. Мощность, потребляемая параметрическими усилителями, равна примерно 0,02–0,1 Вт.

Сверхпроводниковые усилители также основаны на принципе параметрического усиления, но в них периодически изменяется не емкость, а индуктивность колебательной системы. Индуктивным элементом такого усилителя служит тонкая пленка сверхпроводника при температуре ниже $T_{к0}$. В сверхпроводящей пленке возникает так называемая сверхиндуктивность $L_{к}$, обусловленная взаимодействием возникающих в ней высокоэнергетических электронных пар. Индуктивность $L_{к}$ при определенном выборе геометрии пленки может преобладать над обычной индуктивностью L проводника. Внешним электромагнитным полем можно периодически разрушать и восстанавливать такие электронные пары, изменяя их концентрацию $n_{к}$, и тем самым периодически изменять индуктивность $L_{к}$ по закону $L_{к} = 1/n_{к}$

Принцип действия *параэлектрических усилителей* основан на использовании явления высокой поляризации некоторых диэлектриков (например, SrTiO_3 при низких температурах. Тангенс угла диэлектрических потерь таких диэлектриков (параэлектриков) при температурах ниже 80°K сильно зависит от внешнего электрического поля.

Активный элемент параэлектрического усилителя представляет собой конденсатор, заполненный параэлектриком, помещенным в электромагнитное поле (накачка). Ёмкость конденсатора периодически изменяется с частотой накачки, что позволяет осуществить параметрическое усиление (рис. 9.10).

На рис. 9.10, а приведена структура активного элемента параэлектрического усилителя, а на рис. 9.10, б – зависимость его емкости от напряжения при температуре $4,2^\circ \text{K}$. Пунктиром показана эта же зависимость при нормальной температуре (300°K).

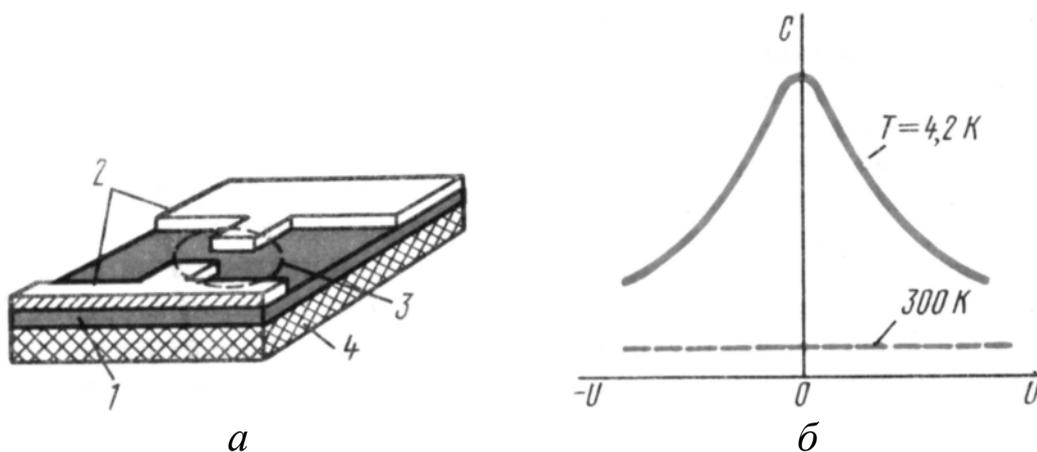


Рисунок 9.10 – Параэлектрический усилитель:

a – структура активного элемента; *б* – зависимость емкости от напряжения. 1 – пленка параэлектрика; 2 – металлические пленки; 3 – конденсатор; 4 – диэлектрическая подложка

Криоэлектронные резонаторы теоретически должны иметь бесконечно большую добротность из-за отсутствия потерь в поверхностном слое сверхпроводящих стенок. Однако практически потери существуют вследствие инерционности электронов. Наибольшая добротность достигается в дециметровом диапазоне волн. При длине волны 3 см добротность криоэлектронных резонаторов равна примерно 10^7 – 10^9 . Сверхпроводящие резонаторы обычно работают при гелиевых температурах ($T = 4,2^\circ \text{K}$).

Криоэлектронный фильтр представляет собой цепочку последовательно соединенных сверхпроводящих резонаторов. Избирательность такого фильтра в полосе запирающего сигнала повышена в 10^3 – 10^6 раз по сравнению с обычными фильтрами.

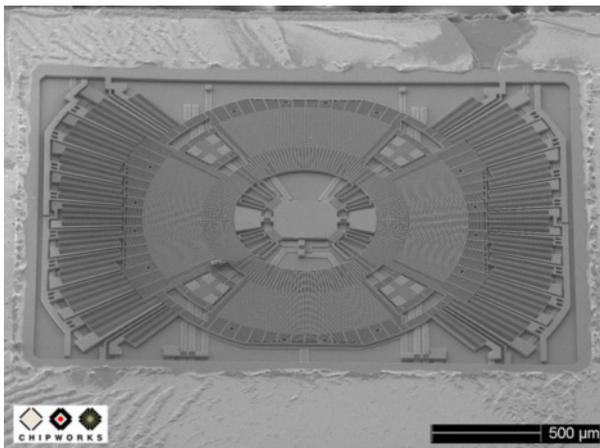
Криоэлектронные линии задержки представляют собой тонкий кабель из сверхпроводника, свернутый в спираль и помещенный в криостат. Время задержки определяется длиной кабеля и соответствует единицам или долям миллисекунды. Для получения времени задержки, измеряемого наносекундами или пикосекундами, используют сверхпроводящие меандры – извилистые линии из узких тонких сверхпроводящих пленок на диэлектрической подложке. Изменяя внешним полем распределенную индуктивность такой линии, можно управлять временем задержки.

Большие перспективы создает использование в микроэлектронике *эффектов Джозефсона*. Открытие эффекта Джозефсона в туннельных переходах двух слабо связанных сверхпроводников сделало возможным создание сверхпроводящих систем обработки информации с

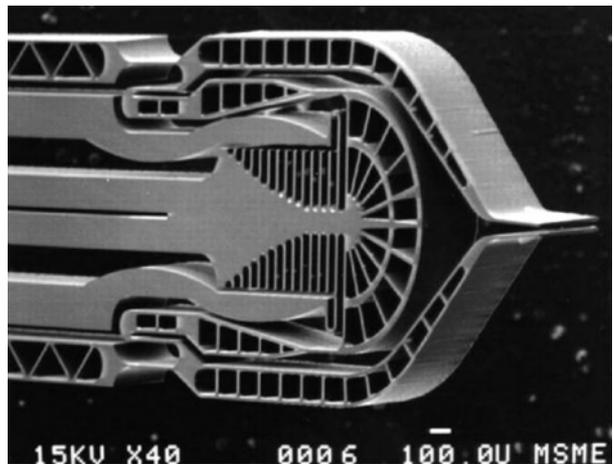
высокими значениями параметров. Быстродействие этих систем достигает 10 пс (10^{-11} с), а мощность рассеяния 100 нВт (10^{-7} Вт), т. е. показатель качества—произведение быстродействия на мощность – порядка 10^{-18} Дж или в миллион раз выше, чем в кремниевых микросхемах. Основная трудность разработки БИС на основе эффекта Джозефсона связана с получением стабильных, воспроизводимых тонких (порядка 2 нм) изолирующих пленок, а также с работой в условиях глубокого охлаждения.

9.5. МЭМС и НЭМС

Сегодня разработан ряд наноэлементов, пригодных для применения в разнообразных электронных устройствах. К ним относятся углеродные нанотрубки (CNT), нанопровода на основе полупроводниковых материалов, металлов, диэлектриков, высокотемпературных оксидов, нитридов и т.п., квантовые точки, дендримеры (сложные наномолекулы, представляющие собой вложенные молекулярные сферы), наночастицы. Из приведенного перечня особое внимание разработчиков привлекают УНТ, открытые в 1999 г. Области применения углеродных нанотрубок разнообразны. Это – приборы с полевой эмиссией, предназначенные для плоских дисплеев и контрольно-измерительной аппаратуры, межсоединения, термические интерфейсы, наноэлектроды и др. Перспективны УНТ для формирования МЭМС (С-МЭМС). Такие С-МЭМС-структуры могут решить проблемы миниатюризации батарей и разнообразных биологических и химических датчиков. С-МЭМС-структуры отличаются высоким аспектным отношением (например, столбики с отношением размеров >10). Они пригодны для создания подвешенных CNT-пластин и нанопроводов. Но особый интерес CNT представляют для развивающихся на основе МЭМС наноэлектромеханических систем (НЭМС). Рисунок С-МЭМС- (или С-НЭМС-) структуры формируется методом так называемой импринт-литографии с последующим пиролизом в бескислородной среде. Эта технология позволяет создавать разнообразные новые МЭМС- и НЭМС-структуры различной формы с различными электрическими и механическими свойствами (рис. 9.11).



а



б

Рисунок 9.11 – Примеры МЭМС: а) гироскоп ST Microelectronics – LYPR540AH; б) прототип щипцов для микрохирургии глаза

Химические датчики

Рынок химических датчиков весьма разнообразен и фрагментирован. Продажи химических датчиков достигают многих миллиардов долларов при среднегодовых темпах прироста 6%. Только в США объем продаж химических датчиков в 2004 г. составил 2,9 млрд. долл. при среднегодовых темпах прироста продаж 7,4%. Следует иметь в виду, что максимальное число переменных, описывающих физическое состояние изучаемой среды (давление, температура, приложенные силы, координаты), не превышает сотни. А число переменных, характеризующих химический состав объекта, может достигать десятков тысяч. Поэтому какой-либо конкретный датчик может найти достаточно большой спрос лишь в строго определенной нише.

Представленные сегодня на рынке традиционные химические датчики, большей частью в виде полевых транзисторов, выполнены на основе высокотемпературных оксидов (например, оксида свинца) или полимеров. Поэтому, чтобы продемонстрировать возможность создания датчиков на базе УНТ, были изготовлены CNT-полевые транзисторы (CNT-FET). В CNT-FET одна или несколько углеродных нанотрубок связывают исток и сток, выполняя функцию проводящего канала, а затвор – функцию модуляции его сопротивления. При абсорбции нанотрубкой паров или газов исследуемой среды, электроны затвора притягиваются или отталкиваются от CNT, изменяя тем самым ее проводимость. Полученное значение проводимости CNT – показатель измеряемой концентрации химического элемента. Изменение таких параметров полевого транзистора, как емкость и диэлектрические характеристики, может также служить мерой concentra-

ции элементов исследуемой среды. Однако датчики на полевых транзисторах дороги. Ведь помимо изготовления трехвыводных приборов, необходимо сформировать идеальную перемычку с заданным числом УНТ между истоком и стоком. К тому же, пока число покрытий и легирующих примесей, пригодных для создания матриц мультиплексируемых датчиков на основе CNT-FET, невелико. Существует и проблема объединения матрицы датчиков с предварительным концентратором, схемой обработки сигнала, вентилятором для подачи небольшого объема газовой смеси, без которых матрица не сможет найти применение.

Принцип действия рассмотренных химических датчиков основан на обмене зарядами между CNT и исследуемым паром/газом. Вместе с тем весьма перспективны датчики, в которых нанотрубки служат электродами. Это объясняется такими их свойствами, как:

- зависимость электрических характеристик нанотрубки от ее структуры, причем неважно из какого материала она изготовлена (золота или окиси цинка, кремния или нитрида галлия);
- высокая химическая инертность;
- зависимость свойств от используемого материала, например нанотрубки из нитрида галлия гидрофильны, тогда как углеродные – гидрофобны.

Обычно химические датчики на основе нанотрубок изготавливаются в виде пленки, проволоки (SWNT, Pd, TiO₂ или SnO₂) или матрицы и выполняют функцию селективного химического интерфейса. Если датчик изготовлен на основе SWNT, незащищенная поверхность трубки обращена к исследуемому объекту (газу или жидкости, содержащих изучаемое вещество). Чтобы получить требуемую реакцию нанодатчика на исследуемое вещество с учетом материалов, содержащихся в объекте, поверхность углеродной нанотрубки часто обрабатывается химическими или биохимическими веществами. SWNT-преобразователь может выполнять простые оптические и электронные измерения. На основе SWNT можно создавать и более сложные приборы (диоды, транзисторы), интегрированные в КМОП- или МЭМС-схемы. Пример – карманный детектор углекислого газа (CO) модели Pocket CO компании Transducer Technology Inc. Детектор размером 6,0*3,5*1,5 см и массой 20 г содержит электрохимический датчик на базе SWNT, объединенный с КМОП-схемой микропроцессора. Детектор постоянно контролирует содержание CO в атмосфере, выполняет дозиметрию и возбуждает сигнал тревоги при превыше-

нии допустимого уровня CO. Первоначально детектор предназначался для летчиков и контроля содержания углекислого газа в одежде лиц, работающих в неблагоприятных условиях окружающей среды. Кроме того, он может использоваться в системах нагрева, вентиляции и кондиционирования воздуха.

Особого внимания заслуживают биодатчики с электродами на основе нанотрубок. Большое различие в размерах молекул (протеина, ДНК, клеток) и электродов традиционных биодатчиков приводит к увеличению отношения сигнал/шум и ухудшению их чувствительности. Если же электрод выполнить в виде многочисленных нанотрубок, эти проблемы будут сведены к минимуму. К тому же появится возможность индивидуальной адресации отдельных наноэлектродов больших микроматриц.

Наноэлектромеханический преобразователь на базе SWNT

Сегодня исследуются различные НЭМС-структуры преобразователей. Одна из них – предложенная специалистами группы микро- и наносистем государственного технологического университета ETH Zurich (Швейцария) МЭМС-структура преобразователя с интегрированной подвешенной над подложкой SWNT. Положение углеродной трубки фиксируется электродами, состоящими из адгезионного слоя хрома толщиной 1–2 нм и контактного слоя золота толщиной 30–50 нм (рис. 9.12). В преобразователе использовались высокочистые и химически стабильные SWNT компании Carbon Nanotechnologies Inc. (CNI).

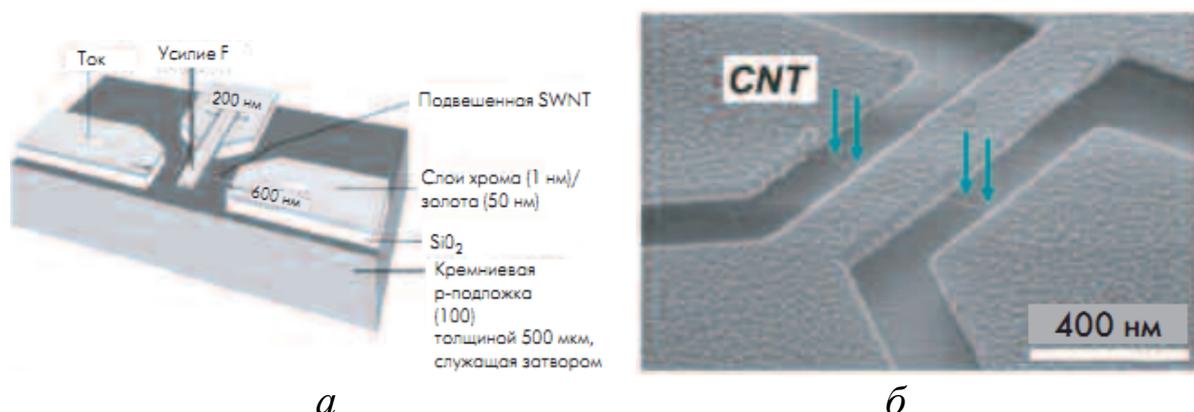


Рисунок 9.12 – Структура наноэлектромеханического преобразователя на базе подвешенной SWNT (а), Cr/Au-мост и контактные площадки с подвешенной под мостом SWNT (б)

К трубке с помощью контакта АСМ через кантилевер (того же состава, что и электроды) прикладывается усилие. В результате на краях трубки возникает локальная деформация, а в ее ветвях – осевое напряжение.

Измерение сопротивления SWNT показало значительное обратимое его увеличение в зависимости от отклонения трубки при механической нагрузке. При отсутствии нагрузки (нулевое отклонение) сопротивление составляет примерно 500 кОм. При отклонении трубки на 30 нм сопротивление возрастает до 1 МОм.

Помимо преобразователя с подвешенной SWNT, в Университете ETH Zurich создан и мембранный преобразователь. По сути, он представляет собой датчик давления, в котором SWNT выполняет функцию электромеханического пьезорезистивного преобразователя (рис. 9.13). Достоинство мембранной структуры – концы трубки не деформируются, а ее осевое напряжение формируется путем деформации мембраны.

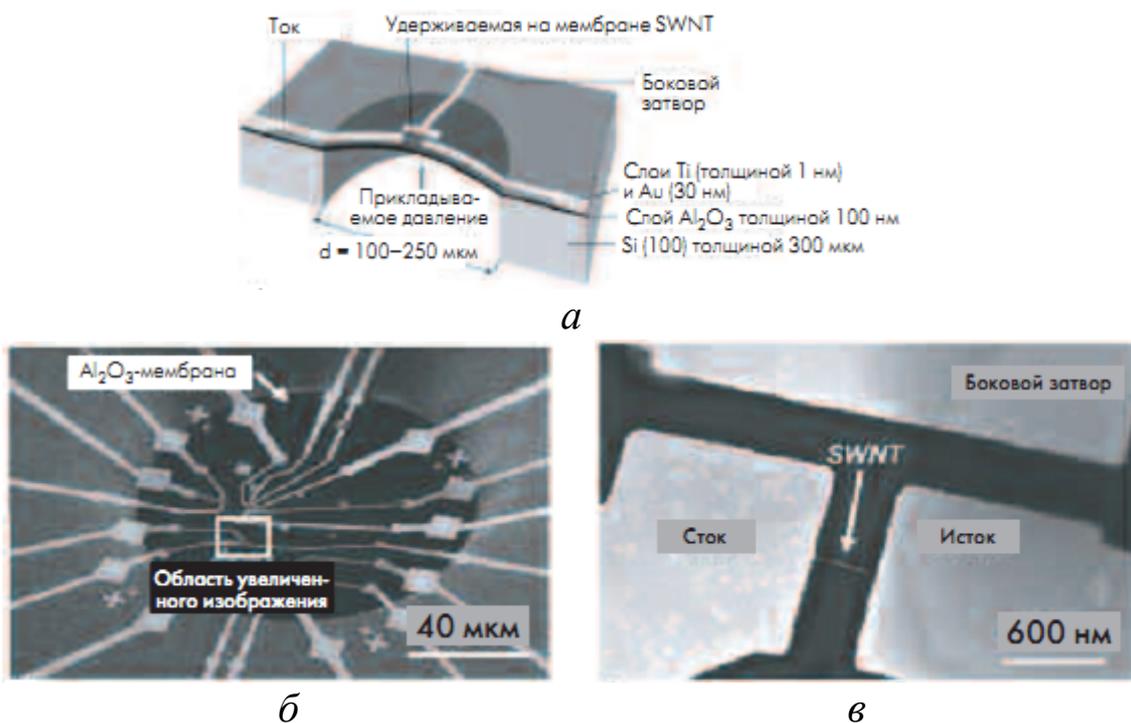


Рисунок 9.13 – Структура наномеханического мембранного преобразователя (а), мембрана с электродами и SWNT (б) и увеличенное изображение мембраны с SWNT, контактами и боковым затвором (в)

Созданная методом объемной микрообработки мембрана представляет собой пленку Al_2O_3 , полученную послойным атомным оса-

дением. Поверх круглой мембраны диаметром 100–250 мкм и толщиной 100 нм наносятся Ti/Au электроды различной конфигурации. Кроме того, на мембране размещаются несколько SWNT, удерживаемых на ее поверхности силами Ван-дер-Ваальса. SWNT электрически соединены с электродами и закреплены ими.

Таким образом, различные исследовательские группы доказали возможность создания наноэлектромеханических систем. Объединение углеродных нанотрубок с МЭМС-устройствами приведет к появлению следующего поколения нанопреобразователей. Но для разработки таких НЭМС необходимо продолжить фундаментальные исследования в области управления процессами интеграции CNT с МЭМС и получения воспроизводимых результатов. Следует обратить внимание на разработку методов самокомпоновки или выращивания таких скомпонованных структур, которые смогут заменить используемые сейчас методы литографии.

10. ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР ЗОНДАМИ СЗМ

10.1. Основные понятия

Значительный прогресс в структурной диагностике низкоразмерных систем был достигнут с развитием и широким применением методов сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ): сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и др. Эти методы, основанные на эффектах взаимодействия заостренной иглы с исследуемой поверхностью, в кратчайшие сроки стали основным инструментарием структурных исследований поверхности в физике, геологии, химии, биологии, медицине и т.д. Относительная простота интерпретации полученных изображений, совмещенная с высокой локальностью метода, позволяет решать многочисленные задачи, которые невозможно решить другими экспериментальными методами.

Достоинством методов СЗМ является возможность получения трехмерного изображения рельефа поверхности, что при использовании оптической и электронной микроскопии затруднено и сопряжено со значительными математическими расчетами. Другим преимуществом СЗМ методов является возможность получения карт распределения по поверхности ряда параметров, таких как потенциал, кулоновский заряд, электрическая емкость, намагниченность, твердость, оптические характеристики и др. Возможности проведения локальной спектроскопии, основанной на взаимодействии зонда-острия с поверхностью, продолжают расширяться, превращая СЗМ в важный инструмент многосторонней диагностики поверхности на нанометровом и даже атомном уровне.

Особой привлекательностью методов СЗМ является возможность точного позиционирования нанометрового острия относительно исследуемого образца. В частности, это открывает возможности применения названных методов для создания наноразмерных объектов. В качестве примера можно привести работы по переносу на острие зонда и укладыванию на поверхности единичных атомов, что является предельной возможностью литографии. В современных нанотехнологиях все более широкое распространение получают методы нанолитографии, основанные на взаимодействии острия с поверхностью.

10.2. Основы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ)

Основой всех типов сканирующей зондовой микроскопии является взаимодействие зонда с исследуемой поверхностью. Отклик системы может быть обусловлен механическими, электрическими или магнитными взаимодействиями зонда с поверхностью образца. Так, для сканирующей туннельной микроскопии откликом системы является туннельный ток, протекающий между зондом и сканируемой поверхностью, для атомно-силовой микроскопии – вандерваальсовы силы отталкивания зонда от поверхности, в случае магнитно-силовой микроскопии зонд реагирует на изменение магнитного поля над образцом, в микроскопии ближнего поля оптические свойства образца детектируются через диафрагму, находящуюся в ближней зоне источника фотонов и т.д. В общем случае взаимодействие зонда со сканируемой поверхностью носит сложный характер. Обычно для исследования конкретного образца выбирается какое-либо одно рабочее взаимодействие. Природа этого выбранного взаимодействия и определяет принадлежность прибора к тому или иному типу в рамках семейства зондовых микроскопов. Процесс сканирования осуществляется с помощью системы пьезодвигателей.

10.3. Сканирующая туннельная микроскопия

Исторически первым в семействе зондовых микроскопов появился сканирующий туннельный микроскоп. Принцип работы СТМ основан на явлении туннелирования электронов через узкий потенциальный барьер между металлическим зондом и проводящим образцом во внешнем электрическом поле.

В СТМ зонд подводится к поверхности образца на расстояния в несколько ангстрем. При этом образуется туннельно-прозрачный потенциальный барьер, величина которого определяется, в основном, значениями работы выхода электронов из материала зонда ϕ_P и образца ϕ_S . При приложении к туннельному контакту разности потенциалов V между зондом и образцом появляется туннельный ток (рис. 10.1.)

В сканирующем туннельном микроскопе пьезодвигатели приближают атомно-острую металлическую иглу к проводящей поверхности образца (см. рис. 10.2). Между иглой и поверхностью прикладывается напряжение от десятых долей до единиц вольта.

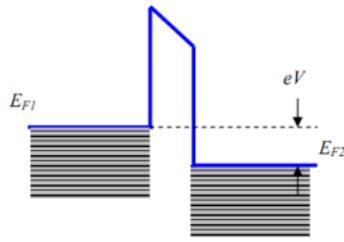


Рисунок 10.1 – Схема туннелирования электронов через потенциальный барьер в туннельном микроскопе

На расстоянии порядка 1 нм между атомами иглы и образца начинается протекание туннельного тока. Туннельный ток имеет квантовую природу, а его величина существенно зависит от расстояния между иглой и поверхностью образца: так, при напряжении между иглой и образцом около 1 В и сближении зонда с поверхностью с 1,5 до 0,8 нм (примерно в 2 раза) ток изменяется от единиц пикоампер до десятков наноампер (в 10 тысяч раз).

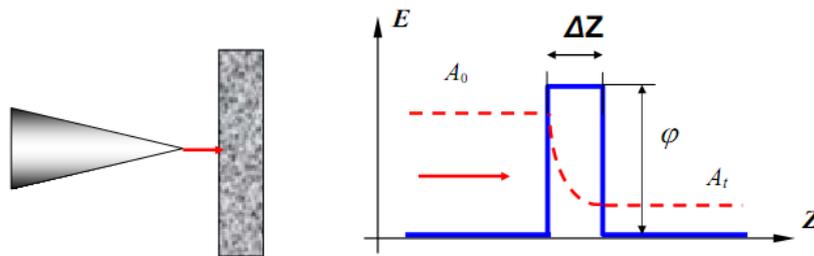


Рисунок 10.2 – Схема туннелирования электронов через потенциальный барьер в туннельном микроскопе

Экспоненциальная зависимость туннельного тока от расстояния позволяет осуществлять регулирование расстояния между зондом и образцом в туннельном микроскопе с высокой точностью. СТМ представляет собой электромеханическую систему с отрицательной обратной связью. Система обратной связи поддерживает величину туннельного тока между зондом и образцом на заданном уровне (I_0), выбираемом оператором. Контроль величины туннельного тока, а следовательно, и расстояния зонд-поверхность осуществляется посредством перемещения зонда вдоль оси Z с помощью пьезоэлектрического элемента (рис. 10.3).

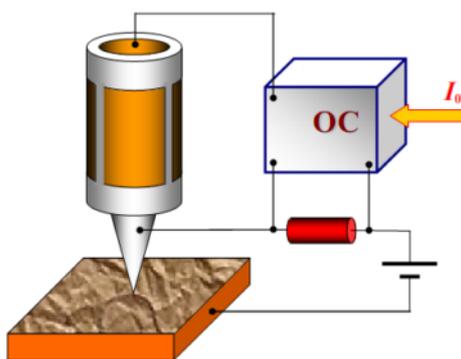


Рисунок 10.3 – Упрощенная схема организации обратной связи по туннельному току

Изображение рельефа поверхности в СТМ формируется двумя методами. По методу постоянного туннельного тока (рис. 10.4, а) зонд перемещается вдоль поверхности, осуществляя растровое сканирование; при этом изменение напряжения на Z -электроде пьезоэлемента в цепи обратной связи (с большой точностью повторяющее рельеф поверхности образца) записывается в память компьютера в виде функции $Z = f(x, y)$, а затем воспроизводится средствами компьютерной графики.

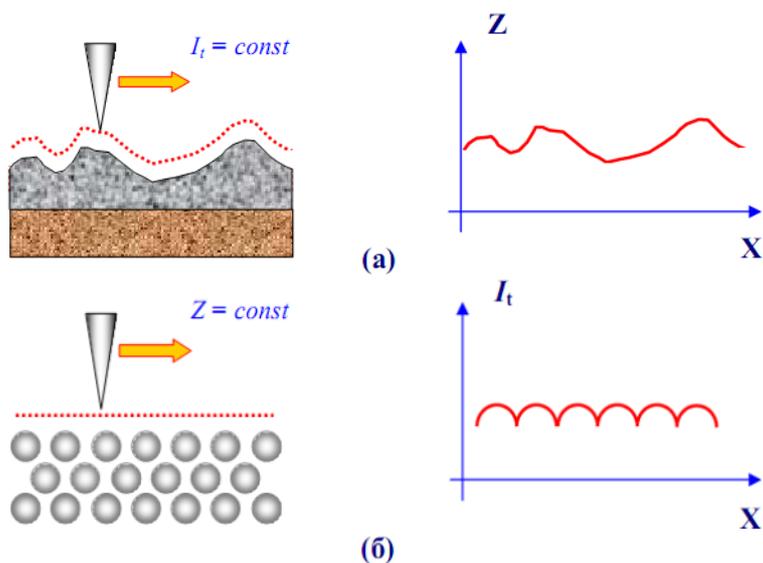


Рисунок 10.4 – Формирование СТМ изображений поверхности по методу постоянного туннельного тока (а) и постоянного среднего расстояния (б)

При исследовании атомарно гладких поверхностей часто более эффективным оказывается получение СТМ изображения поверхности по методу постоянной высоты $Z = const$. В этом случае зонд перемещается над поверхностью на расстоянии нескольких ангстрем, при

этом изменения туннельного тока регистрируются в качестве СТМ изображения поверхности (рис. 10.4, б). Сканирование производится либо при отключенной ОС, либо со скоростями, превышающими скорость реакции ОС, так что ОС обрабатывает только плавные изменения рельефа поверхности. В данном способе реализуются очень высокие скорости сканирования и высокая частота получения СТМ изображений, что позволяет вести наблюдение за изменениями, происходящими на поверхности, практически в реальном времени.

Высокое пространственное разрешение СТМ определяется экспоненциальной зависимостью туннельного тока от расстояния до поверхности. Разрешение в направлении по нормали к поверхности достигает долей ангстрема. Латеральное же разрешение зависит от качества зонда и определяется, в основном, не макроскопическим радиусом кривизны кончика острия, а его атомарной структурой. При правильной подготовке зонда на его кончике с большой вероятностью находится либо одиночный выступающий атом, либо небольшой кластер атомов, который локализует его на размерах, много меньших, чем характерный радиус кривизны острия.

Действительно, туннельный ток протекает между поверхностными атомами образца и атомами зонда. Атом, выступающий над поверхностью зонда, находится ближе к поверхности на расстояние, равное величине периода кристаллической решетки.

Поскольку зависимость туннельного тока от расстояния экспоненциальная, то ток в этом случае течет, в основном, между поверхностью образца и выступающим атомом на кончике зонда (рис. 10.5).

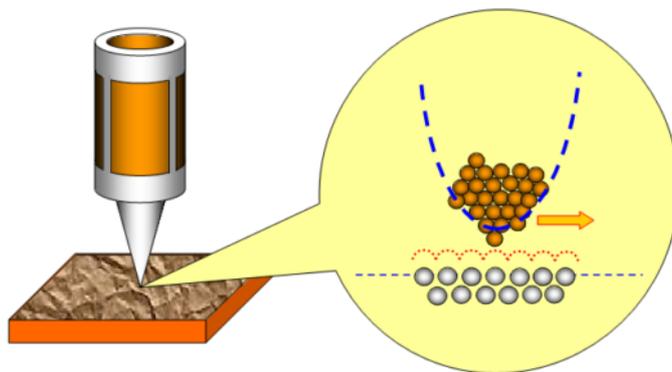


Рисунок 10.5 – Реализация атомарного разрешения в СТМ

С помощью таких зондов удастся получать пространственное разрешение вплоть до атомарного, что продемонстрировано многими исследовательскими группами на образцах из различных материалов.

Метод СТМ широко используется для изучения тонких пленок, квантовых точек, углеродных нанотрубок и т.д. С помощью туннельного микроскопа удается перемещать отдельные атомы и даже выстраивать сложные квантовые структуры. Развитие метода вакуумного СТМ позволило определить атомную структуру поверхностей монокристаллов, пленок Лэнгмюра-Блоджетт, само собирающихся монослоев, а спин-поляризованная туннельная микроскопия позволила отследить направления магнитных моментов отдельных атомов.

10.4. Технологическое применение СТМ

Измерение локальной работы выхода в СТМ

Для неоднородных образцов туннельный ток является не только функцией расстояния от зонда до образца, но и зависит от значения локальной работы выхода электронов в данном месте поверхности. Для получения информации о распределении работы выхода применяется метод модуляции расстояния зонд-образец ΔZ . С этой целью в процессе сканирования к управляющему напряжению на Z -электроре сканера добавляется переменное напряжение с внешнего генератора на частоте ω .

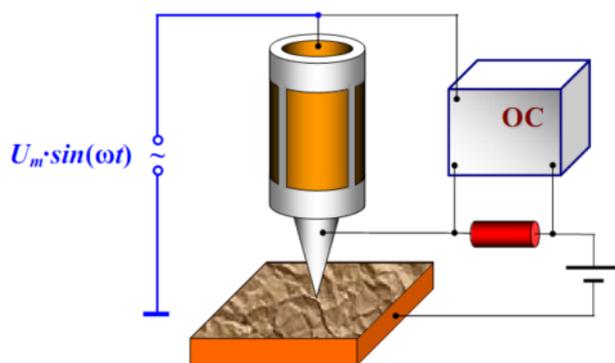


Рисунок 10.6 – Схема регистрации локальной работы выхода

Детектируя амплитуду колебаний туннельного тока в каждой точке кадра, можно построить одновременно с рельефом $Z = f(x, y)$ распределение величины локальной работы выхода $\phi(x, y)$ на исследуемом участке поверхности (рис. 10.6).

Измерение вольтамперных характеристик туннельного контакта

С помощью СТМ можно снимать вольт-амперные характеристики (ВАХ) туннельного контакта в различных точках поверхности, что

позволяет судить о локальной проводимости образца и изучать особенности локальной плотности состояний в энергетическом спектре электронов. Для регистрации ВАХ туннельного контакта в СТМ применяется следующая процедура. На СТМ изображении поверхности выбирается область образца, в которой предполагается произвести измерения. Зонд СТМ выводится сканером в соответствующую точку поверхности. Для получения ВАХ контакта обратная связь на короткое время разрывается, и к туннельному промежутку прикладывается линейно нарастающее напряжение. При этом синхронно с изменением напряжения регистрируется ток, протекающий через туннельный контакт. Во время снятия ВАХ на время разрыва обратной связи на электрод сканера подается потенциал, равный потенциалу непосредственно перед разрывом (рис. 10.7).

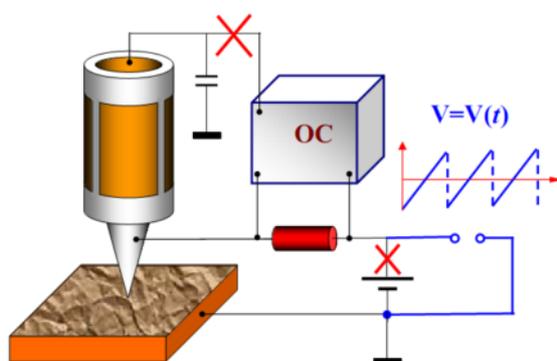


Рисунок 10.7 – Схема регистрации ВАХ туннельного промежутка СТМ

В каждой точке производится снятие нескольких ВАХ. Итоговая вольт-амперная характеристика получается путем усреднения набора ВАХ, снятых в одной точке. Усреднение позволяет существенно минимизировать влияние шумов туннельного промежутка.

10.5. Основы работы АСМ

Атомно-силовой микроскоп (АСМ) был изобретен в 1986 г. Гердом Биннигом, Кэлвином Куэйтотом и Кристофером Гербером. В основе работы АСМ лежит силовое взаимодействие между зондом и поверхностью, для регистрации которого используются специальные зондовые датчики, представляющие собой упругую консоль с острым зондом на конце (рис. 10.8). Сила, действующая на зонд со стороны поверхности, приводит к изгибу консоли. Регистрируя величину из-

гиба, можно контролировать силу взаимодействия зонда с поверхностью.



Рисунок 10.8 – Схематическое изображение зондового датчика АСМ

В настоящее время иглу изготавливают из алмаза, кремния или нитрида кремния, используя покрытия из TiN, W₂C, Pt, Au, магнитных материалов Fe-Ni/Cr, Co/Cr, CoSm/Cr.

При подводе зонда к образцу на расстоянии нескольких ангстрем на иглу действует ванн-дер-ваальсова сила притяжения, а при дальнейшем приближении зонда к поверхности за счет перекрытия электронных орбиталей атомов возникает сила отталкивания. Когда сила отталкивающего взаимодействия превышает силу притяжения, консоль отклоняется в обратную сторону до тех пор, пока давление со стороны зонда (определяемое силой упругости пружины) не окажется больше предела упругой деформации материала образца или иглы.

Перемещаясь над поверхностью, консоль изгибается, отслеживая рельеф поверхности. Угол изгиба консоли несет информацию о рельефе исследуемой поверхности. Для регистрации отклонения кантилевера были предложены системы, основанные на использовании емкостных датчиков, интерферометров, систем отклонения светового луча, пьезоэлектрических датчиков, устанавливаемых на консоли, и т.д. Современным способом регистрации угла изгиба консоли является применение луча лазера, который отражается от обратной стороны консоли и падает на фотодиодный секторный датчик, чувствительный к смещению пятна лазерного луча (рис. 10.9). Система обратной связи отслеживает изменение сигнала на фотодетекторе и управляет пьезоэлектрическим преобразователем, поддерживая, таким образом, высоту, на которой находится игла постоянной. По информации, полученной с фотодетектора, выстраивается массив данных, по которому восстанавливается изображение поверхности исследуемого образца.

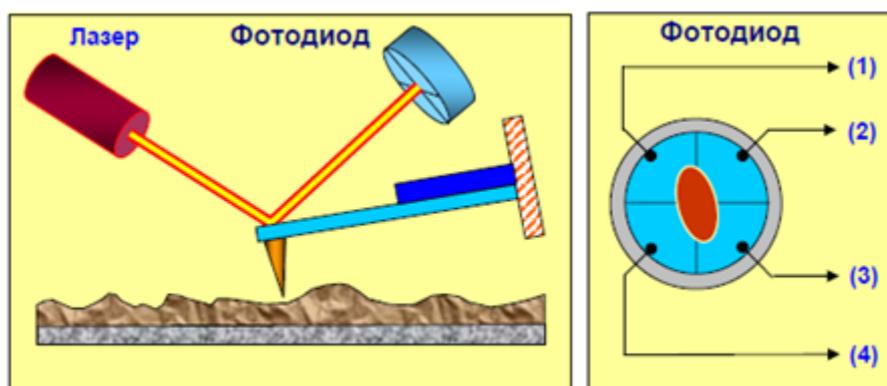


Рисунок 10.9 – Схема оптической регистрации изгиба консоли зондового датчика АСМ

Оптическая система АСМ юстируется таким образом, чтобы излучение полупроводникового лазера фокусировалось на консоли зондового датчика, а отраженный пучок попадал в центр фоточувствительной области фотоприемника. В качестве позиционно-чувствительных фотоприемников применяются четырехсекционные полупроводниковые фотодиоды (рис. 10.10).

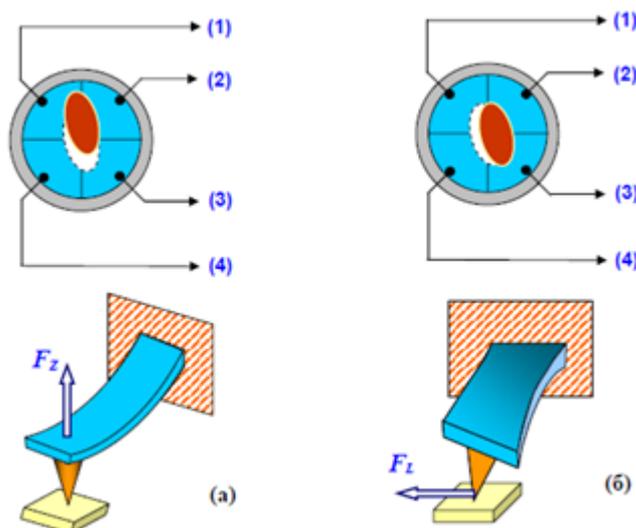


Рисунок 10.10 – Соответствие между типом изгибных деформаций консоли зондового датчика и изменением положения пятна засветки на фотодиоде

Основные регистрируемые оптической системой параметры – это деформации изгиба консоли под действием Z -компонент сил притяжения или отталкивания (F_z) и деформации кручения консоли под действием латеральных компонент сил (F_L) взаимодействия зонда с поверхностью.

При сканировании образца в режиме $\Delta Z = const$ зонд перемещается вдоль поверхности, при этом напряжение на Z-электроре сканера записывается в память компьютера в качестве рельефа поверхности $Z = f(x, y)$. Пространственное разрешение АСМ определяется радиусом закругления зонда и чувствительностью системы, регистрирующей отклонения консоли. В настоящее время реализованы конструкции АСМ, позволяющие получать атомарное разрешение при исследовании поверхности образцов (рис. 10.11).

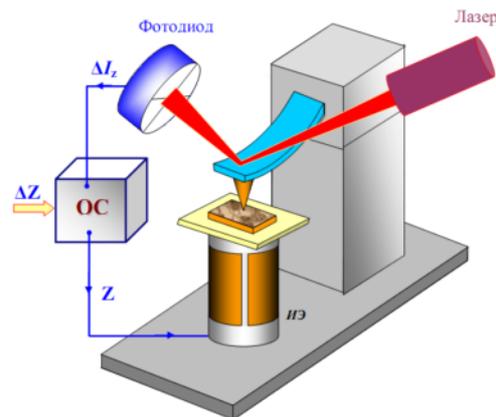


Рисунок 10.11 – Упрощенная схема организации обратной связи в АСМ

Зондовые датчики атомно-силовых микроскопов

Зондирование поверхности в атомно-силовом микроскопе производится с помощью специальных зондовых датчиков, представляющих собой упругую консоль – кантилевер с острым зондом на конце (рис. 10.12). Датчики изготавливаются методами фотолитографии и травления из кремниевых пластин. Упругие консоли формируются, в основном, из тонких слоев легированного кремния, SiO_2 или Si_3N_4 .



Рисунок 10.12 – Схематичное изображение зондового датчика АСМ

Один конец кантилевера жестко закреплен на кремниевом основании–держателе. На другом конце консоли располагается собственно зонд в виде острой иглы. Радиус закругления современных АСМ зон-

дов составляет 1–50 нм в зависимости от типа зондов и технологии их изготовления.

В атомно-силовой микроскопии применяются, в основном, зондовые датчики двух типов – с кантилевером в виде балки прямоугольного сечения и с треугольным кантилевером, образованным двумя балками.

Контактная атомно-силовая микроскопия

Условно методы получения информации о рельефе и свойствах поверхности с помощью АСМ можно разбить на две большие группы – контактные квазистатические и бесконтактные колебательные. В контактных квазистатических методиках острие зонда находится в непосредственном соприкосновении с поверхностью, при этом силы притяжения и отталкивания, действующие со стороны образца, уравновешиваются силой упругости консоли. При работе АСМ в таких режимах используются кантилеверы с относительно малыми коэффициентами жесткости, что позволяет обеспечить высокую чувствительность и избежать нежелательного чрезмерного воздействия зонда на образец (рис. 10.13, 10.14).

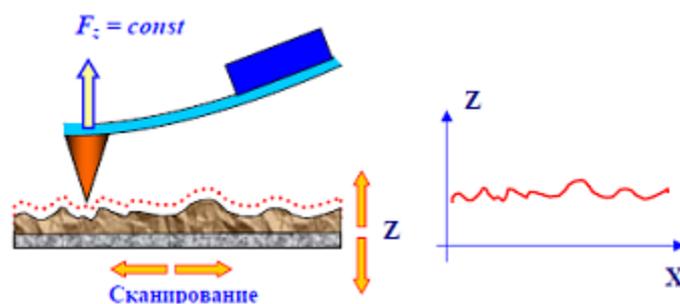


Рисунок 10.13 – Формирование АСМ изображения при постоянной силе взаимодействия зонда с образцом

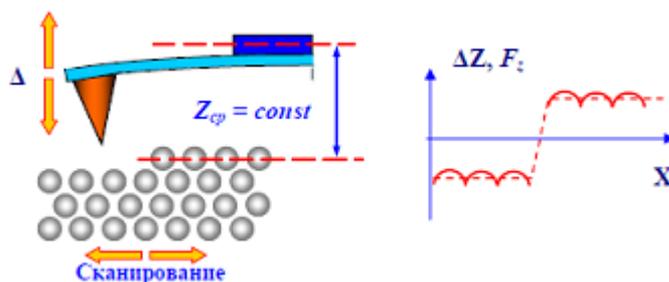


Рисунок 10.14 – Формирование АСМ изображения при постоянном расстоянии между зондовым датчиком и образцом

Недостаток контактных АСМ методик – непосредственное механическое взаимодействие зонда с поверхностью. Это часто приводит к поломке зондов и разрушению поверхности образцов в процессе сканирования. Кроме того, контактные методики практически не пригодны для исследования образцов, обладающих малой механической жесткостью, таких как структуры на основе органических материалов и биологические объекты.

10.6. Локальное анодное окисление зондом АСМ

Один из наиболее распространенных методов нанолитографии с помощью зонда СЗМ – локальное анодное окисление поверхности. В этом процессе зонд АСМ, находящийся под отрицательным электрическим потенциалом (-10 В), при приближении к заземленной поверхности полупроводника или металла вызывает его локальное окисление во влажной атмосфере. Проводящий зонд АСМ представляется предпочтительнее для этого метода модификации, чем игла СТМ, так как одновременно может еще и диагностировать поверхность.

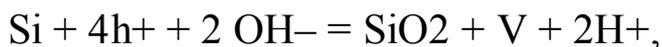
Данный метод был развит для создания структур на поверхности как металлов, так и полупроводников, и в настоящее время широко используется при изготовлении наноэлектронных устройств, наномеханических систем, электрооптических структур и пр. Можно выделить два основных направления: «сухое» и жидкостное.

«Сухая» методика локального окисления кремния заключается в удалении атомов водорода с гидrogenизированной поверхности кремния СТМ или АСМ иглой, области, не имеющие более пассивирующего слоя, могут быть легко окислены при комнатных условиях за счет высокой химической активности кремния.

В основу принципа жидкостного локального анодного окисления (ЛАО) положен тот факт, что при работе на воздухе на поверхности образца и иглы всегда присутствует водяная пленка, которая образует мениск между иглой и поверхностью образца за счет капиллярных сил.

Итак, упрощенно механизм ЛАО может быть пояснен следующим образом: отрицательное смещение, прикладываемое к игле (катоде), создает электрическое поле, под воздействием которого происходит диссоциация молекул воды с образованием ионов OH^- . Поле усиливает вертикально направленный поток ионов от иглы к поверхности

(аноде), где они реагируют с атомами поверхности, образуя локально окисленный участок:



где h^+ – дырка, а V - вакансия.

Напряженность поля убывает по мере роста оксида и процесс прекращается при достижении E критического значения (величины порядка 110 В/м). Рост оксида происходит как вглубь образца, так и наружу, скорость роста сильно зависит от напряжения, приложенного к игле. Относительная влажность окружающей атмосферы оказывает сильное влияние на качество и размеры создаваемых структур: водяная пленка, имеющая конечную проводимость, вносит искажения в электрическое поле, что значительно снижает латеральное разрешение (рис. 10.15).

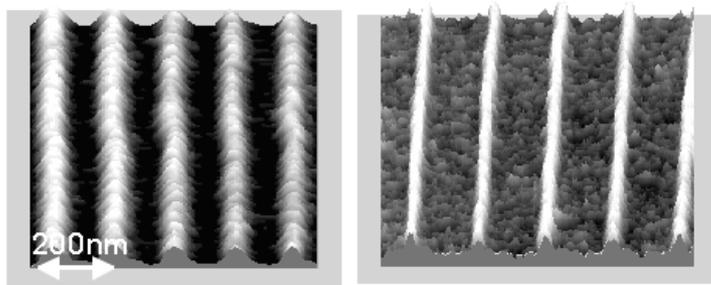


Рисунок 10.15 – Иллюстрация зависимости ширины линий от относительной влажности: а – 61 %; б – 14 %

При использовании бесконтактного или тэппинг режима АСМ уменьшается зависимость размера водяного мениска от радиуса острия иглы, а за счет приложения импульсов напряжения удастся повысить разрешение (рис. 10.16).



Рисунок 10.16 – Схематическое представление процесса локального окисления нитрида кремния

Метод ЛАО также является довольно эффективным для преобразования тонкой (< 5 нм) пленки нитрида кремния в диоксид кремния, что было использовано при эпитаксиальном выращивании кремниевых точек методом химического осаждения из газовой фазы.

На рис. 10.17 представлена затворная наноструктура: на поверхности гетероструктуры Ga(Al)As, методом ЛАО созданы две линии оксида (GaO_x , AsO_x), и таким образом сформирована квантовая нить, ограниченная двумя планарными затворами.

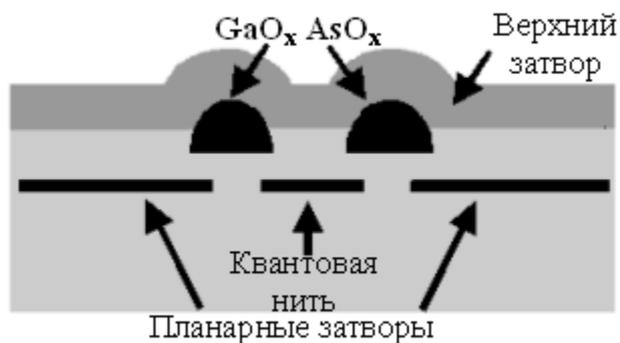


Рисунок 10.17 – Квантовая нить, ограниченная планарными затворами

Еще одним устройством, в технологическом цикле которого может использоваться метод ЛАО, является одноэлектронный транзистор (рис. 10.18).

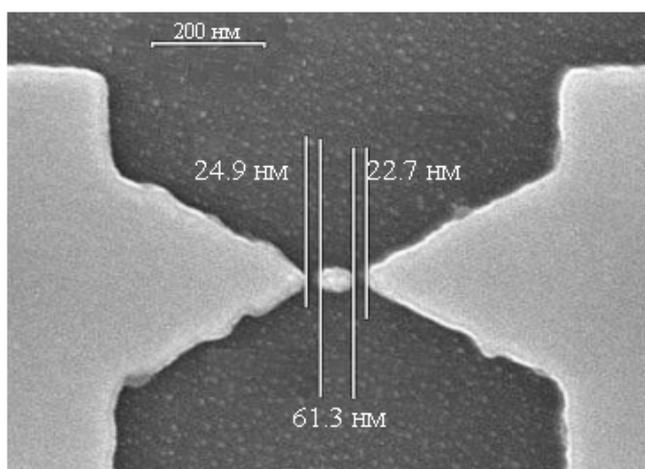


Рисунок 10.18 – Одноэлектронный транзистор

Использование АСМ с проводящей иглой имеет преимущество по сравнению с СТМ, т.к. процессы «экспозиции» и визуализации получившегося рисунка разделены, что гарантирует невнесение искажений (дополнительного «экспонирования») при считывании. Кроме то-

го, при использовании СТМ контроль расстояния игла-поверхность затрудняется по мере нарастания оксидного слоя из-за неоднозначной связи между туннельным током и расстоянием.

10.7. Локальная зарядка поверхности

В методе локальной зарядки поверхности, потенциальным применением которого может служить сверхплотная запись информации, АСМ работает в контактном режиме. Запись бита (локальная электризация) осуществляется приложением импульса напряжения (рис. 10.19).

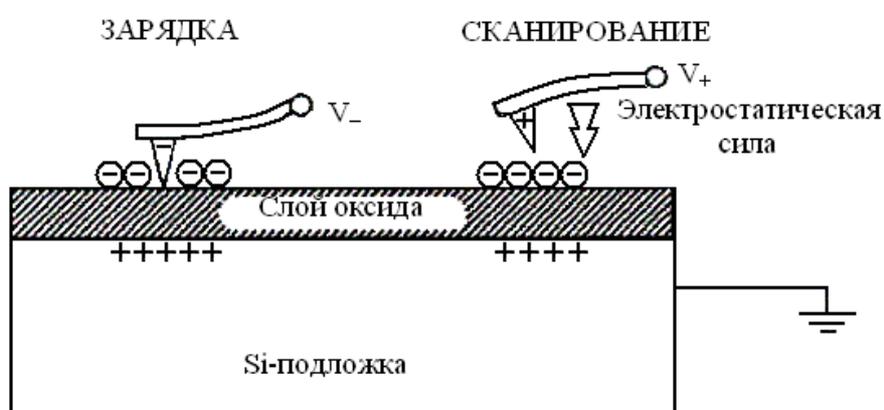


Рисунок 10.19 – Схематичное представление процесса локальной зарядки поверхности

10.8. СЗМ-нанолиитография

Основным литографическим инструментом, позволяющими работать с разрешением до десятков нанометров, до недавнего времени оставался сфокусированный электронный луч. Однако размер структур, полученных методом электронно-лучевой литографии, лимитирован не столько диаметром луча, сколько эффектом близости, возникающим из-за обратного отражения электронов от подложки в резист и проявляющимся в размытии границ близко расположенных экспонированных участков.

Альтернативой модификации высокоэнергетичным электронным лучом (с энергией 20-100 кэВ и необходимостью использовать дорогостоящее оборудование) может служить использование острия проводящей иглы СЗМ (СТМ или АСМ) в качестве локального эмиттера электронов с энергией 10-100 эВ. Необходимым условием является

использование ультратонких пленок резиста (единицы и десятки нанометров), так как низкоэнергетичные электроны имеют малую глубину проникновения.

На рис. 10.20 представлен пример структуры, созданной на поверхности ПММА (полиметилметакрилат–резист, широко используемого в электронно-лучевой литографии высокого разрешения) в контактном режиме работы АСМ (скорость 0,2 мкм/сек, ток 2 нА, напряжение, подаваемое на иглу, варьировалось от –40 до –50 В в зависимости от локального изменения толщины резиста).

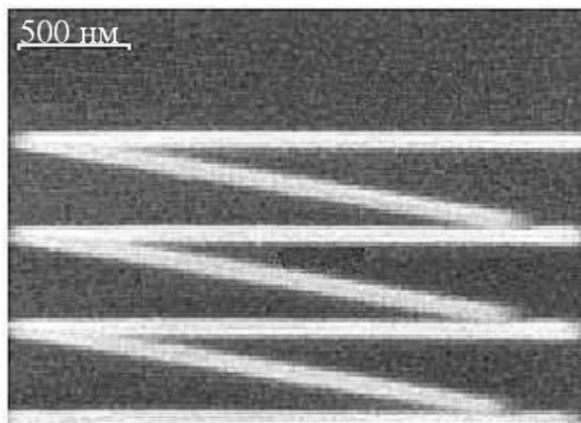


Рисунок 10.20 – Поверхность ПММА, тоэкспонированная электронами, эмиттированными с острия зонда АСМ

Кроме того, в качестве электроночувствительного резиста могут быть использованы пленки Лэнгмюра-Блоджет или самоорганизующиеся слои, формирующиеся за счет хемисорбции функционализированных органических молекул на подложку. Однако, несмотря на то, что эти слои являются более стабильными по сравнению с пленками ЛБ, они требуют точного подбора функциональных групп для образования связей, что ограничивает выбор подложек.

11. ВОПРОСЫ СМЕШАННЫХ ОБЛАСТЕЙ

11.1. Широкополосная электроника

Для организации сетей наземной подвижной радиосвязи выделены определенные частотные диапазоны, ориентировочные границы которых представлены в табл. 11.1.

Таблица 11.1 – Диапазоны частот для сетей подвижной радиосвязи

Ориентировочные границы диапазона, МГц	Обозначение диапазона
27-56	LB (Low Band – низкая полоса)
136-174	VHF (Very High Frequency – очень высокие частоты)
300-345	UHF-300 МГц (Ultra High Frequency – ультравысокие частоты)
380-512	UHF
806-894	800
890-960	900
1710-1890	1800
1850-1990	1900

При излучении электромагнитная волна сигнала распространяется в пространстве от передающей антенны до приемной антенны. Чем больше расстояние до приемной антенны и чем больше препятствий на пути распространения электромагнитной волны, тем меньше интенсивность сигнала в приемной антенне.

Если антенна находится в свободном пространстве (в вакууме) и является изотропным излучателем (равномерно излучает по всем направлениям), то на расстоянии r мощность сигнала равномерно распределяется на поверхность сферы с радиусом r . То есть даже при отсутствии между передатчиком и приемником поглощающего сигнала мощность сигнала подвержена потерям в свободном пространстве

Если же передающая антенна является направленной (излучает радиоволну преимущественно в определенном направлении, характеризуемом диаграммой направленности антенны), то за счет перераспределения мощности в сторону направления излучения антенна обладает коэффициентом усиления G . Чем меньше ширина диаграммы на-

правленности, тем больше коэффициент усиления передающей антенны.

Аналогичные рассуждения можно провести и для приемной антенны: чем меньше ширина диаграммы направленности приемной антенны, тем больше ее коэффициент усиления и тем больший сигнал будет на ее выходе в случае поступления радиоволны со стороны максимума диаграммы направленности. Однако в ряде случаев для радиосвязи с подвижными объектами сужение диаграмм направленности передающих и приемных антенн неприемлемо вследствие непредсказуемых перемещений передатчиков и приемников.

Мощность сигнала в приемной антенне можно повысить, увеличив мощность передатчика. Но для портативных (носимых) радиостанций излучаемая мощность не может превышать 4–5 Вт. Это обусловлено, во-первых, допустимыми нормами безопасного для человека радиоизлучения, во-вторых, ограниченными возможностями аккумулятора радиостанции.

Когда же между передатчиком и приемником есть какое-либо поглощающее вещество (воздух, дождь, снег, туман, смог, пыль и пр.), то появляются дополнительные потери мощности радиоволны. Например, сильный дождь может поглотить большую часть излученной мощности радиосигнала (заметим, что эффект поглощения водой высокочастотной мощности используется для приготовления пищи в микроволновых печах).

Радиоволны способны частично проходить сквозь различные объекты: чем ниже их частота, тем выше степень проникновения. Волны с малой частотой (длинные волны) распространяются даже в воде, и их можно использовать для радиосвязи с подводными лодками. Кроме того, длинные волны обладают свойством дифракции – свойством огибания плавных препятствий. Из-за этого длинные волны распространяются на очень большие расстояния вдоль сферической поверхности земного шара и могут огибать плавные возвышенности. Чем выше частота радиоволн, тем меньше их проникающая способность и дифракция.

Если размеры препятствия порядка длины радиоволны или меньше, имеет место эффект рассеяния – поступающая на край препятствия радиоволна разделяется на множество радиоволн. Эффект рассеяния позволяет огибать радиоволнам края резких препятствий. Например, длинные волны могут огибать горы с острыми вершинами, а

радиоволны VHF и UHF диапазонов (табл. 11.1) – края оконных проемов железобетонных зданий и распространяться внутри здания.

Если размеры препятствия много больше длины радиоволны, то происходит ее отражение от препятствия. При этом часть мощности радиоволны может поглощаться препятствием.

Чем больше частота радиоволн, тем больше их поведение напоминает поведение света.

Системы мобильной радиосвязи (СМР) имеют следующие классификационные признаки:

1) Способ управления системой (способ объединения абонентов):

- централизованный (координированный);
- автономный (некоординированный).

2) Зона обслуживания:

- радиальная (в пределах радиуса действия радиостанции);
- линейная (для линейно протяженных зон);
- территориальная (для определенных конфигураций территорий).

3) Направленность связи:

- односторонняя связь между БС и МС;
- двусторонняя связь между БС и МС.

4) Вид работы:

– симплекс – поочередная работа на передачу и прием сигналов на одной радиочастоте (по одному частотному каналу);

– полудуплекс – поочередная работа на передачу и прием сигналов на разных радиочастотах (по двум частотным каналам);

– частотный дуплекс (FDD – Frequency Division Duplex) – одновременная передача и прием сигналов на разных радиочастотах (по двум частотным каналам);

– временной дуплекс (TDD – Time Division Duplex) – передача и прием сигналов на одной радиочастоте (по одному частотному каналу с небольшим разнесением по времени, что определяет одновременную передачу и прием).

5) Метод множественного доступа (метод разнесения разных каналов радиосвязи).

Организация множественного доступа возможна по технологиям:

– множественный доступ с частотным разделением каналов (МДЧР или FDMA - Frequency Division Multiple Access);

– множественный доступ с временным разделением каналов (МДВР или TDMA - Time Division Multiple Access);

– множественный доступ с кодовым разделением каналов (МДКР или CDMA - Code Division multiple Access).

6) Способ использования частотного ресурса, выделенного системе связи:

– жесткое закрепление каналов за МС;

– возможность доступа абонентов к общему частотному ресурсу (транкинговые системы);

– возможность доступа абонентов к общему частотному ресурсу и повторное использование частот за счет пространственного разнесения передатчиков (сотовые системы).

7) Диапазон используемых частот.

8) Вид модуляции радиосигнала.

9) Категории абонентов, обслуживаемых системой связи:

– профессиональные (служебные, корпоративные);

– частные.

10) Число обслуживаемых абонентов.

11) Вид передаваемой информации:

– речь;

– данные и др.

В зависимости от назначения системы, объема предоставляемых услуг и размеров зоны обслуживания выделяют четыре типа СМР:

– системы Си-Би радиосвязи;

– системы персонального радиовызова (СПРВ);

– транкинговые системы связи (ТСС);

– сотовые системы мобильной связи (ССМС);

– системы персональной спутниковой связи (СПСС).

11.1.1. Системы Си-Би радиосвязи

Название «Си-Би» (английское «СВ») происходит от словосочетания Citizens Band - гражданский диапазон. Диапазон частот около 27 МГц в 1957 году в США был выделен для гражданского применения. В России распространение систем Си-Би диапазона началось в 1988 году.

Для осуществления радиосвязи в Си-Би диапазоне необходимо иметь трансивер (приемопередатчик) и антенну. Трансивер может быть портативным, мобильным или стационарным.

Дальность связи зависит не только от мощности передатчика, эффективности антенны и высоты ее расположения над землей. Сущест-

венное влияние на дальность оказывает и вид модуляции высокочастотного сигнала, который называют «переносчиком». В современных Си-Би трансиверах высокого класса возможен выбор трех видов модуляции: амплитудная, частотная, однополосная.

Трансиверы Си-Би работают в симплексном режиме. Частотный радиоканал выбирается переключателем каналов. В разных странах используются разные частотные поддиапазоны или «частотные сетки», т.е. определенные частоты, на которых могут работать трансиверы Си-Би. На территории России разрешен радиообмен в поддиапазонах «С» и «D», каждый из которых имеет по две сетки частот, называемых «европейская» и «российская». Шаг частотной сетки поддиапазонов 10 кГц, число частот 45.

Первая частота европейского поддиапазона «С» 26,965 МГц, следующая - 26,975 МГц и т.д., последняя - 27,405 МГц.

Первая частота российского поддиапазона «С» 26,960 МГц, следующая - 26,970 МГц и т.д., последняя - 27,400 МГц.

Первая частота европейского поддиапазона «D» 27,415 МГц, следующая - 27,425 МГц и т.д., последняя - 27,855 МГц.

Первая частота российского поддиапазона «D» 27,410 МГц, следующая - 27,420 МГц и т.д., последняя - 27,850 МГц.

Пользователи Си-Би диапазона размещены в России очень неравномерно. Их плотность высока в городах, особенно крупных. В сельской местности таковых может и не быть вовсе.

11.1.2. Системы персонального радиовызова

Системы персонального радиовызова (СПРВ) или пейджинговые системы (paging – листание страниц, поиск) обеспечивают одностороннюю передачу коротких сообщений от БС на миниатюрные абонентские приёмники-пейджеры, местоположение которых неизвестно. БС называют или терминалом персонального радиовызова, или пейджинговым терминалом (terminal – оконечное устройство). В последнее время появились «двухсторонние» пейджеры, способные подтверждать приём сообщения, а также посылать ответные сообщения. Передаваемые сообщения могут быть четырех типов: тональные, цифровые, буквенно-цифровые и речевые.

СПРВ делятся на частные (ведомственные) и общего пользования.

Сообщения СПРВ передаются вне реального времени, т.е. не в момент его выдачи отправителем, а в порядке очереди, устанавливаемой

центром управления. На практике задержка между моментами отправления и получения не превышает нескольких минут.

Наиболее распространенные в настоящее время радиointерфейсы («стыки», охватывающие средства соединения между БС и МС) СПРВ определены протоколами POCSAG (Post Office Code Standardization Advisory Group – Консультативная группа стандартизации кодов почтовой связи Великобритании), ERMES (European Radio Messaging System – Европейская система передачи сообщений) и FLEX (Flexible Wide-area Protocol – гибкий обширный протокол).

Скорость передачи пейджинговых сообщений разная: 0,512; 1,2; 2,4; 3,2; 6,25; 6,4; 25,6 кбит/с.

Характерно постепенное свертывание СПРВ и замещение их услуг более прогрессивными и постоянно дешевеющими системами сотовой телефонии. Эта тенденция особенно сильна для стран с высоким уровнем развития мобильного сервиса.

11.1.3. Транкинговые системы связи

Транкинговые или транковые (от английского trunk – канал связи, ствол) системы связи (ТСС) имеют «ствол связи», состоящий из нескольких частотных каналов, причем жесткое закрепление частотных каналов за абонентами отсутствует. В этих системах осуществляется автоматическое предоставление в распоряжение мобильного абонента одного из свободных на данный момент дуплексного канала связи (такой же принцип используется в системах сотовой телефонии). «Мобильный абонент» ТСС – это абонент с портативной или автомобильной радиостанцией, оснащенной функциями транкинговой связи. Портативные радиостанции напоминают собой всем известные сотовые телефоны, но их габаритные размеры и вес несколько больше.

В простейшей (обычной) системе радиосвязи частотные каналы жестко закреплены за конкретными радиостанциями и группами пользователей. Это приводит к отказам в предоставлении связи вследствие занятости закрепленного канала (перегрузка канала), в то время как другие каналы могут простаивать (недогрузка каналов). Транкинг устраняет этот недостаток простейшей системы, обеспечивает эффективное использование выделенных частотных каналов. При использовании одинакового частотного ресурса транкинговая система позволяет обеспечить связь значительно большему количеству мобильных абонентов, чем простейшая система радиосвязи. Коли-

чество абонентов ТСС определяется методами математической статистики и зависит от числа радиоканалов и допустимой вероятности отказа в соединении из-за занятости всех каналов.

В настоящее время определились три типа систем транкинговой связи для разных сфер применения: ТСС общественной безопасности (PS – Public Safety), используемые полицией, пожарной охраной, скорой помощью и пр.; частные ТСС (PMR – Private Mobile Radio), т.е. принадлежащие организациям; коммерческие ТСС общего пользования (SMR – Shared Mobile Radio).

Современные ТСС работают в дуплексном режиме с частотным разносом несущих приема и передачи. Частотный разнос в большинстве ТСС составляет 10 МГц.

Радиосвязь между абонентами, имеющими МС, происходит, как правило, при помощи трансиверной (приемно-передающей) БС, которая служит ретранслятором радиосигналов. Ретранслятор еще называют репитером. В отдельных случаях (например, при неисправности БС или при выходе двух и более абонентов из зоны действия БС) возможна «прямая связь» между МС. Мобильные абоненты через базовую станцию имеют возможность «входа» в ТФОП, и наоборот, любой абонент ТФОП имеет возможность «связаться» с любым абонентом транкинговой системы. Абонент ТСС через базовую станцию может вызвать группу абонентов и провести оперативное совещание. В этом случае транкинговая система выполняет функцию диспетчерской радиосвязи для оперативного управления группой исполнителей.

Наибольшее распространение получили стандарты (протоколы) транкинговой связи SmartTrunk II, MPT 1327, EDACS, TETRA.

11.1.4. Сотовые системы мобильной связи

Сотовые системы мобильной связи (ССМС) имеют и другое название – стандарты сотовой мобильной связи. Они начали свое широкое распространение около 25 лет назад. В настоящее время их делят на несколько поколений.

Все стандарты первого поколения, или поколения 1G (1 General Wireless Infrastructures – первая всеобщая беспроводная структура), являются аналоговыми (аналоговые стандарты) и постепенно выводятся из эксплуатации.

Второе поколение, которое подразделяется на поколение 2G и поколение 2,5G, – это цифровые стандарты сегодняшнего дня.

Третье и четвертое поколения (3G, 4G) – это универсальные цифровые стандарты с повышенной скоростью передачи информации.

Все ССМС работают в дуплексном режиме с частотным разносом несущих частот приема и передачи.

Сотовые системы мобильной связи предоставляют абоненту многие очень удобные дополнительные услуги, к которым относятся: автоматическое определение вызывающего номера; условная или безусловная переадресация вызова; сохранение (удержание) вызова; ожидание вызова; запрет (или ограничения) определенных категорий вызовов; организация конференцсвязи между несколькими абонентами; прослушивание голосовой почты и др.

Телефонные переговоры – это основная, но не единственная сервисная функция сотовой связи. Кроме этого, сотовая связь позволяет использовать мобильный телефонный аппарат как «двухсторонний» пейджер для передачи и приема коротких сообщений (SMS – Short Message Service), для передачи и приема факсимильных сообщений, компьютерных данных, а также для пользования сетью Internet.

11.1.5. Системы персональной спутниковой связи

СПСС – это различные по построению и орбитальной конфигурации системы, в которых пользовательский терминал получает и передает сообщение по радиолинии, напрямую связывающей его с космическим ретранслятором. Ретранслятор при этом находится на борту искусственного спутника Земли (ИСЗ). Под орбитальной конфигурацией понимают количество спутников и характеристики их орбиты: вид орбиты (круговая или эллиптическая); склонение орбиты (угол между экваториальной плоскостью и плоскостью орбиты спутника).

Достоинство СПСС в том, что их услуги распространяются на те участки Земли, где развертывание наземных сетей невозможно или нецелесообразно: в акваториях Мирового океана, в районах с малой плотностью населения и пр. Системы персональной спутниковой связи относятся к системам глобальной связи, обеспечивающим (в отличие от региональных систем) доставку информации подвижным абонентам в любую точку земного шара.

В спутниковых системах связи возможно использование ИСЗ с геостационарной орбитой (GEO – Geostationary Earth Orbit), с высоко-

эллиптической орбитой (HEO – High Elliptical Orbit), со средневысотной круговой орбитой (MEO – Medium Earth Orbit), с низковысотной круговой орбитой (LEO – Low Earth Orbit).

Управляют ИСЗ и обеспечивают их связь с другими наземными сетями базовые земные станции (БЗС), или шлюзовые станции, или просто шлюзы. Шлюзы позволяют пользователям СПСС связываться между собой через сеть ISDN (Integrated Services Digital Network – цифровая сеть связи с интеграцией услуг), через сеть PSTN (Public Switched Telephone Network – Общественная коммутируемая телефонная сеть) или даже через сотовые сети (например, через сеть GSM).

Частотные каналы связи между ИСЗ и МС называют мобильными линиями связи.

Частотные каналы связи между ИСЗ и БЗС называют фидерными линиями связи.

Частотные каналы связи между спутниками одной группировки называют межспутниковыми линиями связи. Межспутниковые линии связи позволяют организовать связь между пользователями СПСС из различных зон земного шара без наземных сетей.

Для приема-передачи сигнала на ИСЗ применяют специальные антенны – активные фазированные антенные решетки (АФАР). В системе Iridium АФАР одного спутника формирует 48 приемопередающих лучей, каждый из которых «освещает» на земной поверхности соту диаметром 640 км. В совокупности 48 лучей обеспечивают сотовую зону покрытия диаметром приблизительно 9000 км. В соседних сотах используются различные сетки несущих частот, а в каждой восьмой соте сетка частот повторяется (сотовый кластер имеет размерность 7). Прием и передача сигнала МС ведутся на одной из частот сетки с использованием временного дуплекса (TDD).

11.2. Термоэлектрические преобразователи

Свойства явлений переноса в твердых телах, как тепловые, так и электрические находятся в сильной зависимости от размерности системы. К настоящему времени написано множество обзоров, посвященных электрической проводимости нанопроволок, нанотрубок и твердых тел с включенными квантовыми точками. С точки зрения практики, исследования наноразмерных твердых тел ведут нас к прорыву в термоэлектрических технологиях. Теория явлений переноса по

существованию следует из теории Больцмана: количество заряда, переносимое в твердых телах, определяется величиной, переносимой отдельным электроном или фононом, временем и потоком этих частиц. Последняя величина зависит от концентрации частиц – и, таким образом, от плотности разрешенных состояний – и от их групповой скорости, которая ограничивается массой и механизмами рассеяния. Размерность системы влияет и на плотность состояний и на механизмы рассеяния. Насколько это интересно с точки зрения практических применений, говорят недавние экспериментальные примеры, в которых продемонстрировано удвоение термоэлектрической эффективности сверхрешеток, содержащих квантовые точки, по сравнению с обычными твердыми телами. В трехмерных твердых телах эта эффективность определяется тремя взаимосвязанными величинами – электрической проводимостью, теплопроводимостью и коэффициентом Зеебека, которые при ее оптимизации необходимо рассматривать как группу. Размерность системы вносит независимую переменную, которая изменяет эту взаимосвязь, позволяя проводить более свободную оптимизацию и достигать более высоких значений.

Как правило, первым исследуемым свойством явлений переноса в системах низкой размерности является электрическое сопротивление. Действительно, обычно достаточно трудно обеспечить контакт с наноразмерным объектом, при этом электрический контакт всегда сделать легче, чем термический. Однако, термоэлектрические свойства не менее фундаментальны, в частности, производением заряда и термоэлектродвижущей силы является энтропией носителей заряда. Термоэдс, или коэффициент Зеебека, также более чувствителен к строению энергетической зонной структуры и рассеивающим механизмам, если сравнивать его с электрической проводимостью, поскольку он определяется через соотношение $Mott$ – энергетической производной электрической проводимости системы носителей заряда. На вершине этого фундаментального интереса к термоэлектрическим явлениям в низкоразмерных системах лежит практический аспект энергетического преобразования. Термоэлектрические материалы могут производить электроэнергию от теплоты, и используя электричество, функционировать как тепловые насосы, обеспечивающие активное охлаждение или нагревание. «Рабочая жидкость» в этих энергетических преобразователях состоит из электронов проводимости.

Прогресс в области термоэлектрических и магнитотепловых явлениях развивается скачкообразно. Последние успехи, связанные с наноструктурированными термоэлектрическими материалами, отмечены как следующие значительные достижения: в 1990-х годах было сделано предположение, что низкоразмерные системы материалов должны обладать лучшей эффективностью по сравнению с объемными материалами из-за размерных эффектов, влияющих как на носители заряда, так и на колебания решетки. Такие улучшения эффективности были экспериментально продемонстрированы в начале 2000-х годов на $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ сверхрешетках, на сверхрешетках $\text{PbTe}/\text{PbSeTe}$ и на сверхрешетках с квантовыми точками $\text{PbSnTe}/\text{PbSnSeTe}$. Коэффициент полезного действия термоэлектрического теплового насоса и эффективность термоэлектродвигателя описываются одной фундаментальной характеристикой материала – термоэлектрической добротностью (критерий Иоффе):

$$z = \frac{S^2 \sigma}{k} \quad (11.1)$$

где S – термоэдс, или коэффициент (постоянная) Зеебека, k – коэффициент теплоты и σ – электрическая проводимость. Коэффициент Зеебека связывает температурный градиент в элементе, ΔT и электрическое поле E : $E = S\Delta T$. Произведение qS , где q – заряд носителей, является энтропией носителей заряда, это верно только при высоких магнитных полях. Коэффициент Зеебека, таким образом, является функцией состояния и, в отличие от электропроводности, не зависит от пути, проходящего носителями в твердом теле. У термоэлектрической добротности Z размерность обратной температуры; обычно ее умножают на среднюю температуру, чтобы привести к безразмерному параметру ZT . Для обычных термоэлектрических материалов ZT не превышает 1 при $T = 300$ К; для новых наноразмерных материалов достигнуты значения $ZT = 2$ при 300 К и даже $ZT = 3$ при 450 К.

В классическом объемном термоэлектрическом материале три величины, определяющие термоэлектрическую добротность, S , σ и k зависят друг от друга, и это препятствует достижению высоких значений Z . В числителе выражения для Z – коэффициент мощности $S^2 \sigma$, который определяется носителями заряда. В формуле (11.1) для Z коэффициент теплопроводности k ; и, поскольку большинство термоэлектрических материалов – полупроводники, k определяется акустическими фононами. Более высокая плотность электронов приводит к более высокой электропроводности σ , но к более низкому S . Большая

длина свободного пробега электрона приводит к увеличению σ , без уменьшения S , что может быть достигнуто в кристаллах с более низкой плотностью дефектов. Это в свою очередь подразумевает большую длину свободного пробега фонона и таким образом ведет к увеличению k . Перед тем как приступать к рассмотрению наноструктурированных материалов, необходимо отметить, что у макроскопического композита из термоэлектрических материалов не может быть значения ZT большего, чем у каждого его компонентов. Нельзя увеличить ZT , смешивая компонент с высоким значением S с другими, у которых высокая σ или низкий k , поскольку всегда существует взаимодействие между компонентами. Это может быть связано как с проявлением размерных эффектов, так и взаимодействием между носителями заряда. При этом отдельно коэффициент мощности $S^2\sigma$ в смеси может быть увеличен.

Привлечение нанотехнологий к разработке термоэлектрических материалов основано на том, что размерность системы может влиять на взаимозависимость состояний переноса. Существует два основных механизма, позволяющих улучшить ZT в низкоразмерных системах:

1. Увеличение коэффициента мощности $S^2\sigma$ или по крайней мере предотвращение уменьшения $S^2\sigma$ с уменьшением k из-за размерного квантования уровней или за счет фильтрации энергии электронов.

2. Уменьшение решеточного коэффициента теплопроводности из-за распределения или рефракции фононов на физических границах низкоразмерной структуры.

11.2.1. Перспективы приложения термоэлектричества для охлаждения

Охладитель Пельтье – твердотельный термоэлектрический тепловой насос, использующий в качестве основного элемента конструкции два полупроводниковых электрода, которые называются «ветвями»: один, легированный p -типом, и один, легированный n -типом примеси, соединенными, как показано на рис. 11.1. Полупроводник p -типа имеет положительный коэффициент Зеебека, n -типа – отрицательным. Обратный эффект Зеебека – эффект Пельтье: прохождение тока плотностью j через полупроводник приводит к тепловому потоку q_f , связанному с j выражением $q_f = \Pi j$. Коэффициент Пельтье Π связан с коэффициентом Зеебека через соотношение Онсагера $\Pi = ST$. Две ветви в паре Пельтье соединены электрически последовательно: ток I

проходя через каждую ветвь, приводит к двум тепловым потокам Q_N и Q_P , которые охлаждают «холодную» плиту и качают теплоту $Q = Q_N + Q_P$, плюс количество тепла, которое образуется при прохождении тока в ветвях в «горячую» плиту.

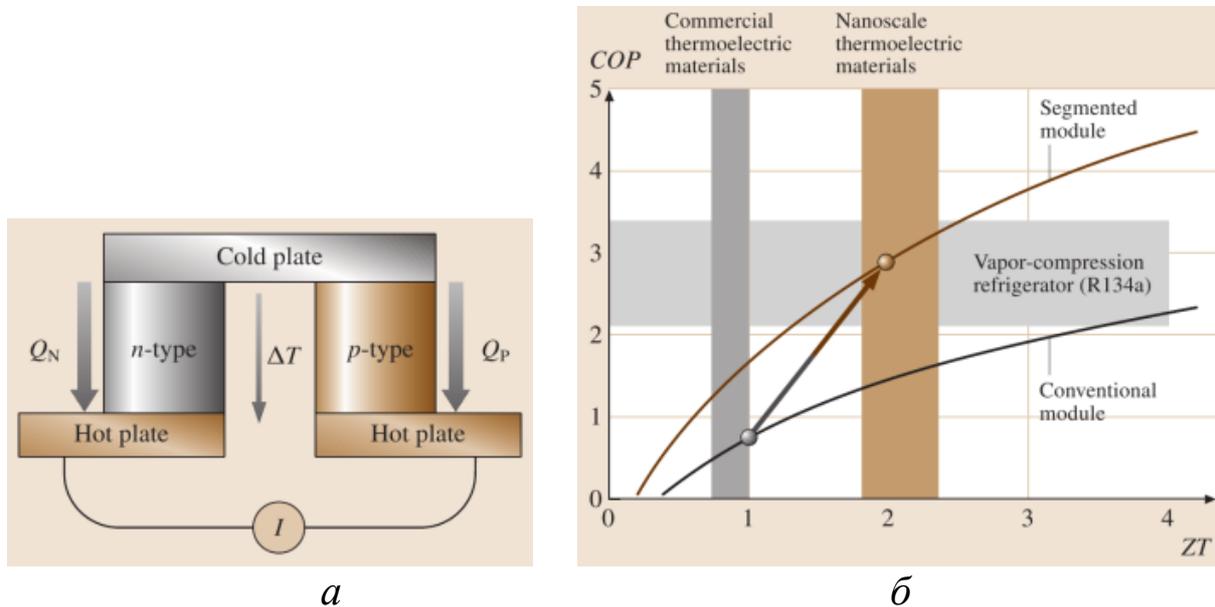


Рисунок 11.1 – а) Схема пары Пельтье как термоэлектрический охладитель; б) Определение к.п.д. (COP) термоэлектрических охладителей

С целью извлечения соответствующих тепловых потоков с горячей и холодной плит необходимо использовать теплообменники. Эффективность любой технологии охлаждения характеризуется коэффициентом полезного действия или «холодильным коэффициентом» COP . По определению, COP – количество извлеченной теплоты (здесь $Q_N + Q_P$), разделенной на электрическую или механическую работу (здесь VI , где V – полное падение потенциала на плечах p - и n -типа). COP – функция температурной разности ΔT , в диапазоне которой охладитель работает, и температур горячей и холодной плит T_{HOT} и T_{COLD} . Наивысший COP у цикла Карно и равен $COP = T_{COLD} / \Delta T$; практические же устройства имеют более низкий холодильный коэффициент. Для термоэлектрического охладителя COP зависит от тока I через элементы Пельтье, также как от средней температуры ΔT . Ток может быть оптимизирован с целью получения максимального COP для максимальной охлаждающей мощности. Зависимость оптимального COP_{max} от ZT для элементов Пельтье (взятого при средней температуре T и при его равенстве для n и p веток) имеет вид:

$$COP_{\max} = \frac{T_{\text{COLD}}}{\Delta T} \frac{\sqrt{1+ZT} - \frac{T_{\text{HOT}}}{T_{\text{COLD}}}}{\sqrt{1+ZT} + 1}. \quad (11.2)$$

На рис. 11.1,б кривая «обычный модуль» соответствует одной паре Пельтье. Для достижения большей мощности охлаждения можно использовать несколько схем соединения множества пар Пельтье. Классически, множество пар Пельтье можно связать термически параллельно, расположив их между двумя изотермическими пластинами и соединив их электрически последовательно. Так как у каждой пары во всем модуле одинаковая тепловая окружающая среда, то и у всего модуля те же самые характеристики, что и у отдельной пары. Однако, в системах кондиционирования воздуха, в которых довольно большое количество теплоты должно быть обменено между жидкостями, пары Пельтье или группы пар могут быть связаны с целью локального оптимизирования COP в каждой паре; такой конфигурации на рис. 11.1,б соответствует кривая, отмеченная как «сегментированный модуль». Приведенные кривые сравниваются с классической паровой компрессионной холодильной машиной, работающей при таком же температурном градиенте; диапазон COP для таких паровых систем также приведен на рис. 11.1,б. При достижении у термоэлектрических материалов $ZT = 2$ при 300 K термоэлектрическое охлаждение становится конкурентным с парокомпрессионными системами охлаждения.

11.2.2. Электрические генераторы

Термопары также можно использовать для преобразования теплоты в электроэнергию. С этой целью их соединяют так, как показано на рис. 11.2,а. Эффективность такого генератора η является функцией электрической нагрузки генератора. При оптимальной нагрузке η равно:

$$\eta_{\max} = \frac{\Delta T}{T_{\text{HOT}}} \frac{\sqrt{1+ZT} - 1}{\sqrt{1+ZT} + \frac{T_{\text{COLD}}}{T_{\text{HOT}}}}. \quad (11.3)$$

Термоэлектрогенераторы исторически использовались с радиоизотопными источниками теплоты в космических аппаратах. Пример нового предложенного приложения следующий. Теплота, потерянная двигателем внутреннего сгорания обычно через водяное охлаждение или систему выпуска, могла быть частично извлечена и термоэлек-

трически преобразована в электроэнергию. Приблизительно одна треть теплоты сгорания топлива в автомобильном двигателе преобразуется в механическую работу; одна треть расходуется впустую как теплота в системе охлаждения и одна треть теряется в выхлопе. Значительная экономия в потреблении топлива, возможно, сопоставимая с переходом всех транспортных средств на дизельные двигатели, могла бы быть достигнута, если 10% теряемой теплоты было бы преобразовано в используемую электрическую энергию. С этой целью выхлопные газы можно использовать при температурах от 400 до 500°C, но теплообменники, необходимые, чтобы извлечь теплоту, понизят температуру горячей стороны термоэлектрогенератора до 250°C. Аналогично, чтобы избежать конденсации воды, температура холодной стороны ограничена 100°C. При этих условиях эффективность термоэлектрогенератора как функция ZT материалов представлена графически на рис. 11.2,б: для практического применения необходимо достичь значений $ZT = 2$.

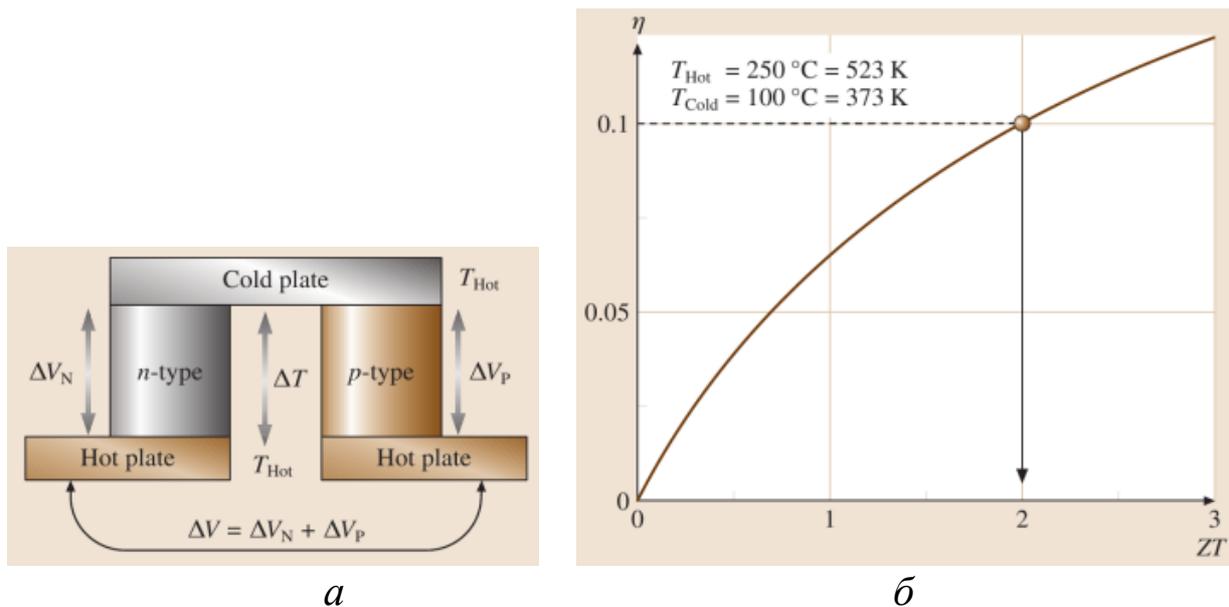


Рисунок 11.2 – а) Схема пары Пельтье как генератор электроэнергии; б) Эффективность η термоэлектрогенератора как функция от ZT для различных температур

11.3. Детекторы ионизирующих излучений

11.3.1. Классификация и характеристики детекторов

Полупроводниковые приборы и интегральные схемы должны обладать достаточной стойкостью к ионизирующим излучениям. Это

определяет в том числе и их способность работать в экстремальных условиях.

Измерение ионизирующего излучения представляет собой регистрацию актов взаимодействия излучения с детектором (в радиометрах) и количественную энергетическую оценку данного взаимодействия (в спектрометрах и дозиметрах). Процесс измерения реализуется только в том случае, если взаимодействие излучения с веществом (рабочей средой) детектора сопровождается процессом преобразования энергии излучения в другой вид энергии, удобный для регистрации.

Применяемые типы детекторов рассчитаны на регистрацию различных видов излучения (альфа- и бета-частиц, рентгеновского и гамма-излучения, нейтронов, протонов и т.п.) в широком диапазоне их энергии. Обычно они используются для определения состава излучения и измерения его интенсивности, измерения спектра энергий частиц, изучения процессов взаимодействия быстрых частиц с атомными ядрами.

Детектор ионизирующего излучения – чувствительный элемент средства измерений, предназначенный для регистрации ионизирующего излучения. Действие детектора основано на явлениях, возникающих при прохождении ионизирующего излучения через вещество (рабочую среду детектора).

По физической сущности взаимодействия ионизирующих излучений с веществом выделяют следующие типы детекторов:

- ионизационный, основанный на способности излучений ионизировать среду, через которую они проходят;
- сцинтилляционный, регистрирующий фотоны света, возникающие в сцинтилляторе под действием ионизирующих излучений;
- люминесцентный, базирующийся на эффектах радиофотолюминесценции (ФЛД) и радиотермолюминесценции (ТЛД). Детекторы поглощают и накапливают энергию излучения в молекулярных центрах фотолюминесценции, и способны высвечивать накопленную энергию при освещении ультрафиолетовым светом (ФЛД) или при нагревании (ТЛД);
- фотографический, основан на свойстве ионизирующих излучений воздействовать на чувствительный слой фотоматериалов аналогично видимому свету;
- химический, основанный на измерении выхода радиационно-химических реакций (изменение степени окраски или цвета), проте-

кающих под действием ионизирующих излучений. Метод используют при регистрации значительных уровней радиации;

– калориметрический, базирующийся на измерении количества теплоты, выделяемой в детекторе при поглощении энергии ионизирующих излучений.

В промышленных датчиках используются, в основном, два типа детекторов:

1. Ионизационные детекторы с прямым преобразованием энергии частиц в электрический заряд. К ним относятся газонаполненные детекторы - ионизационные камеры, газоразрядные и пропорциональные счетчики, и полупроводниковые детекторы (ППД).

2. Сцинтилляционные детекторы, в которых используется люминесценция вещества детектора при поглощении излучения с последующим преобразованием энергии световых фотонов в электрический сигнал (при помощи фотоэлектронного умножителя - ФЭУ).

По линейности преобразования энергии излучения в энергию выходного сигнала различают пропорциональные и непропорциональные детекторы. По агрегатному состоянию рабочей среды детекторы подразделяются на газовые, жидкостные и твердотельные.

Принцип действия детекторов основан на обнаружении эффекта ионизации или возбуждения атомов рабочей среды детектора при взаимодействии с излучением. Заряженные частицы взаимодействуют непосредственно с электрическим полем атомов рабочей среды детектора с передачей им своей кинетической энергии. Гамма – кванты и нейтральные частицы взаимодействуют с детектором через процессы фотопоглощения, комптоновского рассеяния, образования электронно-позитронных пар и ядерные реакции в рабочей среде детекторов и в специальных конструкционных материалах, которые может иметь детектор для повышения вероятности этих процессов. В результате этого взаимодействия возникает вторичное излучение, состоящее из заряженных частиц, которое и регистрируется в рабочей среде детектора.

Механизм преобразования энергии в детекторах ионизационного типа идет по цепи: поглощение энергии частицы \Rightarrow преобразование поглощенной энергии в первичный электрический заряд \Rightarrow (усиление первичного заряда для детекторов с усилением) \Rightarrow сбор заряда на электродах детектора. В сцинтилляционных детекторах эта цепь несколько длиннее: поглощение энергии частицы \Rightarrow преобразование поглощенной энергии в световые фотоны \Rightarrow сбор фотонов на фотока-

тоде ФЭУ и выбивание из него фотоэлектронов (первичного электрического заряда) \Rightarrow усиление электронного потока диодной системой ФЭУ (ударное размножение разгоняемых электронов на диодах ФЭУ) \Rightarrow сбор электронного потока на аноде ФЭУ.

Особенности протекания данных процессов в детекторах определяют их основные технические характеристики.

Эффективность регистрации излучения является энергетической пространственно-угловой функцией вероятности процесса взаимодействия излучения с рабочей средой детектора.

Вероятность регистрации ионизирующей частицы при прохождении через рабочую среду детектора определяется вероятностью передачи частицей своей энергии, частично или полностью, рабочей среде. Эта вероятность зависит от вида излучения, его энергии, плотности рабочей среды детектора, его размеров и геометрии измерений. В первом приближении она определяется выражением: $p = 1 - \exp(-\mu\rho l)$, где μ – массовый коэффициент поглощения излучения данного вида и энергии в рабочей среде ($\text{см}^2/\text{г}$), ρ – плотность среды, l – средняя длина пробега частиц в среде. Приведенное выражение не учитывает факторов конкретной конструкции детектора и условий проникновения излучения в рабочую среду детектора, что немаловажно для низкоэнергетических видов излучений. Эффективность регистрации может иметь средние значения от 0 до 1.

На практике понятие эффективности регистрации используется в узком смысле только энергетической функции вероятности регистрации данного вида излучения данным типом детектора, среднее значение которой определяется как отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших на входное окно детектора. Расчет практической эффективности регистрации производится по формуле: $\mathcal{E}(E) = m/(s \cdot \phi(E))$, где s – площадь входного окна детектора (для изотропных детекторов – площадь сечения), $\phi(E)$ – плотность потока излучения, m – частота актов регистрации выходных сигналов детектора.

Самым проникающим видом излучения с большой длиной пробега квантов является гамма-излучение, в связи с чем для их детектирования используются сцинтилляторы и ППД, эффективность регистрации которых тем больше, чем больше их плотность, геометрические размеры и эффективный атомный номер вещества детектора.

На рис. 11.3 приведены графики спектральной эффективности регистрации гамма-излучения неорганическими сцинтилляторами

NaI(Tl) различных размеров. При регистрации низкоэнергетических гамма-квантов (менее 100 кэВ) существенную роль начинает играть поглощение излучения в контейнере детектора и в защитной конструкции блока детектирования, если он не имеет специального входного окна.

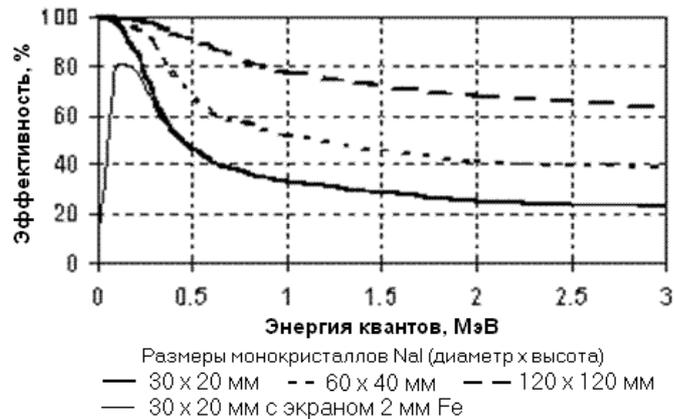


Рисунок 11.3 – Эффективность регистрации гамма-квантов сцинтилляторами NaI(Tl)

Эффективность регистрации гамма-излучения газонаполненными счетчиками в интервале энергий от 100 кэВ до 3 МэВ не превышает 2% и практически не зависит от размеров счетчиков, а в области энергий ниже 200 кэВ существенно зависит от материала корпуса (катода) счетчика, в котором осуществляется конверсия гамма-квантов в электроны. В качестве материала катода обычно используется вольфрам, медь и железо. Пример эффективности регистрации газонаполненных счетчиков приведен на рис. 11.4.

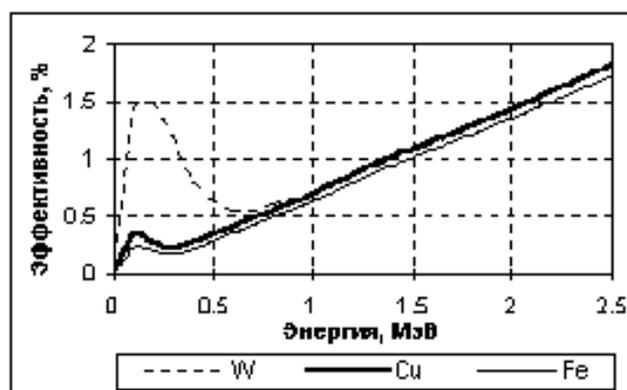


Рисунок 11.4 – Эффективность регистрации гамма-квантов газонаполненными счетчиками

Что касается эффективности регистрации бета- и альфа-частиц, то практически для всех видов детекторов она близка к 100% в связи с малой проникающей способностью этих видов излучения. Последнее обстоятельство выводит на первое место по влиянию на эффективность регистрации фактор поглощения излучения во входном окне детектора, особенно при регистрации низкоэнергетических частиц.

Понятие практической эффективности регистрации обычно применяется к датчику в целом (с данным типом детектора) и выражается в % (от 0 до 100%). Для характеристики блоков детектирования и устройств с фиксированной геометрией измерений применяется также понятие светосилы, как отношение числа регистрируемых частиц к числу частиц, испускаемых источником излучения. Значение светосилы является безразмерной величиной в интервале 0–1.

При регистрации моноэнергетического излучения и линейном преобразовании энергии частиц в выходные сигналы в силу статистической природы процессов преобразования распределение значений выходных сигналов «расплывается» в фотопик (рис. 11.5). За меру «расплывания» энергии сигналов принимается значение ширины фотопика на половине его высоты. Эта характеристика регистрации излучения получила название энергетического разрешения детекторов. Если источник излучения имеет две линии излучения и второй фотопик отстоит от первого на расстоянии, меньшем энергетического разрешения, то фотопики сливаются в один суммарный пик.

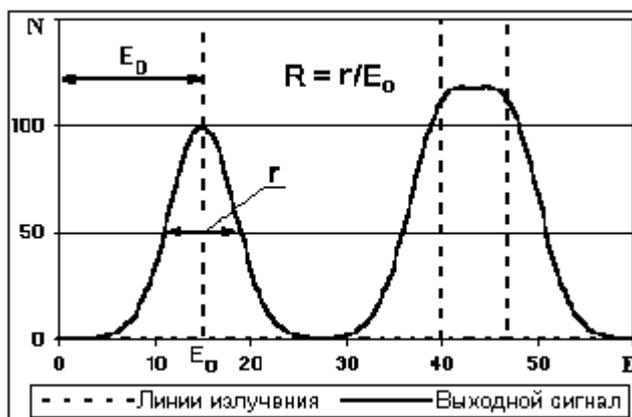


Рисунок 11.5 – Фотопик

Для сравнения детекторов значение энергетического разрешения выражают в относительных единицах (или в %) значения центра распределения: $R = r/E_0$, где E_0 - энергия центра распределения.

При известном разрешении детектора R_1 для энергетической линии E_1 оценка разрешения R_2 для любой другой энергии E_2 может производиться по формуле: $R_2 = R_1 \sqrt{E_1/E_2}$.

Энергетическое разрешение детекторов тем лучше, чем большее число носителей заряда образуется в детекторе, т.е. чем выше энергия излучения и меньше удельная энергия образования носителей заряда.

Наименьшую удельную энергию образования одной пары носителей заряда (электрон-дырка) имеют полупроводниковые детекторы – от 2,9 до 3,7 эВ в зависимости от типа, что обеспечивает ППД наилучшее энергетическое разрешение из всех типов детекторов. Удельная энергия ионизации среды в газовых детекторах (образование пары ион – электрон) на порядок выше и составляет от 20 до 32 эВ в зависимости от типа среды, и энергетическое разрешение газовых детекторов практически в 3 раза хуже разрешения ППД. В сцинтилляционных детекторах энергия излучения конвертируется в фотоны света (коэффициент преобразования не более 0,1), а первичными носителями заряда являются фотоэлектроны, которые выбиваются с фотокатода ФЭУ световыми фотонами (вероятность не более 0.1 на фотон). Отсюда следует, что удельная энергия образования первичных носителей заряда в сцинтилляционных детекторах практически на порядок больше, чем у газонаполненных детекторов, и на 2 порядка больше, чем у ППД, а энергетическое разрешение соответственно в 3–4 раза хуже, чем у газонаполненных детекторов, и на порядок хуже, чем в ППД.

В табл. 11.2 приведены средние значения удельной энергии и энергетического разрешения по энергии 662 кэВ изотопа Цезий-137 для наиболее распространенных типов детекторов, по которым нетрудно выполнить оценку разрешения детекторов для любой другой энергии излучения.

Разрешение может существенно ухудшаться, если энергия излучения соизмерима с энергией собственных тепловых шумов детектора. При регистрации гамма-квантов в нормальных температурных условиях среднее значение энергетического эквивалента тепловых шумов для пропорциональных счетчиков составляет 0,2–0,5 кэВ, для фотоумножителей в энергетической шкале NaI(Tl) 0,3–1 кэВ, для кремниевых ППД может достигать 10 кэВ. Для снижения уровня шумов, ППД используются с охлаждением до 70–100 К, при этом уровень шумов может быть снижен на порядок. Кроме того, при регистрации

низкоэнергетического излучения приобретают значение шумы первого каскада усиления сигнала.

Таблица 11.2 – Удельная энергия преобразования и энергетическое разрешение детекторов по энергетической линии излучения 662 кэВ

Детекторы	Материал рабочей среды	E , эВ	R , %
Полупроводниковые	Германий	2,96	0,2–0,8
	Кремний	3,67	0,3–1,0
Газонаполненные	Ксенон	21	1,2–1,6
	Криптон	23	1,4–1,8
	Аргон	26	1,5–1,9
Сцинтилляционные	NaI(Tl)	250–300	6–8
	CsI(Tl)	600–700	8–9
	Антрацен	500–600	7–9
	Стильбен	900–1100	10–12
	Пластмасса	1000–1500	10–15
	Жидкость	1000–2000	10–17

Избирательность детекторов. Детекторы различных типов, размеров и конструкций, с различным состоянием агрегатной среды могут отличаться на 1, 2 и более порядков как по эффективности регистрации различных видов излучения, так и по эффективности регистрации в различных диапазонах спектра излучения. Это позволяет специализировать детекторы по измерительным задачам и производить измерение одних видов и энергий излучения на сопутствующем фоне излучения других видов и энергий. Качество работы детекторов при этом может прямо оцениваться избирательностью - отношением эффективности регистрации измеряемого и фонового излучения при равных значениях плотности потоков. Избирательность в значительной степени может быть усилена геометрией измерений и конструкцией блока детектирования в целом (экранирование, коллимация и т.п.).

Для детектирования заряженных частиц, в принципе, можно использовать все типы детекторов, при этом по характеру преобразования энергии частиц в заряд детекторы разделяют на пробежные и пролетные. К пробежным относят детекторы с толщиной чувствительного объема, превышающей длину пробега частиц в материале детектора и обеспечивающей полное поглощение энергии частиц. У пролетных детекторов толщина чувствительного объема много

меньше длины пробега частиц и выходные сигналы пропорциональны произведению линейной плотности ионизации на треках частиц на длину треков, т.е. зависят от типа частиц, их массы, заряда и угла входа в детектор. Один и тот же детектор может быть пробежным к одному виду частиц и пролетным к другому, что создает условия для их селективной регистрации. Так, например, поверхностно-барьерные ППД с малой толщиной чувствительного слоя (порядка 0.05 мм) являются пробежными по альфа-излучению и пролетными по бета-излучению с энергией более 100 кэВ.

Реакция детекторов на поток нейтральных частиц и квантов имеет более сложный характер и проходит в два этапа. На первом этапе в чувствительной среде детектора или в специальных материалах его конструкции осуществляется конверсия первичного потока излучения во вторичный поток заряженных частиц, который и регистрируется на втором этапе. Эффективность процессов на этих двух этапах может изменяться отдельно и целенаправленно, что создает разнообразие детекторов по материалам и агрегатному состоянию чувствительных сред и защите от внешних потоков заряженных частиц в зависимости от специализации датчиков по видам и энергии регистрируемого излучения.

В табл. 11.3 приведена основная специализация детекторов по видам регистрируемого излучения и по возможностям спектрального анализа излучения.

11.3.2. Детекторы рентгеновского и гамма-излучения

Основной диапазон энергий гамма-излучения естественных и искусственных радионуклидов 0,1–3 МэВ. Для детектирования излучения используются детекторы с высокой плотностью и большим атомным номером чувствительной среды, а именно – сцинтилляционные детекторы с неорганическими сцинтилляторами и германиевые ППД.

Наиболее распространенный тип сцинтиллятора – NaI(Tl), плотность – 3,67 г/см³, эффективный атомный номер – 50, размеры выпускаемых монокристаллов (диаметр, высота) от 10x10 до 200x200 мм и более. Сцинтилляторы имеют высокую эффективность регистрации излучения (например, кристалл 63x40 мм: 99% при $E < 0,2$ МэВ, 48% при $E = 0,66$ МэВ, 37% при $E = 1,33$ МэВ), и высокую относительную долю фотопиков в регистрируемом спектральном распределении (чем больше кристалл, тем больше вероятность пол-

ного поглощения квантов даже больших энергий). Для измерения малых активностей в геометрии, близкой к 4π , выпускаются кристаллы с «колодцем».

Таблица 11.3 – Направления основной специализации детекторов

Признаки	Тип детектора	Вид излучения					Спектральный анализ				
		α	β	γ	r	n	α	β	γ	r	n
Камеры интегральные газовые ионизационные		+	+	+	+	+	-	-	-	-	-
Камеры импульсные газовые ионизационные		+	+	+	+	+	+	-	-	+	
Счетчики пропорциональные газовые ионизационные		+	+	+	+	+	-	+	+	+	
Счетчики Гейгера-Мюллера газовые ионизационные		+	+	+	+	-	-	-	-	-	
Полупроводниковые p-n, твердотельные ионизационные		+	-	-	-	+	+	-	-	-	
Полупроводниковые p-i-n, твердотельные ионизационные		+	+	+	+	+	+	+	+	+	
Сцинтилляционные газовые		+	+	-	-	+	+	+	-	+	
Сцинтилляционные жидкостные		-	+	+	-	+	-	+	+	-	
Сцинтилляционные неорганические твердотельные		+	+	+	+	+	+	+	+	+	
Сцинтилляционные органические твердотельные		+	+	+	+	+	+	+	+	+	
Сцинтилляционные пластмассовые твердотельные		+	+	+	+	+	-	-	-	-	
Сцинтилляционные дисперсные твердотельные.		+	+	-	-	+	-	-	-	-	

Еще большую плотность ($4,5 \text{ г/см}^3$) и эффективный атомный номер ($Z = 54$) имеют кристаллы CsI(Tl). Однако конверсионная эффективность и, соответственно, энергетическое разрешение CsI уступают NaI, что ограничивает их применение.

Германиевые ППД по сравнению с кремниевыми имеют более высокий атомный номер (32) и более высокую эффективность регистрации излучения. Однако чувствительные объемы выпускаемых ППД пока уступают сцинтилляторам, а стоимость и затраты на эксплуатацию много выше. Использование ППД целесообразно только в тех случаях, когда требуется высокое энергетическое разрешение детекторов.

При регистрации рентгеновского и гамма-излучения с энергией ниже 100 кэВ используются детекторы с высокой эффективностью регистрации в этом диапазоне при минимальной эффективности регистрации более высокоэнергетического излучения. Этим условиям удовлетворяют газонаполненные детекторы и ППД. Используются также сцинтилляционные детекторы с тонкими сцинтилляторами (например, NaI с толщиной пластин 1 мм), однако в этом диапазоне энергий сцинтилляторы отличаются очень низким энергетическим разрешением (десятки процентов). При регистрации квантов с энергией менее 20 кэВ детекторы должны иметь бериллиевое входное окно толщиной не более 100 мкм (поглощение квантов с энергией 8 кэВ в таком окне не превышает 10%). Применяются также лавсановые и слюдяные входные окна толщиной менее 10 мкм. Регистрацию излучения с энергией менее 4–5 кэВ выполняют проточными газонаполненными счетчиками, имеющими открытое входное окно и непрерывное пополнение утечки рабочей среды.

11.3.3. Детекторы бета-излучения

Выбор детекторов для бета-измерений определяется ограниченной проникающей способностью бета-излучения (линейные потери энергии в веществе около 2 МэВ на 1 г/см²) и непрерывным характером спектра бета-частиц.

Бета-измерения усложняются тем, что фоновое гамма-излучение при взаимодействии с веществом детектора дает зарядовое распределение сигналов, которое перекрывается со спектрами бета-частиц. Это затрудняет использование селекции выходных сигналов для повышения избирательности по бета-излучению, и стимулирует использование в бета-датчиках непропорциональных детекторов (счетчиков Гейгера) и детекторов пролетного типа.

Одним из основных параметров газонаполненных бета-детекторов является энергетический порог чувствительности $E_{\text{пор}}$, значение которого зависит от толщины входного окна или стенки детектора. Под $E_{\text{пор}}$ понимают энергию излучения, для которой прозрачность окна равна 0,5. По этому параметру детекторы разделяют на 4 группы:

- цилиндрические тонкостенные счетчики с толщиной стенки 40–60 мг/см² (порог 1 МэВ и выше),
- торцевые с герметичным слюдяным окном толщиной 1–5 мг/см² (порог 0,1–0,25 МэВ),

- проточные с негерметичным окном из металлизированной органической пленки толщиной менее 1 мг/см^2 (порог 20–100 кэВ),
- проточные беспороговые счетчики с помещением препаратов непосредственно в рабочую среду детектора (в том числе в газовой форме).

Фон газонаполненных бета-детекторов обычно характеризуется частотой выходных сигналов в отсутствие измеряемых препаратов. Значение фона для цилиндрических счетчиков зависит от размеров счетчиков (10–100 имп/мин), для торцевых счетчиков и счетчиков с входным окном пропорционально площади входного окна (2–4 имп/мин на 1 см^2). При комбинировании пассивных и активных методов защиты от фона последний может быть уменьшен в 20–40 раз.

Сцинтилляционные детекторы позволяют создавать бета-датчики как пролетного, так и пробежного типа. Основные требования к бета-сцинтилляторам – минимальная чувствительность к гамма-излучению и минимальное отражение бета-частиц. Этим требованиям удовлетворяют органические, пластмассовые и жидкостные сцинтилляторы, имеющие малую плотность и малый эффективный атомный номер.

Избирательность бета-датчиков в условиях внешнего гамма-излучения определяется отношением эффективностей регистрации потоков бета- и гамма-частиц. Для пролетных детекторов оптимальная толщина сцинтиллятора, при которой данное отношение максимально (более 50), составляет $15\text{--}20 \text{ мг/см}^2$. Другой путь повышения избирательности – двухслойные бета-гамма-сцинтилляторы (фосфи-чи), отличающиеся по времени высвечивания световых фотонов (например, пластмасса + CsI), с последующей селекцией выходных сигналов по их форме. Фосфи-чи используется как в пролетных, так и в пробежных бета-детекторах.

Получили применение жидкостные сцинтилляционные детекторы (ЖСД) с растворением или вводом в виде взвеси или эмульсии бета-активных нуклидов непосредственно в сцинтиллирующую жидкость, что обеспечивает высокую эффективность регистрации бета-частиц. Низкая стоимость ЖСД способствует их применению для избирательной бета-радиометрии нуклидов по максимальным энергиям излучения. К числу мешающих факторов при использовании ЖСД следует отнести гашение сцинтилляций при вводе препаратов в сцинтиллирующую жидкость. Оно может быть цветовое и химическое. Цветовое гашение вызывается препаратами, имеющими определен-

ную окраску. Химическое гашение проявляется в изменении препаратом конверсионной эффективности сцинтиллятора. При наличии гашения требуется введение в результаты измерений соответствующих поправок.

Факторы фона сцинтилляционных бета-детекторов аналогичны факторам фона газонаполненных детекторов, при этом основной вклад переносится на внутренние составляющие: загрязнения ЕРН конструктивных элементов датчика, Калий-40 в стекле ФЭУ и флаконах для ЖСД, тепловые шумы ФЭУ. Для снижения тепловых шумов ФЭУ применяется включение двух ФЭУ, работающих на один сцинтиллятор в режиме совпадений, что позволяет снизить тепловой шум ФЭУ на 3 порядка и более. Большинство бета-излучателей имеют схемы распада с одновременным вылетом гамма-квантов, что позволяет производить измерение их активности, в том числе абсолютной, на принципе бета-гамма-временных корреляций с использованием фосфичей.

Применение ППД в бета-радиометрии ограничено в силу как характера самого излучения (непрерывный спектр не требует высокого разрешения детектора), так и особенностей ППД, а именно - значительные (при отсутствии охлаждения) тепловые шумы, существенный коэффициент отражения электронов на входе, особенно для германиевых ППД.

11.3.4. Детекторы альфа-излучений

Измерение альфа-излучения чаще всего связано с определением относительного содержания альфа-активных нуклидов с высоким атомным номером. При использовании практически всех видов детекторов с учетом особенностей альфа-излучения имеет место:

- высокое энергетическое разрешение детектирования, особенно в газонаполненных детекторах (менее 1%) и в ППД (до 0,2%);
- слабая зависимость чувствительности детекторов от энергии излучения, отношение площадей фотопиков в спектре равно отношению активностей соответствующих нуклидов;
- высокая избирательность и радиационная помехоустойчивость.

При толщине чувствительного слоя детектора не более 20 мг/см², детектор является пробегным для бета-частиц и амплитуда сигналов от бета-частиц на порядок меньше амплитуды сигналов от альфа-частиц. Такой же порядок действителен и для регистрации гамма-

квантов с учетом вероятности их конверсии в электроны в материалах детектора. Это позволяет производить измерения альфа-частиц на фоне больших потоков бета- и гамма-излучения.

Но имеются и определенные трудности в методике измерений. Без специальной пробоподготовки препаратов измерения возможны только в насыщенных по излучению слоях. Для измерений в тонких слоях толщина слоя должна быть не более 50–100 мкг/см². Такого же порядка должно быть и входное окно детектора в сумме с «мертвым» слоем – воздушным (и любым другим) промежутком между источником и детектором, при этом желательно обеспечить ограничение углов входа частиц в окно детектора применением сотовых коллиматоров. Потери энергии альфа-частиц во входном окне и «мертвом» слое примерно равны 0,5 МэВ на 1 мг/см².

При измерениях в тонких слоях активности долгоживущих нуклидов поверхностная активность препаратов становится очень низкой (до 0,01 Бк/см²) и нормативная погрешность измерений обеспечивается применением источников излучения (проб) и детекторов с возможно большой поверхностью и длительным накоплением информации. В качестве детекторов в этом случае обычно используются импульсные ионизационные камеры. Влияние разброса углов движения альфа-частиц снимается сотовым коллиматором, однако «прозрачность» сотового коллиматора, как правило, не превышает 5–10%. Для источников с поверхностной активностью излучения 10 и более Бк/см² в качестве детекторов предпочтительно применение ППД с толщиной входного окна в пределах 10–50 мкг/см².

Основной вклад в фон альфа-детекторов дают два источника:

- альфа-излучение материалов детектора;
- альфа-излучение радона и продуктов его распада в воздушной среде вокруг твердотельных детекторов и в газовой среде ионизационных камер.

11.3.5. Датчики нейтронного излучения.

Задачей нейтронной радиометрии, как правило, является раздельное измерение плотностей потоков данных групп или измерение плотности потока одной энергетической группы на фоне двух других. Потоки нейтронов сопровождаются более или менее значительными потоками гамма-квантов.

Нейтроны регистрируются по вторичному излучению их взаимодействия со средой. Для этих целей используются процессы: упругое рассеяние нейтронов; неупругое рассеяние с образованием возбужденных ядер; радиационный захват нейтронов ядром; ядерные реакции под действием нейтронов.

Газонаполненные детекторы тепловых нейтронов основаны, как правило, на ядерных реакциях с вылетом альфа-частиц, что позволяет обеспечить их полное поглощение при малой чувствительности к гамма-излучению. Избирательность по тепловым нейтронам на фоне быстрых нейтронов обеспечивается разностью (на 3 порядка и более) вероятности реакций по этим группам нейтронов. Наибольшее распространение получили борные счетчики. В качестве газонаполнителя используется либо трехфтористый бор с обогащением бором-10 до 80–85%, либо аргон, при этом бор в аморфном виде наносится на внутреннюю сторону счетчика толщиной 0,8–1 мг/см², что обеспечивает чувствительность порядка 0,01 имп/нейтрон на 1 см² рабочей поверхности. Естественный фон счетчиков не превышает 1 имп/мин.

На 1–2 порядка более высокую эффективность регистрации (до 80–90%) имеют счетчики, заполняемые гелием-3 и аргоном под давлением 5–10 атмосфер, но при этом повышается и их чувствительность к гамма-излучению.

Напротив, на 1–2 порядка пониженную чувствительность к гамма-излучению имеют камеры деления на основе урана-233, урана-235 и плутония-239, которые наносятся на внутреннюю поверхность камер. Камеры используются для работы в активных зонах реакторов.

В сцинтилляционных детекторах для регистрации нейтронных потоков используются литиевые сцинтилляторы на основе монокристаллов LiI(Eu) или стекла с литием, с разной степенью обогащения литием-6 (до 90%). Эффективность регистрации тепловых нейтронов до 80–95% обеспечивается при толщине сцинтилляторов от 15 до 1–2 мм (тем меньше, чем больше степень обогащения лития).

Измерение нейтронов с энергией 0,1–10 МэВ основано, как правило, на регистрации протонов отдачи в водородосодержащих средах.

Для регистрации быстрых нейтронов при наличии гамма-фона используются дисперсные сцинтилляторы, представляющие собой сцинтиллирующий порошок типа ZnS(Ag) или гранулы сцинтиллирующей пластмассы в водородосодержащем материале – люците, плексигласе, полистироле. В связи с ограниченной прозрачностью

дисперсных сцинтилляторов они выполняются относительно небольшой толщины (не более 2 мм), при этом эффективность регистрации быстрых нейтронов обычно не превышает 2%. Сопутствующее гамма-излучение исключается методом амплитудной селекции выходных сигналов.

Более высокая эффективность регистрации быстрых нейтронов обеспечивается в органических сцинтилляторах с высоким собственным содержанием водорода и высокой прозрачностью. К ним относятся стильбен, антрацен, сцинтиллирующие пластмассы и жидкости. При толщине сцинтиллирующего материала более 10 мм эффективность регистрации нейтронов превышает 40–50%, однако, при этом возрастает и эффективность регистрации гамма-квантов. Энергетическое распределение сигналов регистрации протонов отдачи близко к равномерному в диапазоне от 0 до максимальной энергии отдачи ядер водорода и не разделяется по амплитудам от актов регистрации гамма-квантов. Для исключения влияния гамма-фона используется селекция сигналов по их форме.

В заключение отметим, что широкий энергетический диапазон нейтронного излучения и разнообразие форм взаимодействия нейтронов с различными материалами позволили обеспечить большое разнообразие детекторов нейтронного излучения. Выше в очень краткой форме затронуты только наиболее характерные их виды.

11.4. Магнитная и сегнетоэлектрическая память

Масштабные исследования полупроводников и сегнетоэлектричества стартовали примерно в одно и то же время – в первые послевоенные годы. В эти годы был открыт титанат бария – предтеча самого большого в настоящее время класса кислородно-октаэдрических сегнетоэлектриков. Уже в 50-е годы параллельно с теоретическим осмыслением физики сегнетоэлектрических явлений начался поиск практических приложений сегнетоэлектриков; в частности, для создания запоминающих устройств. Следующая волна интереса к сегнетоэлектрической памяти возникла в 70-е годы вместе с идеей интеграции сегнетоэлектриков с полупроводниковыми технологиями. В частности, был предложен и экспериментально реализован элемент памяти на основе транзистора, в котором в качестве подзатворного диэлектрика был использован сегнетоэлектрик.

Огромный потенциал использования сегнетоэлектриков в полупроводниковых технологиях стал понятен около двадцати лет назад, что нашло отражение в появлении нового междисциплинарного направления, объединяющего исследования в области технологии новых материалов, физики сегнетоэлектрических структур и интеграции с процессами микроэлектроники, – «integrated ferroelectrics». Привлекательность идеи интеграции сегнетоэлектриков с микроэлектронными технологиями обусловлена их уникальными физическими свойствами, что позволяет создавать на их основе новые классы устройств приема, хранения и обработки информации (устройства памяти, элементы с высокой удельной емкостью для технологии сверхвысокой степени интеграции, микроэлектромеханические системы и датчики, электрически перестраиваемые устройства СВЧ- и оптического диапазона частот и пр.).

Стремительное развитие мобильных устройств в последние годы привлекает особое внимание производителей к технологиям энергонезависимой памяти. Сегодня на рынке существуют различные классы устройств памяти, занимающие отдельные ниши для применения. Однако остро ощущается необходимость появления устройств нового типа. Полупроводниковая индустрия ведет поиск так называемой «идеальной памяти». Такая память должна сочетать в себе быстроту динамической памяти (DRAM⁶) и энергонезависимость флэш-памяти, обладая при этом высокой информационной емкостью, низким энергопотреблением, дешевизной и иметь хорошие предпосылки к скейлингу – уменьшению размеров ячейки вместе с уменьшением минимальных топологических размеров, обеспечиваемых литографическими методами.

В настоящее время лидером на рынке энергонезависимых устройств является флэш-память. Механизм записи в таких устройствах основан на инжекции горячих носителей заряда из канала транзистора на плавающий затвор (обычно это тонкий слой металла внутри подзатворного диэлектрика), т.е. фактически в диэлектрике реализуется предпробойный режим, что накладывает ограничения на число циклов переключения и скорость записи. Согласно прогнозам, концепция плавающего электрода является оправданным технологическим решением вплоть до уровня минимальных технологических размеров – 45 нм. Основной проблемой дальнейшего скейлинга становится противоречие между необходимостью уменьшения толщи-

⁶ DRAM —dynamic random access memory.

ной диэлектрика и сохранением величины заряда на плавающем электроде. Ожидается, что на смену флэш-памяти в ближайшей перспективе придут другие технологические решения, обеспечивающие лучшую способность к скейлингу параметров и более высокие эксплуатационные характеристики. Среди основных кандидатов можно назвать сегнетоэлектрические запоминающие устройства (FRAM⁷), магниторезистивную память (MRAM⁸) и память на фазовых переходах (PRAM⁹).

MRAM использует эффект квантово-механического туннелирования спин-поляризованных электронов через тонкий (около 15 Å) диэлектрик, разделяющий два ферромагнитных слоя, относительная ориентация намагниченности в которых определяет состояние с высоким или низким сопротивлением ячейки. Одной из проблем MRAM-ячеек являются возможные ошибки из-за бокового распределения полей и случайного перемагничивания, в связи с чем приходится использовать проводники, закрытые специальным изолирующим экраном, фокусирующим магнитное поле только на целевую битовую ячейку. Наиболее существенным ограничением скейлинга MRAM являются также большие токи записи для генерации поля переключения, что приводит к увеличению размера чипа, потребляемой мощности и проблемам надежности, обусловленным электромиграцией.

Аналогичные проблемы, связанные с необходимостью больших токов записи и соответственно большого размера обеспечивающих их транзисторов, являются ограничениями скейлинга PRAM. Ячейка обычно состоит из одного транзистора и одного резистора (1T/1R). Программирование требует достаточно больших токов для быстрого разогрева халькогенидного элемента (под действием джоулева тепла происходит фазовый переход из аморфного состояния в поликристаллическое). Принципы организации подобного типа памяти были многократно продемонстрированы, однако потенциал скейлинга PRAM до конца не ясен, так как при уменьшении размеров ячеек и высоких плотностях тока рассеяние тепла будет приводить к нарушению работы соседних ячеек.

⁷ В англоязычной литературе в соответствии с номенклатурой полупроводниковой памяти применяется аббревиатура FRAM или FeRAM – ferroelectric random access memory, т. е. сегнетоэлектрическая память с произвольной выборкой.

⁸ MRAM — magnetoresistive random access memory.

⁹ PRAM — phase change random access memory.

В целом, FRAM имеют больший потенциал к скейлингу, чем аналоги, в связи с зарядовым принципом записи и потенциальной возможностью уменьшения толщины слоя до нескольких монослоев. Однако доля подобных устройств на рынке пока еще незначительна и не соответствует ожиданиям индустрии. Объем производства FRAM в настоящее время составляет лишь 0,0001 от объема производства DRAM или флэш-памяти.

Причиной этого явились существенные проблемы интеграции новых материалов. Появление в технологии интегральных схем многокомпонентных оксидов с высокой температурой кристаллизации и реакционной способностью компонентов, чувствительных к воздействию многих стандартных процессов микроэлектроники, значительно усложнило технологический процесс и привело к необходимости разработки десятков сопутствующих технологических операций. Технической сложностью на пути внедрения по-прежнему является также знакомая разработчикам новых материалов проблема невозможности использования для отработки процессов существующего технологического оборудования в связи с высокой вероятностью загрязнения его активными химическими элементами данных соединений. Это обстоятельство потребовало значительных вложений в строительство пилотных линий и экспериментальных заводов по производству изделий микроэлектроники. Наконец, до недавнего времени сегнетоэлектрическая память не имела продуктов, критических для отрасли как таковой (*killer application*). Как только продукт попадает в эту категорию, индустрия сосредоточивает огромные ресурсы для его доведения до требований рынка.

Рассмотрим состояние технологии и дорожные карты развития, (табл. 11.4).

В 2001 г. полупроводниковая промышленность обладала технологией получения элементов размером 130 нм, при этом размер элементов выпускаемых FRAM составлял 500 нм. За три года был продемонстрирован очень высокий темп развития и при общем уровне размеров элементов технологии 90 нм в 2004 г. размер сегнетоэлектрического элемента удалось снизить до 180 нм. К сожалению, дальше следует длительный период застоя, связанный с освоением новых конструкций и материалов. Следующая технологическая норма размера сегнетоэлектрических элементов 130 нм должна быть освоена к 2013 г., при этом полупроводниковые заводы будут работать с нормой 32 нм.

Таблица 11.4 – Динамика изменения емкости FRAM: история и прогноз

Параметр	Год производства				
	2001	2004	2013	2017	2021
Размер элемента, нм (DRAM)	130	90	32	22	11
Размер элемента, нм (FRAM)	500	180	130	90	65
Емкость FRAM					
Стандартная память	1 Mbit	64 Mbit	256 Mbit	1Gbit	4–16 Gbit
Встроенная память	32 Kbyte	2 Mbyte	8 Mbyte	32 Mbyte	128–512 Mbyte
Время выборки, нс	80	40	20	10	8–4
Время хранения при 85°C, лет	10	10	10	10	10

Далее прогнозируется четырехлетний цикл освоения новых проектных норм.

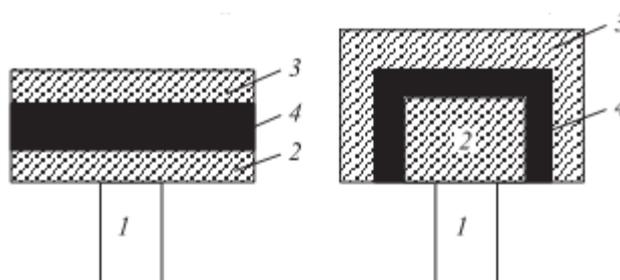
Скейлинг технологических параметров связан с решением ряда серьезных проблем в технологии FRAM (табл. 11.5).

Таблица 11.5 – Изменение требований к технологии FRAM

Параметр	Год производства				
	2001-2004	2005-2012	2013-2016	2017-2020	2021-2024
Размер элемента, нм	500	180	<i>130</i>	90	65
Конденсаторная структура	Stacked	Stacked	<i>Stacked</i>	3D	3D
Напряжение, В	3.0	1.5	<i>1.2</i>	<i>1.0</i>	0.7
Минимальный заряд переключения, $\mu\text{C}/\text{cm}^2$	4.4	13.5	<i>34.0</i>	30.0	30.0
Число циклов переключений	10^{12}	10^{14}	<i>10^{15}</i>	$>10^{16}$	$>10^{16}$

Примечание. Курсивом выделены позиции, где решение известно, но требует проведения исследований; жирным шрифтом выделены позиции, где решение пока неизвестно.

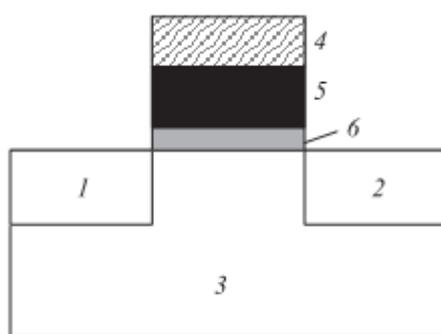
Главная задача на ближайшую перспективу – улучшение параметров сегнетоэлектрика в конструкции ячейки, в которой сегнетоэлектрический конденсатор формируется над транзисторными структурами (stacked-конструкция, рис. 11.6,а), а в отдаленной перспективе – освоение трехмерных (3D) конструкций ячейки (рис. 11.6,б).



1 – W-контакт (W-plug), 2 – нижний электрод,
3 – верхний электрод, 4 – сегнетоэлектрик

Рисунок 11.6 – Конструкции сегнетоэлектрического конденсатора в ячейках памяти FRAM. а – stacked-структура, б – 3D-структура

Исторически в первом варианте FRAM в качестве подзатворного диэлектрика использовался сегнетоэлектрик (такая ячейка, состоящая только из одного транзистора, в современной классификации обозначается 1Т). Изменение состояния поляризации сегнетоэлектрика приводит к модуляции поверхностного потенциала полупроводника и соответственно к открытию или закрытию проводящего канала МСЭП (металл-сегнетоэлектрик-полупроводник) транзистора (рис. 11.7). Это самый лучший способ организации запоминающих устройств: он обеспечивает наименьший формфактор ячейки, а чтение не требует переключения поляризации. Однако это и самый трудно реализуемый вариант: в процессе высокотемпературного осаждения сегнетоэлектрик и кремний вступают во взаимодействие, что приводит к неконтролируемым свойствам границы раздела.



1 – исток, 2 – сток, 3 – кремний (подложка), 4 – металл (затвор),
5 – сегнетоэлектрик, 6 – барьерный слой

Рисунок 11.7 – МСЭП-структура 1Т-ячейки памяти

Работы в этом направлении связаны с попытками реализации прямого эпитаксиального роста сегнетоэлектрика на кремнии или с использованием барьерных слоев. Несмотря на отдельные достижения,

в целом данное направление пока далеко от производственных решений. Для предотвращения окисления кремния предпринимались также попытки выращивания фторидных сегнетоэлектриков типа $BaMgF_4$. Однако наиболее близкое к реализации решение связано с использованием очень тонких (несколько нанометров) барьерных слоев типа HfO или $LaAlO_3$ (рис. 11.7), технологию которых промышленность активно развивает для замены термического окисла.

Наибольшее распространение в настоящее время получил другой способ организации ячеек запоминающих устройств, использующие сегнетоэлектрические конденсаторы и один или несколько транзисторов, работающих в режиме ключа (например, ячейки из одного транзистора и одного конденсатора (1Т/1С), а также 2Т/2С, 6Т/4С и так называемая chain-FRAM, ячейка которой представляет собой цепочку параллельно соединенных транзисторов и конденсаторов, аналогично концепции NAND¹⁰ флэш-памяти адресной архитектуры).

Важнейшим этапом технологического цикла является осаждение тонкого слоя сегнетоэлектрика. Процесс осаждения должен обеспечивать точный контроль стехиометрического соотношения компонентов, фазового состава и кристаллической структуры. Помимо этого для обеспечения высокой степени интеграции в ближайшие годы потребуется обеспечить конформное воспроизведение рельефов с высоким аспектным соотношением. К примеру, газофазные методы осаждения зачастую плохо воспроизводят сложные рельефы из-за диффузионно-лимитированного механизма транспорта исходных компонентов (на поверхности скорость роста высокая, а на дне колодца – низкая из-за затруднений в доставке исходных химических компонентов).

Основные методы осаждения, которые отвечают требованиям полупроводникового производства, следующие: химическое осаждение из растворов, распыление в вакууме, химическое осаждение из газовой фазы, химическое осаждение из аэрозольных источников, осаждение атомарных слоев. Сравнительные характеристики методов осаждения сегнетоэлектрических слоев представлены в табл. 11.6.

С задачами контроля стехиометрического состава хорошо справляются метод химического осаждения из растворов (золь-гель-метод) и метод осаждения из аэрозольных источников. Однако классический

¹⁰ NAND и NOR – различные принципы организации флэш-памяти: NAND-тип флэш-памяти объединяет ячейки в общий массив, что дает высокую степень компоновки, в отличие от NOR-типа флэш-памяти, в которой обеспечивается прямой доступ к каждой индивидуальной ячейке. NOR-тип работает подобно компьютерной памяти, в то время как NAND-тип – подобно жесткому диску.

золь-гель-метод (нанесение центрифугированием) формирует планарную поверхность, а его разновидность – аэрозольное осаждение обеспечивает хорошее воспроизведение субмикронных рельефов. Еще более перспективным для нанесения на сложные топографические рельефы является метод ALD, который в настоящее время интенсивно разрабатывается для осаждения многокомпонентных оксидов.

Таблица 11.6 – Сравнительные характеристики методов осаждения сегнетоэлектрических перовскитов

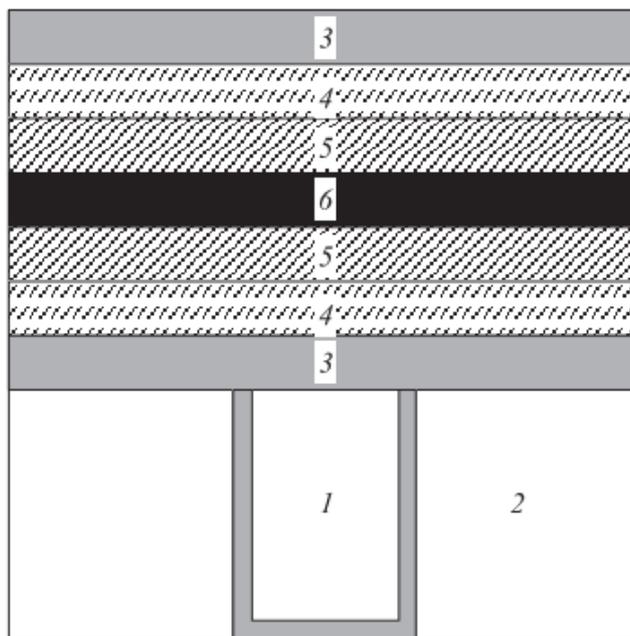
Метод осаждения	Контроль стехиометрического состава	Конформность воспроизведения рельефа	Осаждение на рельефы с высоким аспектным соотношением
CSD	Хорошо	Планаризация	Планаризация
PVD	Плохо	Плохо	Плохо
CVD	Плохо	Удовлетворительно	Плохо
MSCSD	Хорошо	Хорошо	Хорошо
ALD	Плохо	Хорошо	Очень хорошо

Примечание. Планаризация – выравнивание топографического рельефа поверхности полупроводниковой пластины, аспектное соотношение отношение глубины рельефа к ширине зазора.

Последовательность технологических операций при изготовлении FRAM позволяет использовать стандартный КМОП-процесс. Сначала реализуется обычный высокотемпературный процесс изготовления транзисторных структур, который завершается процессом оплавления борофосфоросиликатного стекла (BPSG). Затем идет FRAM-цикл изготовления сегнетоэлектрического конденсатора, после чего проводится стандартный низкотемпературный back-end-процесс формирования межуровневой металлизации.

Рассмотрим примеры реализации FRAM-технологии. FRAM (64 Mbit) разработки компании Texas Instruments совместно с известной фирмой Ramtron использует stacked-конструкцию сегнетоэлектрического конденсатора, формируемого над транзисторными элементами с использованием межуровневого вольфрамового контакта (W-plug), как это показано на рис. 11.8. Вольфрам очень подвержен окислению, поэтому сверху его покрывает барьерный слой TiNAl. Он же служит адгезионным слоем для последующего слоя Ir, который предотвращает окисление Ti. Затем следует слой оксида иридия, ко-

торый и контактирует со слоем цирконата-титаната свинца (PZT). Похожую систему электродов использует компания Samsung с тем отличием, что к PZT-слою прилегает слой Pt, оказывающий ориентирующее действие.



1 – W-plug, 2 – изолирующий диэлектрик (SiO_2 /BPSG),
 3 – барьерный и адгезионный слой (TiAlN), 4 – барьерный слой (Ir),
 5 – контактный слой (IrO_x /Pt), 6 – сегнетоэлектрик

Рисунок 11.8 – Гетероструктура stacked-сегнетоэлектрического конденсаторного элемента ячейки памяти FRAM

Компания Matsushita разрабатывает процесс интеграции SBTN ($\text{SrBi}_2(\text{Ta}_x\text{Nb}_{1-x})_2\text{O}_9$) – материала, который, как известно, не обладает эффектом усталости, но требует более высоких температур кристаллизации. В качестве электродов используется похожая комбинация слоев: W-plug-TiN-Ir-IrO₂-Pt. Непосредственный контакт с сегнетоэлектриком обеспечивает слой Pt толщиной 100 нм, который, так же как и в случае с PZT, оказывает ориентирующее воздействие при формировании кристаллической структуры SBTN. Снизу и сверху конденсатор защищается барьерным слоем для предотвращения деградации сегнетоэлектрика в ходе последующих технологических операций в водородсодержащей атмосфере.

В отличие от большинства производителей компания Toshiba использует chain-архитектуру, в которой ячейка состоит из соединенных параллельно транзистора и сегнетоэлектрического конденсатора. Для увеличения емкости два конденсатора треугольной формы рас-

полагаются на едином нижнем электроде. В настоящее время это самая быстрая память с самым низким энергопотреблением. Достигнутые характеристики открывают новые важные для отрасли потенциальные рынки (продукт попал в список наиболее перспективных достижений отрасли «killer application»). В частности, сообщается об их использовании в качестве кэш-памяти для твердотельных и магнитных накопителей, что позволяет увеличить скорость выполнения программ в 1,5 раза.

В России первые образцы FRAM были созданы в начале 90-х годов (совместная разработка ОАО «Микрон» и МИРЭА). Были использованы ячейка 6Т/2С и 3 *mic*-процесс для создания конденсаторов, формируемых золь-гель-методом с использованием уникального электрохимического метода синтеза исходных растворов. Однако в серийное производство разработанные образцы FRAM не пошли в связи с изменениями ситуации в стране.

В настоящее время в связи с реконструкцией отечественных заводов по производству микроэлектроники вновь отмечается интерес к FRAM-технологиям со стороны производителей интегральных схем. В совместной разработке ОАО «Ангстрем» и МИРЭА используется процесс «кремний на сапфире», при этом удалось сохранить достаточно высокие параметры PZT-слоя (поляризация 40 мкС/см², коэрцитивное напряжение 1 В).

На рынке FRAM наблюдался достаточно длительный период, в течение которого отрасль не могла преодолеть барьер 180 нм для минимального размера сегнетоэлектрического элемента, что связано с интеграцией в полупроводниковые технологии новых материалов. Недавно были достигнуты чрезвычайно высокие скоростные характеристики FRAM при малом энергопотреблении, открывающие перспективы их широкомасштабного использования в мобильных устройствах.

В настоящее время и в ближайшей перспективе будут использоваться структуры типа *stacked* с постепенным переходом к 3D-элементам. Для формирования сегнетоэлектрических пленок по-прежнему будут использоваться методы химического осаждения из растворов и газовой фазы. Однако уменьшение размеров элементов приведет к необходимости использования методов, обеспечивающих лучшую конформность воспроизведения рельефа, таких как химическое осаждение из аэрозольных источников и метод атомного осаждения слоев. Дальнейшее уменьшение размеров элементов и толщи-

ны сегнетоэлектрика, возможно, приведет к необходимости использования прямого эпитаксиального роста сегнетоэлектрических перовскитов на кремнии и создания транзисторных структур с подзатворным сегнетоэлектриком.

В 2012 г. достигнут предел миниатюризации запоминающих устройств: американским и немецким физикам удалось записать и считать информацию с магнитной ячейки размером в 12 атомов, используя феномен антиферромагнетизма.

Совместная исследовательская группа IBM и немецкого Центра лазеров на свободных электронах (CFEL) сконструировала самую маленькую в мире ячейку магнитной памяти, используя всего 12 атомов (рис. 11.9) для записи одного бита. Для записи одного байта, состоящего из 8 бит, было использовано восемь таких ячеек, или 96 атомов. Для сравнения, на запись одного байта жесткие диски, эксплуатируемые в современных компьютерах, «расходуют» около полумиллиарда атомов.



Рисунок 11.9 – Ячейка магнитной памяти из 12 атомов железа

Создать самую миниатюрную ячейку памяти удалось с помощью СТМ. Зонд СТМ, позволяющий не только регистрировать, но также изменять магнитные свойства проводника на уровне узлов кристаллической решетки, был использован в качестве считывающего и записывающего устройства, носителем же информации выступили атомы железа, сгруппированные на подложке из нитрида меди в двухрядные блоки по шесть атомов в каждом ряду.

Игла СТМ, на которую подается потенциал, может менять магнитную конфигурацию такого блока (при этом двум её возможным вариантам ставятся в соответствие «единица» или «ноль»). Считыва-

вать конфигурацию можно, подавая на иглу более слабый импульс. Восемь таких блоков, или однобайтный домен, занимают площадь 4×16 нм, что в сотни раз меньше, чем байтные блоки на поверхности современных жестких дисков.

Магнетики из 12 атомов демонстрируют предсказуемое изменение магнитной конфигурации при температуре 5 К, но авторы статьи рассчитывают, что вскоре удастся достичь устойчивого поведения магнитных доменов из 200 атомов уже при комнатной температуре.

Использование авторами такого экзотичного феномена, как антиферромагнетизм, для создания самого миниатюрного устройства памяти можно действительно назвать новаторским. В антиферромагнетиках магнитные моменты отдельных частиц ориентированы не параллельно в одном направлении, а навстречу друг другу, что позволило уменьшить размер отдельного намагниченного участка до рекордных 12 атомов, не опасаясь за магнитное взаимодействие с соседними атомами внутри проводника. Внутри классических ферромагнетиков, используемых в жестких дисках, размер минимально устойчивого магнитного пятна составляет уже несколько сотен миллионов атомов, и его дальнейшее уменьшение невозможно, так как вероятность распада домена экспоненциально увеличивается.

По сути группа IBM-CFEL опытным путем установила предельно минимальный размер электромагнитного устройства памяти, работа которого еще описывается законами классической электродинамики. Уменьшать его дальше, оставаясь в пределах классической теории, невозможно: в действие вступают квантовые эффекты, размывающие хранимую в ячейках информацию. Самую миниатюрную атомную ячейку памяти можно использовать как удобный испытательный полигон для контролируемого перехода от классической к квантовой электронике и обкатке смешанных классическо-квантово-механических устройств памяти.

Именно с последними связывают дальнейший прогресс в миниатюризации устройств хранения информации, начавшийся с использования гигантского магниторезистивного эффекта в считывающих головках современных жестких дисков, когда дальнейшее уплотнение информации на ферромагнитных носителях считалось уже физически невозможным. Возможно, антиферромагнетики произведут еще одну революцию в миниатюризации устройств электронной памяти, так как чисто квантовые устройства памяти остаются пока делом весьма отдаленного будущего.

11.5. Терагерцовая щель

Одно из перспективных направлений развития современной полупроводниковой техники связано с освоением так называемой терагерцовой щели – области электромагнитного спектра, лежащей примерно в диапазоне от 0,5 до 20 ТГц. Создание передатчиков и приемников, работающих в этом диапазоне частот, позволит улучшить параметры не только систем военного и аэрокосмического назначения, но и оборудования гражданского назначения. Однако до последнего времени отсутствие устройств генерации, приема, обработки и ввода-вывода излучения терагерцовых сигналов препятствовало освоению миллиметрового диапазона длин волн. Это побудило Управление перспективных исследований Министерства обороны США (DARPA) открыть ряд проектов по созданию субмикроволновых монолитных интегральных микросхем (sMMIC) на основе наноразмерных транзисторов и по разработке методов их объединения для ввода и вывода излучения и прецизионной метрологии.

Терагерцовая щель с одной стороны граничит с СВЧ-областью, где господствуют высокочастотные полупроводниковые приборы, с другой стороны – с областью ИК-излучения, где используются оптические приборы (рис. 11.10). В результате в этой спектральной «щели» плохо работают как радиофизические методы обработки сигнала, так и оптические. Но устройства на частотах терагерцовой щели могут найти применение в разнообразных областях – от медицины (в первую очередь в онкологии и стоматологии) и метеорологии до систем связи и безопасности (поиск и обнаружение взрывчатых веществ). Перевод спутниковой, как и пользовательской аппаратуры, на новый диапазон позволит резко повысить пропускную способность систем связи государственного, военного и специального назначения. И хотя сегодня ТГц-технология используется в основном в перспективном военно-космическом оборудовании, в будущем она может стать доступной для любой области применения. Но для этого необходимо располагать эффективными средствами генерации, регистрации, обработки и ввода-вывода излучения сигналов на терагерцовой частоте. И здесь особое место занимают программы DARPA по созданию технологии и приборов sMMIC. Важным результатом этих программ должно стать не только появление компонентов и sMMIC для таких перспективных приложений, как терагерцовые средства связи и РЛС, но и рост применения усовершенствованных приборов

на соединениях III-V в схемах и системах более привычных сегодня частот СВЧ- и миллиметрового диапазонов.

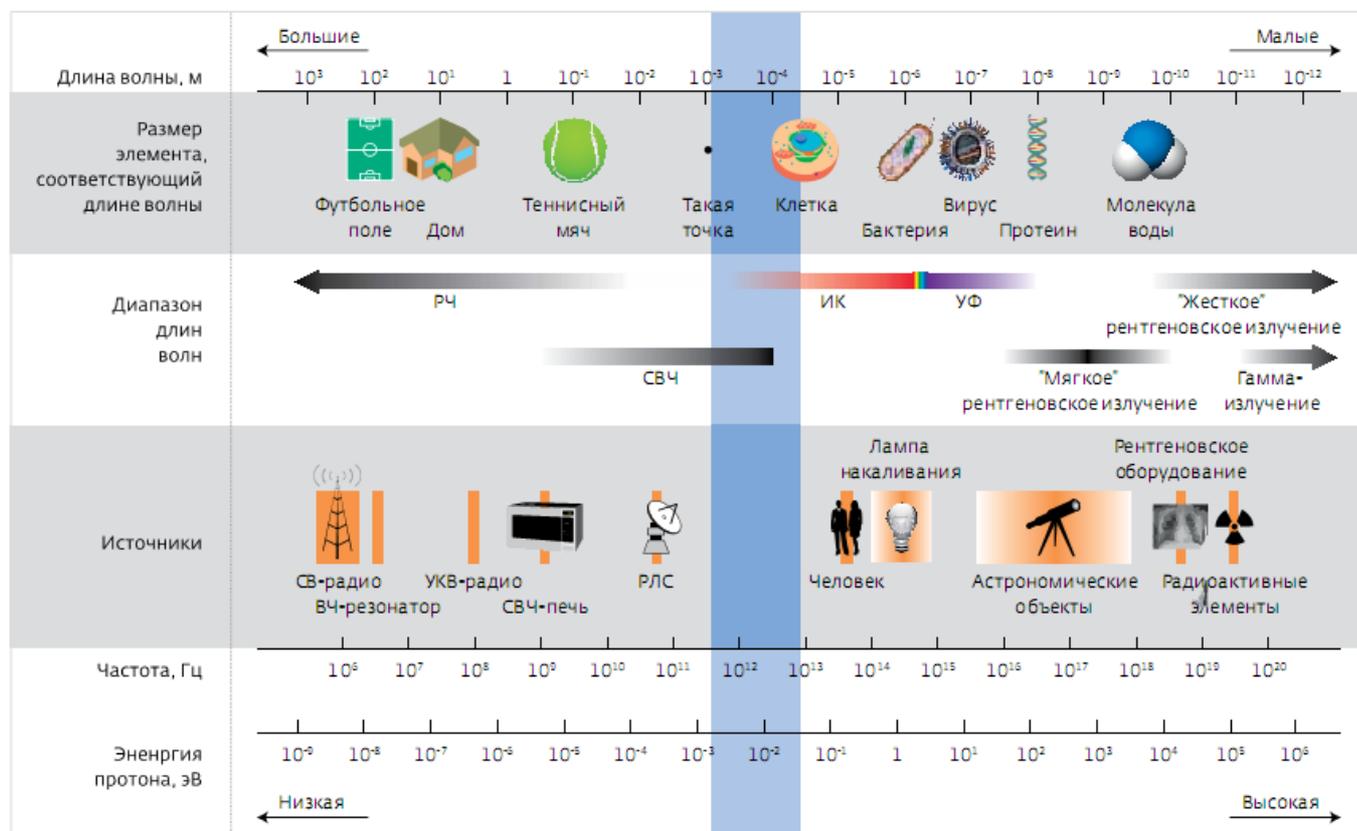


Рисунок 11.10 – Электромагнитный спектр

Первоначально DARPA открыла две программы: в феврале 2006 года проект SWIFT¹¹ и затем TFAST¹². В ходе проведения этих проектов для реализации электронных систем, работающих в субмиллиметровом диапазоне длин волн, были предложены принципиальная схема и параметры трансивера с улучшенными шумовыми характеристиками (рис. 11.11). При разработке элементной базы основное внимание уделялось биполярным гетеротранзисторам и полевым транзисторам с высокой подвижностью электронов (HBT и HEMT) на InP, при создании микросхем – формированию высокоскоростных межсоединений и встроенных волноводов с малыми потерями на терагерцовых частотах.

Разработка InP HBT и HEMT по проектам SWIFT и TFAST доказала возможность создания полупроводниковых приборов, работающих на частотах терагерцового диапазона. Фаза I программы SWIFT

¹¹ Sub-millimeter Wave Imaging Focal Plane Technology – получение изображений в субмиллиметровом диапазоне

¹² Technology for Frequency Agile Digitally Synthesized Transmitters – технологии передатчиков с синтезируемой цифровыми методами быстрой перестройкой частоты

предусматривала разработку усилителей и приемников на частоту 340 ГГц. Твердо установленного правила определения максимальной частоты генерации транзистора, необходимой для обеспечения частоты разрабатываемой на его основе схемы, не существует. Поэтому практически ее значение выбирается в 1,5–2 раза выше рабочей частоты схемы. Таким образом, для микросхем, отвечающих требованию фазы I программы SWIFT, необходимы были транзисторы с предельной частотой генерации ~1 ТГц и выше.

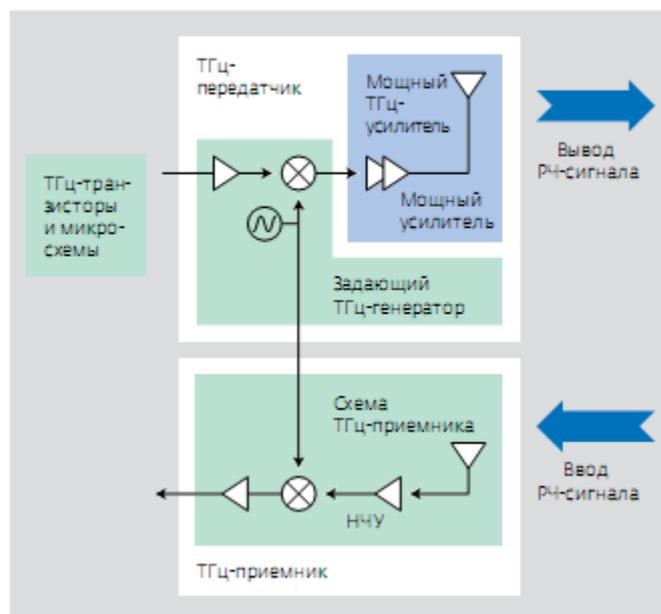


Рисунок 11.11 – Структура терагерцового трансивера с улучшенными шумовыми характеристиками

Для демонстрации возможностей созданных InP НЕМТ на их основе была выполнена sMMIC трехкаскадного малошумящего усилителя с общим истоком. Коэффициент усиления микросхемы на частоте 300 ГГц превышал 18 дБ, на частоте 340 ГГц – 15 дБ.

Наряду с терагерцовыми InP НЕМТ успешно развивались и InP НВТ. Работы в этом направлении в основном проводились по программе TFAST, цель которой состояла в разработке транзисторов с предельной частотой генерации 500 ГГц и создании на их основе sMMIC. При этом выход годных приборов должен составлять 50–60%. Выбор НВТ-технологии основан на таких характеристиках НВТ, как высокие значения пробивного напряжения и быстродействия, а также малые шумы, благодаря которым возможна реализация платформы, содержащей все элементы приемника и передатчика на одном кристалле. А это, в свою очередь, позволяет обойтись без волноводов для соединения блоков микросхемы и тем самым уменьшить размер

корпуса и сократить потери в соединениях. К тому же создание малошумящих на терагерцовых частотах активных элементов приводит к повышению чувствительности приемника.

Увеличения рабочей частоты НВТ добились в первую очередь за счет уменьшения размеров транзисторов. Сегодня эта задача казалась бы простой, если бы при этом не надо было обеспечить хорошее контактное сопротивление и малые паразитную емкость и токи утечки структуры. Для реализации микросхем цифровых устройств с рабочей частотой 150–480 ГГц и усилителей с частотой от 245 ГГц до 1 ТГц была разработана дорожная карта развития InP НВТ-технологии, определившая правила масштабирования транзисторов от 512 до 64 нм. Как следует из дорожной карты, самая сложная проблема – резкий рост плотности тока (или нагрева схемы) с уменьшением размеров элементов. Одно из решений этой проблемы, принятое компанией, – изменение ширины переходов НВТ обратно пропорционально квадрату ширины полосы пропускания транзистора. При приемлемых допущениях, касающихся изоляции прибора и толщины подложки, это решение смогли грубо преобразовать в закон масштабирования с сохранением теплового сопротивления прибора (приемлемого увеличения температуры перехода). Таким образом, было установлено, что выбор горизонтальных размеров элементов транзистора (ширины эмиттера) – важнейшее условие получения постоянной плотности тока и контроля теплового сопротивления, необходимых для решения задач программы TFAST.

В соответствии с дорожной картой создан двойной биполярный гетеротранзистор (ДНВТ) третьего поколения с эмиттером шириной 256 нм. Согласно данным измерения S-параметров негерметизированного прибора, его предельная частота усиления составляла 378 ГГц, предельная частота генерации – 808 ГГц, напряжение пробоя V_{CE0} – 4 В. Размеры эмиттера – $0,25 \times 4$ мкм. Потребляемая мощность – 105 мВт при напряжении смещения $-4,4$ В.

Возможность изготовления терагерцовых приемников и передатчиков на основе разработанных ДНВТ была подтверждена на примере относительно простых микросхем:

- малошумящего усилителя с коэффициентом усиления 9 дБ в диапазоне 280–300 ГГц и оценочным коэффициентом шума 11,3 дБ;
- усилителя задающего генератора с оценочным коэффициентом усиления 7 дБ на 300 ГГц;

- генераторов фиксированной частоты на 300, 320 и 350 ГГц с выходной мощностью 312, 205 и 120 мВт, соответственно, при КПД 6,1%;
- ГУН на частоту 300–500 ГГц с диапазоном перестройки частоты 10%;
- делителей частоты, работающих в полосе 270–370 ГГц при входной РЧ-мощности 0 дБм;
- балансный смеситель с накачкой на субгармонике с понижением частоты для спектрометров. При оптимальном смещении измеренная выходная мощность смесителя составляла -6,2, -5,6 и -19,2 дБм на частоте 310,2; 412,9 и 573,1 ГГц, соответственно, при PDC ≤ 115 мВт.

Как видно, созданные микросхемы на частоту более 300 ГГц содержат как обычные СВЧ-компоненты с распределенными параметрами (малошумящий и мощный усилители), так и аналоговые блоки (одночастотный генератор, ГУН, делитель частоты). При этом для объединения аналоговых блоков с сосредоточенными параметрами нужны межсоединения с малыми паразитными параметрами и временем задержки, тогда как для усилителей – микрополосковые линии передачи сигнала. Эти задачи были решены с помощью трехуровневой металлизации, два нижних слоя которой служат для формирования межсоединений аналоговых блоков (рис. 11.12).

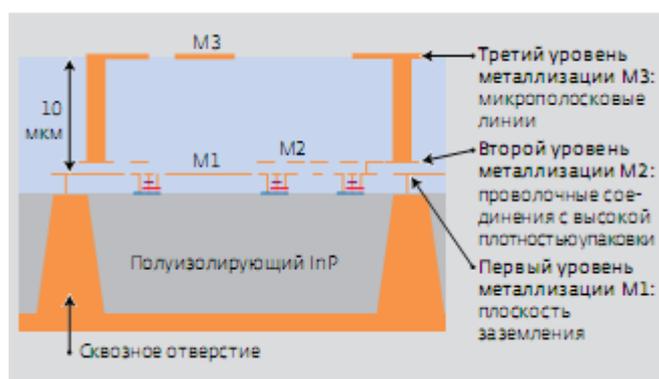


Рисунок 11.12 – Трехслойная металлизация, используемая для формирования межсоединений ТГц-микросхемы на InP НВТ

Эти два уровня металлизации разделены слоем бензоциклобутена (BCB) толщиной 1 мкм. Третий уровень металлизации, отделенный от двух нижних слоев BCB толщиной 10 мкм, предназначен для формирования линий передачи сигналов блоков с распределенными параметрами. Применение BCB (диэлектрика с низкой диэлектрической проницаемостью) в качестве основы микрополосковых линий

позволило изолировать РЧ-сигналы от подложки микросхемы и тем самым увеличить ее толщину и, следовательно, повысить робастность схемы. Для упрощения монтажа прибора, что особенно важно при сборке микросхемы в волноводный корпус, с обратной стороны подложки были созданы сквозные отверстия (TSV).

Успехи, достигнутые в ходе проведения программ SWIFT (фазы I) и TFAST, стимулировали открытие в апреле 2011 г. новой амбициозной программы DARPA – Terahertz Electronics (терагерцовая электроника (табл. 11.7). Программа предусматривает разработку и демонстрацию материалов и технологии производства транзисторов и микросхем приемников и задающих генераторов терагерцовых частот, а также малогабаритных эффективных модулей мощных усилителей с масштабированными вакуумными приборами.

Таблица 11.7 – Задачи программы Terahertz Electronics

Параметр	Фаза I	Фаза II	Фаза III
Рабочая частота, ГГц	670	850	1030
Выходная мощность задающего генератора, дБм	4	2	0
Фазовый шум задающего генератора, дБс/Гц	-33	-30	-27
Ширина полосы модуляции задающего генератора, ГГц	15	15	15
Скорость изменения частоты, ГГц/мс	15	15	15
Коэффициент шума приемника, дБ	12	12	12/12
Мгновенная ширина полосы пропускания частот приемника, ГГц	15	15	15
Выход годных приборов, %	50	50	50

Разрабатываемая InP НВТ-технология позволит создать большой класс РЧ-устройств и систем смешанной обработки сигнала для оборудования Министерства обороны.

Исследования InP НВТ-технологии активно ведут специалисты Университета штата Иллинойс. На конференции CS ManTech 2011 они сообщили о создании InP/GaAsSb DHBT с размером эмиттера $0,3 \cdot 8 \text{ мкм}^2$, предельной частотой усиления по току f_T 680 ГГц и предельной частотой генерации f_{max} 175 ГГц при комнатной температуре.

При температуре -37°C значения этих частот составили 745 и 205 ГГц, соответственно. Напряжение транзистора BVCEO равно 3 В при токе 1 кА/мм².

В структуре транзистора база с плавным изменением удельного сопротивления выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии при оптимизированных условиях роста, способствующих более высокой концентрации примеси углерода и улучшению качества границы раздела база-эмиттер. Паразитные параметры транзистора уменьшены благодаря самосовмещенному меза-травлению области база-коллектор.

Руководители ведущих компаний-исполнителей программы Terahertz Electronics высказывают единодушное мнение, что одна из основных ее проблем – реализация эффективных соединений как элементов ТГц-схем, так и самих схем с приемлемыми потерями и шириной полосы. Это потребует разработки методов подключения тонкопленочных микрополосковых линий к НВТ с помощью сквозных отверстий с малыми потерями и создание воздушных мостов и копланарных волноводов для объединения НЕМТ.

В ходе программы Terahertz Electronics ведется исследование коаксиальных зондовых соединений, изготавливаемых МЭМС методами микрообработки, а также интегрируемых дипольных соединений с вносимыми потерями менее 2 дБ и полосой пропускания более 70 ГГц на частоте 1,03 ТГц. Пример успешного объединения компонентов терагерцевых микросхем – пятикаскадный малошумящий усилитель с копланарным волноводом компании Northrop Grumman. Коэффициент шума усилителя на частоте 670 ГГц составляет 13 дБ при коэффициенте усиления 7 дБ. Показано, что в десятикаскадном варианте усилителя коэффициент усиления может достигать 30 дБ.

Интерес к нитриду галлия обусловлен возможностью создания транзисторов значительно более высокой частоты и с большим размахом напряжения, чем у разрабатываемых в соответствии с Международной дорожной картой полупроводниковой технологии (IRST) кремниевых КМОП-схем с 25-нм топологическими нормами. Критерий качества Джонсона (Johnson Factor of Merit, JFoM), или произведение предельной частоты f_t на напряжение лавинного пробоя, GaN-транзисторов превышает 5 ТГц·В против 0,3 ТГц·В для 25-нм КМОП-микросхем. Хорошо известно, что значение удельной мощности, отнесенной к площади элемента, GaN-приборов больше, чем арсенид-галлиевых или кремниевых (рис. 11.13).

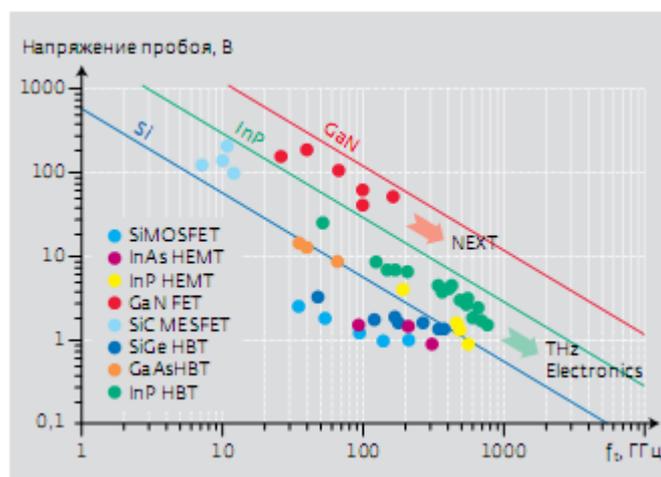


Рисунок 11.13 – Иллюстрация достижимого критерия качества Джонсона (JFoM) различных полупроводниковых приборов

Высокое пробивное напряжение GaN-приборов было основным параметром, стимулировавшим в 2002 г. инициативу DARPA по освоению технологии широкозонных полупроводников для создания СВЧ-усилителей мощности. В ходе проведения этой программы, в которой приняли участие такие ведущие разработчики твердотельной электроники, как Raytheon, Cree, TruQuint, NGST, BAE Systems, Nitronex и ряд университетов, были созданы GaN HEMT с относительно большим зазором между затвором и истоком (> 100 нм) и высоким пробивным напряжением (~ 100 В). Многие были сделаны и для коммерциализации приборов на GaN. На заводе компании Cree уже более года выпускаются микросхемы на пластинах диаметром 100 мм. О производстве GaN-приборов на пластинах такого диаметра сообщает и компания TruQuint.

Однако в ходе проведения программы WBGs получить высокую рабочую частоту без ухудшения пробивного напряжения, т.е. получить достаточно высокое значение критерия качества Джонсона, не удалось. К тому же, практически все современные GaN HEMT представляют собой транзисторы, работающие в режиме обеднения (DHEMT), тогда как для систем смешанного сигнала, так же как и для военной аппаратуры, необходимы транзисторы, работающие в режиме обогащения (EHEMT). Не была отработана и технология изготовления с высоким выходом годных относительно больших интегральных микросхем, содержащих сотни тысяч GaN-транзисторов на кристалле.

Одна из основных проблем, которую необходимо решить для создания GaN-транзисторов миллиметрового диапазона, – отказ от стан-

дартной труктуры, в которой для получения достаточно большой плотности носителей в канале используется барьерный слой AlGaN толщиной 20 нм и больше. Этот слой приводит к увеличению зазора между металлическим электродом затвора и каналом и в результате ухудшает эффективность модуляции носителей. Для ослабления этого эффекта зачастую углубляют затвор, но это вызывает свои проблемы.

Сегодня существуют три структуры, которые пригодны для создания ТГц GaN HEMT (рис. 11.14):

- гетероструктура InAlGa/GaN;
- GaN/AlGaN с азотной полярностью;
- AlN/GaN.

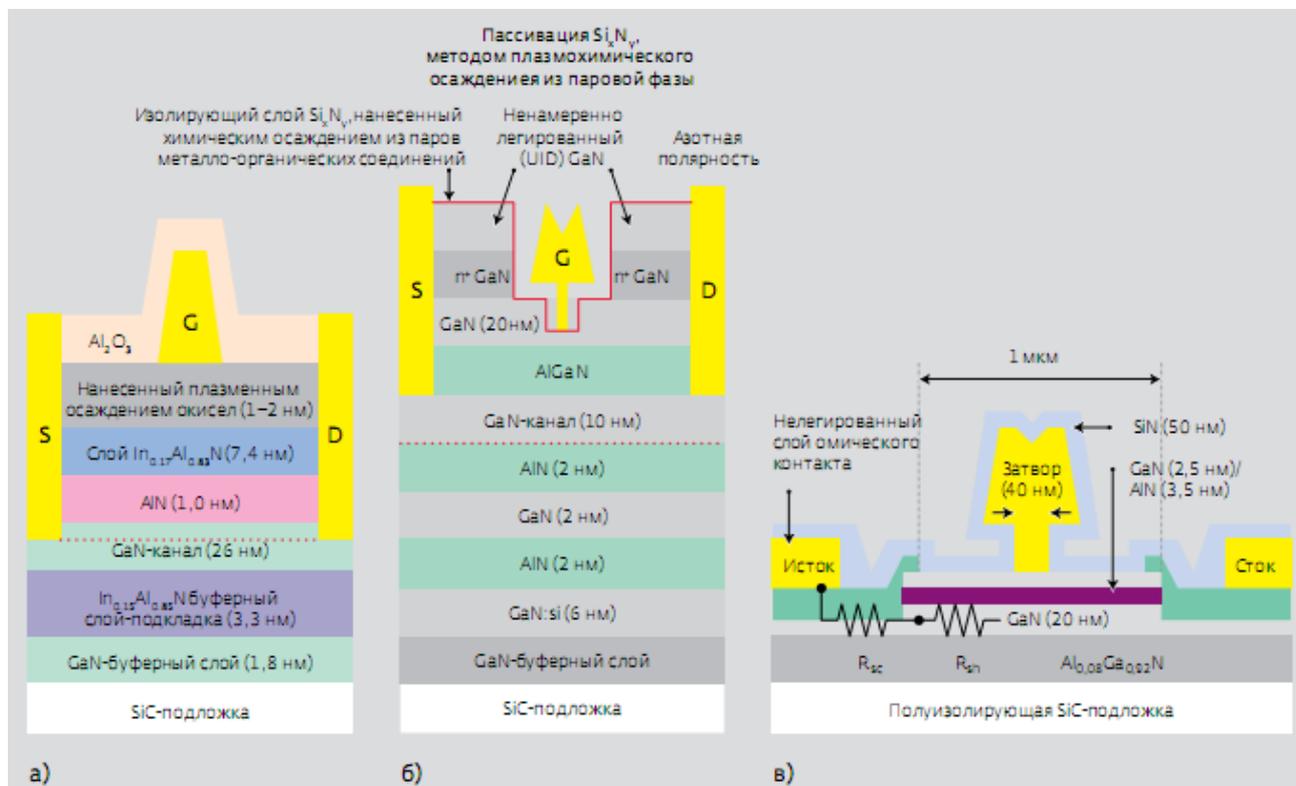


Рисунок 11.14 – Структуры GaN HEMT миллиметрового диапазона, разрабатываемые по программе NEXТ: а) InAlN/GaN; б) с азотной полярностью и в) AlN/GaN

Для InAlGa/GaN HEMT характерна чрезвычайно высокая плотность носителей в канале и подавление эффектов короткого канала без углубления затвора. Эта структура привлекает многих разработчиков терагерцовых GaN HEMT. Сегодня значения f_t и f_{max} транзисторов с такой структурой составляют 300 ГГц. Это значение частоты достигнуто за счет:

- уменьшения длины канала до 30 нм;
- уменьшения вертикальных размеров транзистора, что позволило сократить влияние эффектов короткого канала и увеличить эффективность модуляции электронов канала;
- применения барьерного слоя толщиной всего в 9 нм и дополнительного InGaN-барьера толщиной 3,3 нм, расположенного под GaN-каналом;
- проведения операции обработки кислородной плазмой до нанесения электрода затвора, позволяющей благодаря отсутствию дисперсии активной межэлектродной проводимости увеличить частоту транзистора, по крайней мере, на 30%.

Одно из основных достоинств НЕМТ на основе структуры GaN/AlGaN с азотной полярностью – формирование двумерного электронного газа поверх слоя AlGaN. Это позволяет обойтись без верхнего нитридного барьерного слоя и тем самым уменьшить сопротивление нелегированного омического контакта до 0,027 Ом·мм. К тому же, нижний слой AlGaN, вызывающий формирование двумерного электронного газа, улучшает ограничение канала, что приводит к увеличению выходного сопротивления субмикронных приборов. Появление транзисторов с такой структурой сдерживали трудности выращивания высококачественных пленок нитрида галлия с азотной поляризацией. Однако работы ученых Калифорнийского университета в Санта-Барбаре позволили создать НЕМТ с $f_t = 163$ ГГц при длине затвора 100 нм. Разработчики считают, что f_{max} при длине затвора 70 нм составит 310 ГГц.

Третий тип НЕМТ – транзисторы с объединенными слоями AlN и GaN – привлекают внимание благодаря возможности создания микросхем с высоким уровнем интеграции. Благодаря большой разнице в степени поляризации этих двух нитридов плотность носителей канала превышает 2×10^{13} см⁻², и в результате поверхностное сопротивление при комнатной температуре равно 150–180 Ом/кв. Наличие AlN-барьерных слоев в таких структурах позволяет ослабить влияние эффекта короткого канала. Значения f_t и f_{max} НЕМТ с длиной затвора 60 нм, созданных в Национальном институте информационной и связанной технологии Японии, составляют 107 и 133 ГГц, соответственно.

Задачи выбора структуры и создания перспективных терагерцевых GaN-транзисторов и должна решить новая программа DARPA – NEXT (Nitride Electronic neXt-generation Technology), которая была начата в конце 2008 г.. Цель программы – разработка поистине "рево-

люционной" технологии нитрида галлия, которая позволит получить одновременно высокие значения рабочей частоты (до 500 ГГц) и пробивного напряжения ($JF_{oM} > 5 \text{ ТГц}\cdot\text{В}$). Разработанная технология должна обеспечить производство с высоким выходом годных высоконадежных схем, содержащих на кристалле до 1000 или даже более E/DHEMT. Выполнение требований программы должно быть подтверждено результатами контрольных испытаний, проводимых по принципу "годен-не годен". Особо оговаривается, что в ходе проведения программы не допускается простое совершенствование существующих технологических приемов. В результате, как отмечает старший научный сотрудник компании TriQuint доктор Пауль Сойнир, NEXТ-технология позволит создать GaN-схемы, отличающиеся от современных приборов так же, как современные компьютеры от компьютеров 1980-х г.

Программа разбита на три фазы (табл. 11.8). Фаза I, на которую отведено два года, предусматривает разработку процессов создания E/DHEMT с высокими значениями частоты и критерия качества JF_{oM} , пригодных для реализации промышленного производства. В ходе программы должна быть продемонстрирована возможность объединения созданных транзисторов в логическую микросхему с низким уровнем интеграции (до 10 транзисторов). Фаза II, рассчитанная на полтора года, ставит задачи улучшения характеристик созданных HEMT и объединения их в микросхемы со средним уровнем интеграции (до 100 транзисторов). Фаза III должна завершиться через год после начала, при этом выход годных приборов должен быть существенно улучшен и реализованы микросхемы достаточно высокого уровня интеграции (до 1000 транзисторов).

На конференции IEDM 2010 компания DARPA сообщила о создании HEMT с длиной канала 40 нм и рекордными значениями f_t и f_{max} – 220 и 400 ГГц, соответственно. По утверждению разработчиков, высокие значения частоты получены благодаря существенному уменьшению горизонтальных размеров элементов транзистора и сокращению времени задержки стока. Согласно результатам анализа характеристик транзистора, подвижность электронов возросла на 24% при изменении напряжения стока с 1 до 5 В, а крутизна увеличилась на 22% – с 926 до 1130 мС/мм. Впечатляют и характеристики по постоянному току: сопротивление во включенном состоянии составляет всего 0,81 Ом·мм, ток стока достигает 1,61 А/мм, напряжение пробоя 9 В и крутизна – 723 мС/мм.

Таблица 11.8 – Заданные программой NEXТ параметры E/DHEMT

Параметр	Фаза I	Фаза II	Фаза III
DHEMT			
f_T , ГГц	300	400	500
F_{max} , ГГц	350	450	550
JFOM ¹	5	5	5
EHEMT			
f_T , ГГц	200	300	400
F_{max} , ГГц	250	350	450
JFOM ¹	5	5	5
Выход годных, %			
транзисторов ²	50 ³	75 ³	95 ⁴
контрольных микросхем ⁵	30 ⁶	30 ⁷	70 ⁸
Однородность			
$\sigma(V_{TH})$, мВ	50 ³	40 ³	30 ⁴
$\sigma(f_T)$ ⁹ , ГГц	50 ³	40 ³	30 ⁴
$\sigma(f_{max})$ ⁹ , %	15 ⁶	10 ⁷	5 ⁸
Срок деградации ¹⁰ , ч	>10	>100	>1000

HEMT с двойной гетероструктурой изготовлены путем выращивания на подложке полуизолирующего карбида кремния диаметром 75 мм методом молекулярно-лучевой эпитаксии сначала слоя $Al_{0,08}Ga_{0,92}N$, затем слоя GaN-канала толщиной 20 нм, верхнего барьерного слоя, состоящего из пленок AlN толщиной 3,5 нм и GaN толщиной 2,5 нм (см. рис. 11.14,а). Омические Ti/Pt-контакты стока и истока выращивались поверх слоя GaN толщиной 50 нм с высокой концентрацией кремния (до $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), который наносился на участки канала, полученные реактивным ионным травлением верхнего барьерного слоя в парах хлора. Контакт T-образного затвора со шляпкой толщиной 40 нм формировался платиной-золотом. Транзистор пассивирован слоем нитрида кремния толщиной 50 нм, благодаря чему плотность носителей электронного газа составила $1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а подвижность – $1140 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Благодаря малой толщине верхнего слоя GaN удалось уменьшить зазор между затвором и каналом при сохранении высокой плотности электронного газа и малого тока утечки затвора.

По технологии, разрабатываемой компанией TriQuint по программе NEXТ, специалистами Университета Нотр-Дам (США) создан

DHEMT с четырехслойной $\text{In}_{0,13}\text{Al}_{0,83}\text{Ga}_{0,04}$ N/AlN/GaN гетероструктурой. Предельная частота транзистора f_t составляет 220 ГГц при ширине затвора 66 нм, плотность тока стока – 2,1 А/мм при напряжении стока – 6 В, максимальная крутизна – 548 мС/мм. По значению скорости дрейфа электронов $1,7 \cdot 10^7$ см/с, полученному на основе анализа времени задержки стока, DHEMT сопоставим с современными AlGaIn/GaN HEMT.

Эпитаксиальная структура транзистора выращена на SiC-подложке MOCVD-методом. Межа-изоляция затвора выполнена реактивным ионным травлением в парах хлора. Омические контакты формировали пленки кремния-титана-алюминия-никеля-золота, отожженные в атмосфере азота при температуре 860°C. Сопротивление контактов составило 0,36 Ом · мм. Не углубленный затвор выполнен на пленках никеля-золота. Расстояние исток–сток транзистора равно 1,6 мкм, расстояние исток–затвор – 300 нм. Для уменьшения поверхностного сопротивления пассивация прибора выполнялась в кислородной плазме. В результате поверхностное сопротивление было уменьшено с 227 до 190 Ом/кв. при увеличении поверхностной концентрации носителей с $1,5 \cdot 10^{13}$ до $1,8 \cdot 10^{13}$ см⁻². Правда, подвижность носителей при пассивации несколько уменьшилась и составила 1790 см²/В·с.

Ряд компаний исследуют пригодность технологии метаморфных HEMT (mHEMT) с InGaAs-каналами для создания терагерцовых sMMIC. Транзисторы этого типа изготавливаются на GaAs-подложке, параметры решетки которой изменяются в соответствии с требованиями к изготавливаемому активному устройству с помощью выращенной поверх нее четырехслойной буферной структуры InAlAs с плавно изменяющейся концентрацией индия. Основное достоинство mHEMT – использование GaAs-подложек, которые прочнее и дешевле InP-подложек.

Возможности mHEMT-технологии продемонстрировали специалисты Института твердотельной физики Фраунхофера (Германия), разработавшие транзисторы с длиной затвора от 100 до 35 нм. Метаморфные HEMT выращивались молекулярнопучковой эпитаксией на GaAs-пластинах диаметром 100 мм. Каналом служила пленка $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$, барьером – пленка $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$. Частота f_t транзисторов с длиной затвора 100 и 35 нм составила 220 и 515 ГГц, соответственно, предельная частота генерации f_{max} – 300 и более 700 ГГц. Контактное сопротивление стока и истока в mHEMT с длиной затвора 35 нм было

равно 0,03 Ом·мм, напряжение пробоя затвор-сток и сток-исток – 2 и 1,5 В, соответственно, максимальный ток стока – 1600 мА/мм.

Интерес представляет и mHEMT с значениями f_t и f_{max} 279 и 231 ГГц, соответственно, созданный специалистами Университета электронных технологий в Гуйлине (Китай) и Гонконгского университета науки и технологии при участии Совета по поддержке научных исследований Гонконга, компании Intel и Национального фонда естественных наук Китая. Особенность разработки – изготовление транзистора с помощью процесса химического осаждения из паровой фазы (MOCVD), пригодного для массового производства. Сейчас mHEMT в основном изготавливаются с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии, мало пригодной для крупномасштабного производства. Эпитаксиальная структура транзистора формировалась на полуизолирующей GaAs-подложке диаметром 100 мм (рис. 11.15).

Верхняя защитная "шляпка"	Ga _{0,47} In _{0,53} As	15 нм
Барьерный слой с контактом Шоттки	Al _{0,49} In _{0,51} As	25 нм
Дельта-легирование	Кремний	
Разделительный слой	Al _{0,49} In _{0,51} As	5 нм
Канал	Ga _{0,47} In _{0,53} As	25 нм
Буфер 4	BT-слой Al _{0,49} In _{0,51} As	100 нм
Буфер 3	HT-слой Al _{0,49} In _{0,51} As	200 нм
Буфер 2	HT-слой InP:C	100 нм
Буфер 1	BT-слой InP	650 нм
Зародышеобразующий слой	HT-слой InP	110 нм
Подложка	Si (001) GaAs	

LT – слой, выращенный при низкой температуре (НТ),
HT – слой, выращенный при высокой температуре (ВТ)

Рисунок 11.15 – Эпитаксиальная структура mHEMT

Концентрация электронов двумерного электронного газа составляла $4,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что соответствует подвижности носителей в канале $8740 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и поверхностному сопротивлению 156 Ом/кв .

T-образный затвор изготавливался с помощью двухэтапной электронно-лучевой литографии и химического травления слоев диоксида кремния и нитрида кремния. Затвор Шоттки выполнен на пленках титан-платина-золото, омические контакты с сопротивлением $0,02 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$ – на пленках никель-германий-золото.

Транзистор работает в режиме обеднения при пороговом напряжении 1,0–0,8 В. Такой разброс порогового напряжения обусловлен шероховатостью материала, которую разработчики намерены устранить за счет оптимизации режимов роста эпитаксиальных пленок. Максимальный ток стока транзистора составил 130 мА/мм при значениях напряжения истока $V_{GS} = 0,4$ В и стока $V_{DS} = 1,5$ В, максимальная крутизна – 1074 мС/мм при $V_{GS} = -0,25$ В и $V_{DS} = 1,0$ В.

В 2008 г. в Европе с целью разработки перспективных кремниевых биполярных транзисторов на рабочую частоту 0,5 ТГц и выше был образован консорциум промышленных фирм и научных организаций. Тогда же был начат трехлетний проект Dotfive (февраль 2008 г. – декабрь 2011 г.), рассчитанный на установление лидерства европейских производителей в области SiGe HBT-технологии и создание транзисторов для систем миллиметрового диапазона. Проект был разбит на три этапа. Первый предусматривал разработку HBT с предельной частотой 300 ГГц, второй – транзисторов на 400 ГГц, третий – освоение 500-ГГц диапазона. Бюджет проекта составляет 21,8 млн. долл., из которых 14,3 млн. долл. выделяет комиссия ЕС. В проекте, ведущий изготовитель которого – компания STMicroelectronics, принимают участие как академические институты и университеты (Линцкий университет Джонса Кеплера, Австрия, Национальная школа электроники, информационной технологии и радиосвязи Бордо, Университет Южного Парижа, Технический университет Дрездена и др.), так и крупные исследовательские институты (IMEC, Бельгия) и компании INP, GWT-TUD, Infineon Technologies (Германия), XMOD Technologies (Франция). Выбор кремния-германия в качестве исходного материала для создания терагерцовых транзисторов обусловлен его достаточно низкой стоимостью и высоким уровнем отработанности технологии.

На конференции IEDM 2010 компания INP сообщила о создании SiGe HBT с предельной частотой генерации f_{max} 500 ГГц, на основе которого был выполнен кольцевой генератор с рекордным временем задержки сигнала – всего 2 пс. Специалисты Университета Вуппетраля (Германия) и компании STM получили приз Европейской конференции по СВЧ-технике за доклад, посвященный малошумящему 160-ГГц преобразователю с понижением частоты, выполненному на основе SiGe HBT. А компания Infineon на конференции по биполярным/БиКМОП схемам и технологии, проходившей в октябре 2010 г. в

Остине, сообщила о создании делителей частоты с рабочей частотой 133 ГГц.

Последнее достижение программы Dotfive – чипсет (передатчик и приемник) для 0,82-ТГц систем воспроизведения изображения, о котором на конференции ISSCC 2011 сообщили его разработчики из Университета в Вуппетрале и компании ИНР. Чипсет содержит умножители частоты, балансные смесители с накачкой на субгармонике, усилители мощности и выполненные на одном с ними кристалле антенны.

Усилия разработчиков терагерцовой полупроводниковой технологии сегодня направлены не на разработку единичного прибора с рекордными параметрами, а на создание устройств, пригодных для массового производства. И результаты их работ уже находят применение. Компания Northrop Grummen продемонстрировала возможность изготовления с хорошим выходом годных микросхем, содержащих 25–30 транзисторных ячеек с гребенчатым затвором длиной 35 нм. Эта технология используется Лабораторией реактивного движения для изготовления приборов, работающих на более низких частотах. Таким образом, не только улучшены характеристики высокочастотных устройств, но и созданы условия для совершенствования более низкочастотных систем. Все это говорит о "зрелости" терагерцовой технологии и о том, что деньги на эти программы потрачены не зря, что особенно важно в современной сложной экономической ситуации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неволин В.К. Зондовые нанотехнологии в электронике. – М.: Техносфера, 2005. – 152 с.
2. Лозовский В.Н., Константинова Г.С., Лозовский С.В. Нанотехнология в электронике. Введение в специальность: Учебное пособие, 2-е изд., испр. – Спб.: Издательство «Лань», 2008. – 336 с.
3. Борисенко В.Е. Наноэлектроника / В.Е. Борисенко, А.И. Воробьева, Е.А. Уткина. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2009. – 223 с.
4. Бондарь Д. Современные технологии изготовления чипов и сборки в полупроводниковой микроэлектронике // Технологии в электронной промышленности. – 7 – 2011. – С. 52 – 60.
5. Алферов Ж. Перспективы электроники в России: гетероструктурная электроника и акустоэлектроника // Электроника: наука, технология, бизнес. – 6 – 2004. – С. 90 – 93.
6. Макушин М.В. Состояние и перспективы рынка электронной компонентной базы за рубежом // Электронная промышленность. – 2 – 2011. – С. 62 – 78.
7. Хауэр Й., Пятенко А. Пути развития полупроводниковых технологий в Европе // Технологии в электронной промышленности – 6 – 2011 – С. 4 – 5.
8. Майская В. Освоение терагерцовой щели. Полупроводниковые приборы вторгаются в субмиллиметровый диапазон // Электроника: наука, технология, бизнес – 8 – 2011. С. 74 – 87.
9. Красовицкий Д., Филаретов А., Чалый В. Нитридная СВЧ-техника в России: материалы и технологии // Электроника: наука, технология, бизнес – 8 – 2011. С. 114 – 123.
10. Справочник Шпрингера по нанотехнологиям. Под ред. Б. Бхушана. Том I. – М.: Техносфера, 2010. – 864 с.
11. Наноэлектроника: учеб. пособие / П.Е. Троян, Ю.В. Сахаров. – Томск : Изд-во Томск. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники, 2010. – 88 с.
12. Зимин С.П. Пористый кремний – материал с новыми свойствами // Соросовский образовательный журнал, 2004. – Т. 8, №1. – С. 101–107.
13. Туркин А. Нитрид галлия как один из перспективных материалов в современной оптоэлектронике // Компоненты и технологии, 2011. – № 5. – С. 6–10.

14. Данилина Т.И., Кагадей В.А., Анищенко Е.В. Технология кремниевой наноэлектроники: Учебное пособие. – Томск: В-Спектр, 2011. – 263 с.

15. Воротилов К.А., Сигов А.С. Сегнетоэлектрические запоминающие устройства // Физика твердого тела, 2012. – № 5. – С. 843–848.

16. Введение в специальность «Средства связи с подвижными объектами»: Учебное пособие / Колесов И.А., Мелихов С.В. – 2009. – 154 с.