



Министерство образования и науки Российской Федерации



Государственная корпорация
«Российская корпорация нанотехнологий»



Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники

П.Е. Троян, Ю.В. Сахаров

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

Томск
2010

УДК 621.382.(075.8)
ББК 32.852я73
Т76

Троян П.Е.
Т76 Нанoeлектроника: учеб. пособие / П.Е. Троян, Ю.В. Сахаров. –
Томск : Изд-во Томск. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники,
2010. – 88 с.

Для слушателей программы переподготовки в области промышленного произ-
водства наногетероструктурных монокристаллических интегральных схем СВЧ-диапазона и
дискретных полупроводниковых приборов.

УДК 621.382.(075.8)
ББК 32.852я73

© П.Е. Троян, Ю.В. Сахаров, 2010
© Томск. гос. ун-т систем упр.
и радиоэлектроники, 2010

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
Введение	5
1. Физические основы нанoeлектроники	10
1.1. Квантовое ограничение	10
1.2. Полупроводниковые гетероструктуры	16
1.3. Сверхрешетки	20
1.3.1. Полупроводниковые сверхрешетки. Общие понятия.	20
1.3.2. Энергетические диаграммы сверхрешеток	20
1.3.3. Энергетический спектр электронов в сверхрешетках	22
1.3.4. Свойства электронного газа в сверхрешетках	22
1.4. Влияние квантово-размерных эффектов на свойства вещества	24
2. Способы формирования квантово-размерных наноструктур	29
2.1. Формирование квантовых точек	30
2.2. Формирование квантовых проволок (нитей)	33
2.3. Формирование квантовых ям	36
3. Квантовые эффекты	37
3.1. 2D-электронный газ в магнитном поле	37
3.2. Целочисленный и дробный квантовый эффект Холла	38
3.3. Эффект Ааронова–Бома	40
3.4. Эффект Штарка	43
3.5. Квантово-размерный эффект Штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми ямами	44
3.6. Туннельный эффект	46
3.7. Эффект Джозефсона	50
3.8. Кулоновская блокада	53
3.8.1. Кулоновская блокада с одним туннельным переходом	54
3.8.2. Кулоновская блокада с двумя туннельными переходами	56
3.8.3. Сотуннелирование	59
4. Устройства нанoeлектроники	61
4.1. Приборы на резонансном туннелировании	61
4.1.1. Диоды на резонансном туннелировании	61
4.1.2. Транзисторы на резонансном туннелировании	65
4.1.3. Логические элементы на резонансно-туннельных приборах	66
4.2. Приборы на одноэлектронном туннелировании	68
4.2.1. Одноэлектронный транзистор	68
4.2.2. Одноэлектронный насос	72
4.2.3. Одноэлектронная память	73
4.3. Устройства на основе сверхрешеток	75
4.3.1. Инфракрасные фотоприемники	76
4.3.2. Сверхрешетки в лазерных структурах	77
4.3.3. Квантовые каскадные лазеры	78
4.3.4. Лавинные фотодиоды	80
4.3.5. Оптические модуляторы	81
4.4. Транзисторы с высокой подвижностью	82
Заключение	86
Список литературы	87

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее учебное пособие подготовлено в рамках выполнения проекта ГК «РоснаноТех» «Разработка и апробация программы опережающей профессиональной переподготовки и учебно-методического комплекса (УМК), ориентированных на инвестиционные проекты ГК «РоснаноТех» в области производства конкурентоспособной продукции наноэлектроники на основе наногетероструктурных монокристаллических интегральных схем СВЧ-диапазона длин волн и дискретных полупроводниковых приборов». Пособие предназначено для слушателей программы переподготовки, ориентированных на приобретение компетенций в области новых технологий формирования кремниевых интегральных схем. Целью изучения данного пособия является формирование у слушателей знаний в области наноразмерных структур, их электрических и оптических свойств, а также технологий их получения и применения в различных устройствах наноэлектроники.

Общий объем аудиторных занятий составляет 12 часов, и 12 часов отводится на самостоятельную работу.

П.Е. Троян, д-р техн. наук

ВВЕДЕНИЕ

Классическая микроэлектроника осваивала нанообласть в основном «геометрически». Принципы функционирования элементов ИМС при этом оставались неизменными. В современной наноэлектронике эти принципы существенно модифицированы. Используются иные физические процессы, лежащие в основе функционирования электронных устройств, способы их создания, методика исследований.

В окружающем мире всегда в изобилии существовали наночастицы. По одной из правдоподобных версий в начале эры вещества (~14 млрд лет назад) при охлаждении расширяющейся Вселенной преобладавший во Вселенной водород образовывал кластеры («снежинки») наноразмеров. Рассеяние в пространстве углерода и кремния при взрывах сверхновых звезд (~5 млрд лет назад) привело к образованию космической пыли, наночастицы которой взаимодействовали между собой, с излучением, с полями, внося существенный вклад в динамику межзвездной среды.

С появлением жизни на Земле (~4 млрд лет назад) роль наноструктур стала массовой и определяющей. Например, структурные элементы клетки имеют наноразмеры.

Человек в своей деятельности использовал наночастицы давно (неосознанным образом). Так, уже в начале нашей эры было создано художественное стекло, окраска которого определялась наличием в нем наночастиц серебра и золота.

Первое научно обоснованное указание на важность исследований и разработок в области нанообъектов было дано американским физиком, нобелевским лауреатом Ричардом Фейнманом. Поэтому Фейнмана называют «отцом нанотехнологии». В 1959 г. в лекции *«Внизу полным-полно места: приглашение войти в новый мир физики»*, прочитанной в Калифорнийском технологическом институте, Фейнман обратил внимание на то, что законы физики не запрещают манипулировать отдельными атомами, укладывая их поштучно в нужном порядке, создавая вещественные структуры с заданными свойствами. Однако уровень развития науки и техники 1950-х гг. не позволял реализовать такие технологии. Нанотехнологии стали входить в электронику и другие области техники лишь в конце 80-х гг. прошлого столетия.

В 1962 г. Л.В. Келдыш показал возможность создания в кристалле особой периодической структуры, которая называется сверхрешеткой. *Сверхрешетка* – это кристаллическая структура, обладающая, помимо периодического потенциала, свойственного кристаллической решетке, дополнительным потенциалом, период которого существенно превышает атомарные размеры, но соответствует наномасштабам. Сверхрешетки могут создаваться в проводниковых, магнитных и полупроводниковых материалах. Наиболее полно исследованы полупроводниковые сверхрешетки, состоящие из чередующихся нанослоев вещества, различающихся по составу. В этом случае сверхрешетки могут рассматриваться как одномерные системы потенциальных ям, разделенных сравнительно узкими потенциальными барьерами с заметной туннельной прозрачностью. На основе сверхрешеток созданы приборы

с отрицательной (N-образной) вольт-амперной характеристикой, способные усиливать и генерировать электромагнитные колебания, а также эффективные светоизлучающие приборы и приборы другого назначения.

В сверхрешетках может проявляться так называемый резонансный туннельный эффект. Этот эффект состоит в резком увеличении вероятности прохождения микрочастиц, например электронов, сквозь двух- или многобарьерную структуру, когда исходная энергия частицы совпадает с энергетическим уровнем в смежной потенциальной яме (резонансный уровень). Данный эффект широко используется в нанoeлектронике при разработке сверхбыстродействующих приборов. Идея использования резонансного туннелирования для создания быстродействующих приборов, предложенная еще в 60-е гг. прошлого столетия, была реализована лишь в 1970 г., благодаря появлению метода молекулярно-лучевой эпитаксии. В настоящее время молекулярная эпитаксия – самый эффективный метод наращивания на плоскую подложку слоев иного состава наноразмерной толщины. Такие слои являются квантовыми ямами для электронов.

В 1986 г. К.К. Лихарев теоретически предсказал кулоновскую блокаду туннелирования и одноэлектронное туннелирование, т.е. прохождение электронов через туннельный барьер по одному. Эти эффекты подтвердились экспериментально. На их основе созданы одноэлектронные транзисторы и элементы памяти.

Вслед за сверхрешетками были теоретически описаны и получены на практике одномерные (малые в двух измерениях) и нульмерные (малые в трех измерениях) наноструктуры, называемые квантовыми проволоками (нитями) и квантовыми точками соответственно. В каждом слое сверхрешетки (двухмерная потенциальная яма) движение электронов ограничено лишь в одном измерении и реализуется в этом измерении за счет туннельного эффекта. В квантовой нити движение электронов ограничено в двух измерениях (нить наноразмерной толщины). В квантовых точках движение электронов ограничено в трех измерениях (наноразмерный кристаллик). В последнем случае реализуется предельный вариант размерного квантования, когда модификация электронных свойств наиболее выражена. Энергетический спектр электрона, принадлежащего квантовой точке, дискретен, подобно энергетическому спектру электрона в изолированном атоме. Однако реальная квантовая точка может содержать многие тысячи атомов. Например, квантовая точка в арсениде галлия размером 14 нм содержит более 10^5 атомов.

Квантовые ямы, квантовые нити и точки открывают широкие возможности создавать различные нанoeлектронные приборы.

Еще одним важным для нанoeлектроники достижением стало открытие особых молекул, образованных атомами углерода: нанотрубок и фуллеренов. Фуллерен объединяет 60 (C_{60}) или более (C_{70} , C_{76} , C_{80} , C_{84}) атомов углерода. Фуллерен C_{60} построен из 12 пентагональных (пятиугольных) и 20 гексагональных (шестиугольных) симметрично расположенных граней, образующих форму, близкую к шару диаметром ~ 1 нм. Открытие фуллеренов явилось в некоторой степени случайным результатом исследований природы межзвездной среды. Ученые воспроизвели условия, в которых находятся пары углеро-

да во внешних слоях особых звезд (красные гиганты), и в результате зафиксировали процесс образования фуллеренов C_{60} в подобных условиях.

Фуллерены могут быть объединены силами Ван-дер-Ваальса в кристалл со значительными пустотами между фуллеренами. Размещение в этих пустотах атомов щелочных элементов превращает первоначально диэлектрические свойства фуллереновых кристаллов в полупроводниковые, а при низких температурах – в сверхпроводящие.

После обнаружения фуллеренов (1984–1985) начались интенсивные поиски других форм углеродных наночастиц. В 1991 г. были обнаружены трубчатые структуры из атомов углерода – углеродные нанотрубки. Они образуются свертыванием так называемой гексагональной плоскости решетки графита, состоящей из шестигранных ячеек, в вершинах которых располагаются атомы углерода. Углеродные нанотрубки могут быть одно- и многослойными. Их диаметры изменяются в пределах от $\sim 0,4$ (однослойные) до 100 нм (многослойные), длины достигают 100 мкм. Углеродные нанотрубки обладают необычными электрическими, механическими, магнитными и электронными свойствами; эти свойства можно модифицировать технологическими воздействиями. Углеродные нанотрубки находят многочисленные применения на практике. В настоящее время научились получать нанотрубки и из других материалов.

В 1980-х гг. были открыты магнитные полупроводники. Список таких материалов растет, все детальнее исследуются их свойства. Магнитные полупроводники – перспективные материалы для приборов спинтроники. **Спинтроника** – область наноэлектроники, в которой наряду с зарядом электрона используется для хранения и обработки информации его спин. В настоящее время обработка информации производится полупроводниковыми ИМС, а для ее хранения массово используются твердые магнитные диски. Ферромагнитные полупроводники позволяют объединять процессы обработки и хранения информации.

К этой области примыкает открытое в 1988 г. гигантское магнитосопротивление – наноразмерный эффект в металлах и полупроводниках, связанный с наличием спина у электронов. Этот эффект проявляется, например, в снижении сопротивления последовательно чередующихся наноразмерных слоев магнитных и немагнитных металлов под действием внешнего магнитного поля. Он используется в считывающих магнитных головках для магнитных дисков, в элементах памяти.

Вблизи нижней границы нанообласти существуют материальные структуры, называемые молекулами. Известно более $3 \cdot 10^5$ неорганических и около $7 \cdot 10^6$ органических молекул. Среди громадного числа различающихся по составу и структуре органических молекул обнаруживается достаточно много таких, которые в определенных условиях проявляют свойства проводников, диэлектриков, магнитных материалов, приемников и излучателей света, диодов, транзисторов, элементов памяти. На основе этих предпосылок зародилась идея создания молекулярной электроники. Уже существуют простейшие молекулярные схемы. Постепенно решается сложнейшая задача создания способов присоединения контактов к отдельным молекулам. Специалисты

предсказывают появление в 2015 г. молекулярных компьютеров. В США вкладываются большие средства в развитие этой области. Например, Агентство перспективных оборонных исследований развернуло большую программу по созданию элементной базы молекулярного компьютера. Уже разработано несколько гипотетических схем. Если каждый транзистор будет состоять из одной молекулы, то процессор из 10^9 таких транзисторов будет размером с песчинку. При этом производительность его возрастет в сотни или даже тысячи раз по сравнению с современными, а энергопотребление будет очень малым.

Следует отметить, что, хотя теоретические основы молекулярной электроники хорошо разработаны и созданы действующие прототипы многих элементов, на пути реального изготовления молекулярных схем стоят большие сложности, и пока молекулярная электроника только одно из перспективных направлений нанoeлектроники.

Еще одно из перспективных направлений нанoeлектроники связано с так называемыми квантовыми вычислениями (создание квантовых компьютеров).

В обычных цифровых ЭВМ информация представляется в виде последовательности символов «0» и «1». Бит информации соответствует выбору одной из этих цифр. Последовательность N цифровых битов позволяет представить любое число в интервале от 0 до $2^N - 1$.

В квантовых вычислениях оперируют квантовыми битами; кратко – кубитами. Кубит – это волновая функция состояний квантово-механической двухуровневой системы (например, состояний электронного спина $\pm 1/2$). Один кубит может передать только один бит информации. Но система из N двухуровневых квантовых элементов может находиться в суперпозиции из 2^N состояний (суперпозиция состояний – понятие квантовой механики, отражающее одно из важнейших свойств объектов микромира).

В квантовых компьютерах информация передается, хранится и обрабатывается в виде волновой функции N кубитов. Если последовательность N цифровых битов может задать одно из 2^N чисел, то последовательность N кубитов задает все эти 2^N чисел одновременно.

Поэтому с помощью квантовых компьютеров можно решать более сложные задачи, чем с помощью обычных. Объем и скорость операций с информацией во много раз увеличиваются не только благодаря уменьшению времени одной операции, но и благодаря распараллеливанию вычислений: выполняется параллельная обработка сразу всех амплитуд 2^N состояний, тогда как в классическом компьютере такая операция потребовала бы 2^N шагов. Например, квантовый компьютер с регистром из 30 кубитов может описывать систему из $2^{30} \approx 10^{10}$ элементов, тогда как обычный компьютер не сможет вычислить будущее системы из 30 электронов в потенциальной яме, если задано начальное состояние и силы взаимодействия частиц. Такие задачи могут стать актуальными в связи с необходимостью моделирования электронных процессов в приборах нанoeлектроники, в том числе молекулярных схем. Одно из интересных направлений – использование в качестве состояний кубитов двух спиновых электронных состояний, например в квантовых точках в гетероструктурах A^3B^5 .

Пока квантовые компьютеры – гипотетические устройства. Разработаны квантовые алгоритмы вычислений для некоторых простых задач (например, разложение n -значного числа на простые множители) и созданы компьютеры с небольшими регистрами из нескольких кубитов.

Многие научные и технические разработки, открывающие перспективы создания нанoeлектронных элементов, функционирующих на новых принципах, были бы трудно реализуемыми на практике, если бы не сопровождалась разработками соответствующей исследовательской и технологической аппаратуры. К такой аппаратуре относятся прежде всего сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) и сканирующий атомно-силовой микроскоп (АСМ).

Сканирующий туннельный микроскоп (1981) дает изображение металлических и полупроводниковых поверхностей с атомным разрешением. Он позволяет перемещать отдельные атомы вдоль поверхности, переносить их и помещать в заданные точки, производить поштучную укладку атомов и молекул, синтез и разложение отдельных молекул. Разработаны новые методы исследования морфологии поверхностей и распределения физических свойств поверхностей с атомным разрешением, а также методы локальной обработки и модификации поверхностей в масштабе единиц нанометров.

Сканирующий атомно-силовой микроскоп (1986) – это многофункциональный инструмент. Он дает, как и СТМ, изображение поверхностей с атомным разрешением. Используется для исследования морфологии поверхностей, распределений приповерхностных силовых и температурных полей, распределений физических свойств поверхностей и для исследования поверхностных процессов (например, травления). Используется, как и СТМ, для локальных модификаций поверхностей в нанометровом масштабе. На основе АСМ ведутся разработки ультраплотной записи информации и сверхчувствительных сенсоров.

Сканирующие зондовые микроскопы играют такую большую роль в нанотехнологиях, что их называют глазами и пальцами нанотехнологий.

Здесь перечислены далеко не все достижения науки, позволяющие заложить основы современной нанoeлектроники. Однако и этого достаточно, чтобы увидеть обилие и значимость таких достижений. Еще больше имеется частных технических достижений, которые позволяют во многих случаях достаточно быстро воплощать научные разработки в практику.

В заключение отметим, что рассматриваемые направления науки относятся к наиболее актуальным. В соответствии с индексом актуальности Хирта – Бэнкса (h - b -индекс) эти направления занимают первые позиции, располагаясь в порядке: углеродные трубки, нанопроводники, квантовые точки, фуллерены, гигантский магниторезистивный эффект, М-теория (микромир), квантовые вычисления. Индекс h - b определяется скоростью публикации статей в рассматриваемом направлении, на каждую из которых имеется не менее 10 ссылок.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

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.

1.1. Квантовое ограничение

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

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 , \quad (1.1)$$

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:

$$n_{3D}(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^* E}}{\pi^2 \hbar^3} . \quad (1.2)$$

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. 1.1). Если ширина ямы вдоль оси x равна a , то в области $0 < x < a$ электрон имеет нуле-

вую 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

$$\lambda_n = 2a / (n=1,2,\dots). \quad (1.3)$$

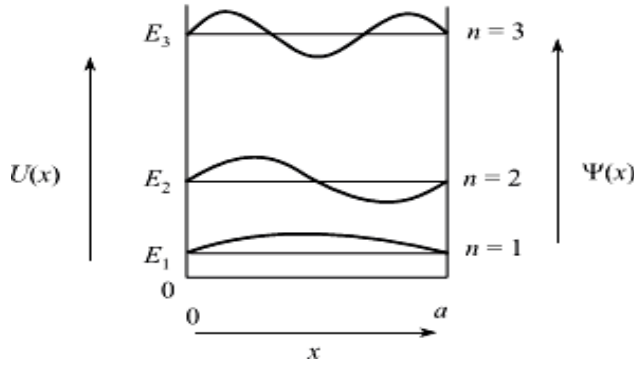


Рис. 1.1. Потенциальная яма и волновые функции электронов в ней

Соответствующие разрешенные значения волнового вектора дискретны и равны

$$k_n = 2\pi/\lambda_n = n\pi/a. \quad (1.4)$$

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

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* a^2}. \quad (1.5)$$

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

$$E_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2}, \quad (1.6)$$

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 (quantum confinement). 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. 1.2 [1].

Квантовые пленки (ямы) (quantum films) представляют собой двухмерные (2D) структуры, в которых квантовое ограничение действует только в одном направлении – перпендикулярно пленке (направление z на рис. 1.2, 1.3). Носители заряда в таких структурах могут свободно двигаться в плоскости xy . 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 y :

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}. \quad (1.7)$$

В k -пространстве энергетическая диаграмма квантовой пленки представляет собой семейство параболических зон, которые, перекрываясь, образуют подзоны. Минимальная энергия электрона в n -й подзоне задается соотношением (1.5). Электрон с такой энергией неподвижен в плоскости пленки.

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

$$n_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 l_z} \sum_i \Theta(E - E_i), \quad i = 1, 2, \dots, \quad (1.8)$$

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

Электроны в квантовых пленках обычно называют **двухмерным электронным газом** (two-dimensional electron gas, 2D EG).

Квантовые шнуры (проволоки, нити) (quantum wires) – это одномерные (1D) структуры (рис. 1.2, 1.4). 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:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m^* l_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_2^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, \quad n_1 = 1, 2, \dots; \quad n_2 = 1, 2, \dots \quad (1.9)$$

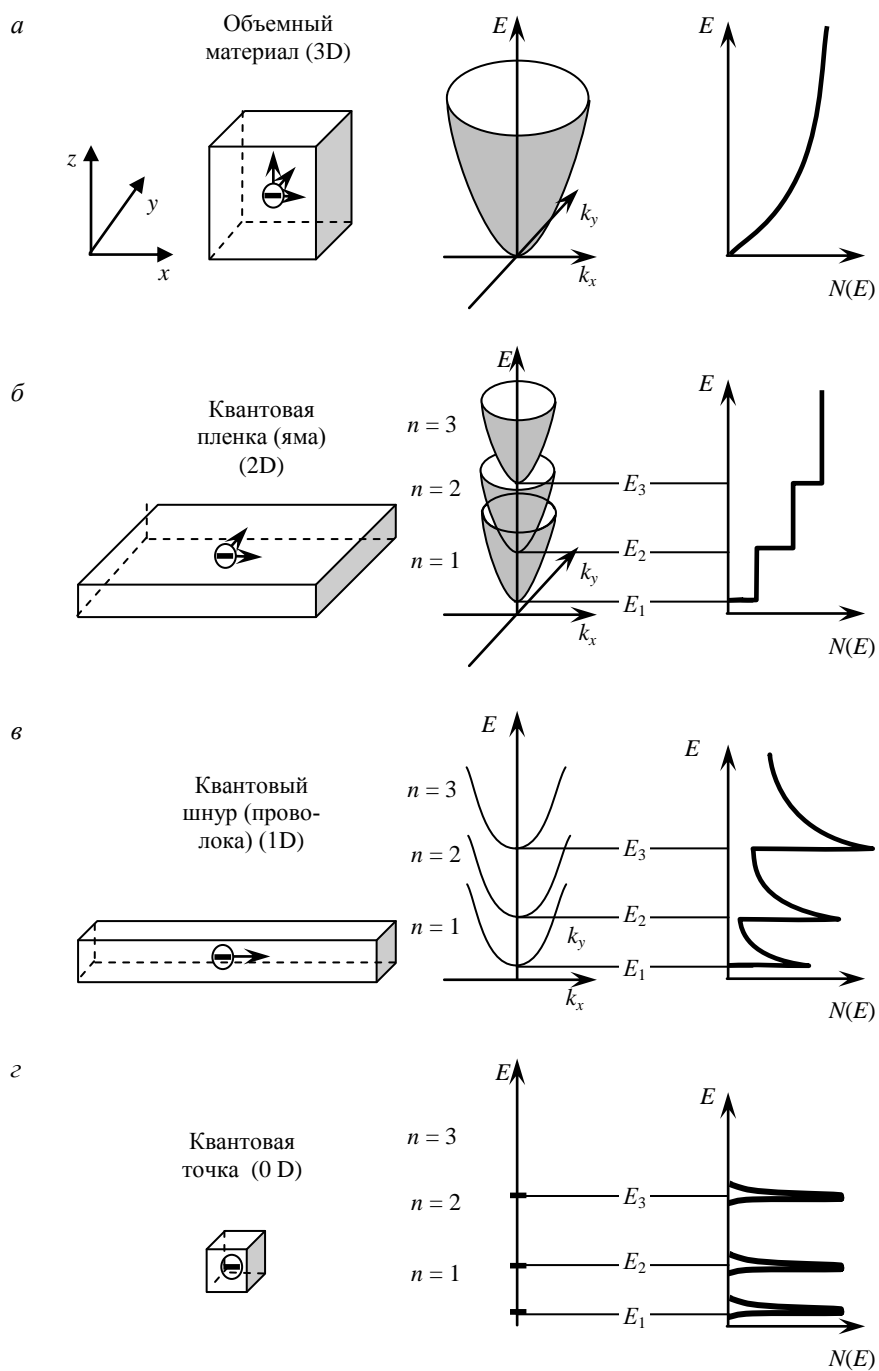


Рис. 1.2. Элементарные низкоразмерные структуры, их энергетические диаграммы и плотности состояний $N(E)$ в сравнении с трехмерной структурой

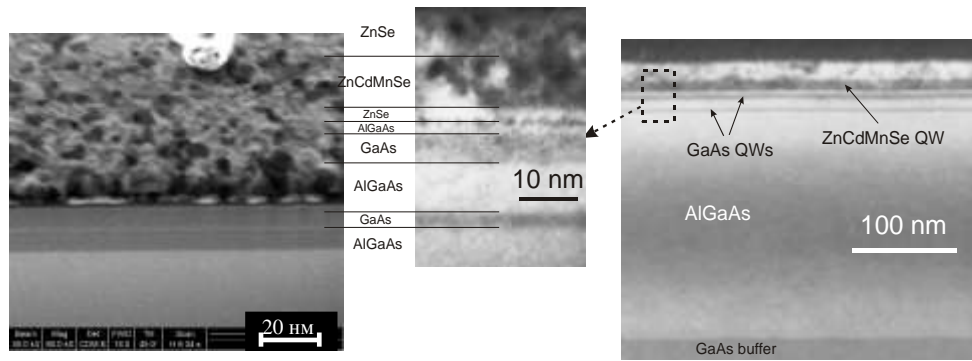


Рис. 1.3. Фотографии квантовой ямы InGaP/AlGaAs толщиной 10 нм, полученные с помощью растрового микроскопа

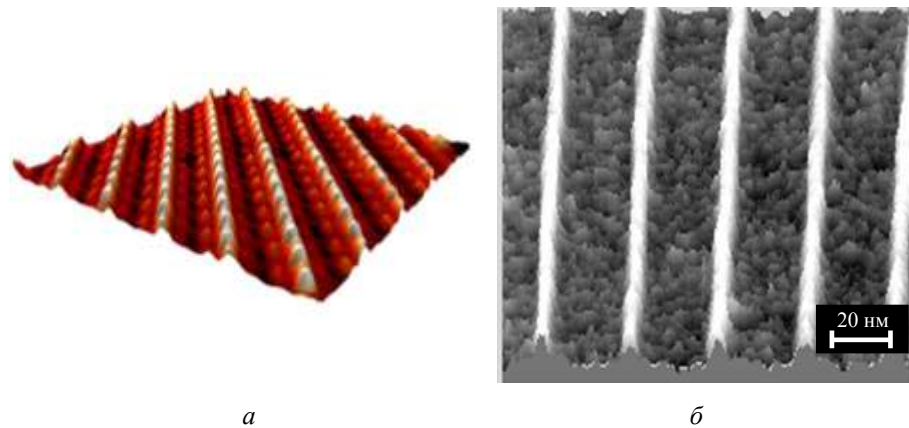


Рис. 1.4. Фотографии квантовых проволок, полученные методом сканирующей зондовой микроскопии (а) и растровой электронной микроскопии (б)

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

$$n_{1D}(E) = \frac{(2m^*)^{1/2}}{\pi \hbar l_y l_z} \sum_{i,j} (E - E_{i,j}), \quad i, j = 1, 2, \dots \quad (1.10)$$

Квантовые точки (quantum dots) (КТ) – это нуль-мерные (0D) структуры, в которых движение носителей заряда ограничено во всех трех направлениях (рис. 1.2, 1.5). В каждом из этих направлений энергия электрона оказывается квантованной в соответствии с формулой (1.5), а плотность состояний представляет собой набор острых пиков, описываемых δ -функциями:

$$n_{0D}(E) = \frac{2}{l_x l_y l_z} \sum_{i,j,k} \delta(E - E_{i,j,k}), \quad i, j, k = 1, 2, \dots \quad (1.11)$$

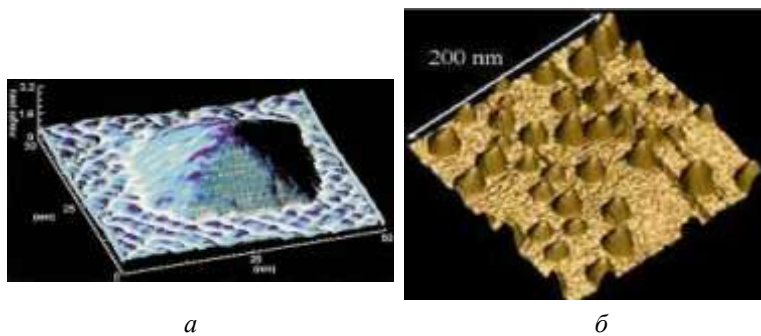


Рис. 1.5. Квантовая точка Ge на поверхности Si (а), спонтанно упорядоченные квантовые точки InAs на поверхности GaAs (б)

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

Для изготовления низкоразмерных структур используют два принципиальных подхода, которые можно охарактеризовать как геометрический и электронный. Геометрический подход предполагает применение технологий, обеспечивающих формирование объектов с нанометровыми размерами. Для этого используются специальные нанотехнологические приемы, которые будут рассмотрены в разд. 4 данного учебного пособия. Электронный подход основан на возможности управления размерами областей с определенным типом и концентрацией носителей заряда в полупроводниках посредством электрического поля. При этом используются как традиционные структуры металл/диэлектрик/полупроводник и металл/полупроводник, так и полупроводниковые гетероструктуры. Способы создания в полупроводниках областей с квантовым ограничением за счет внутреннего встроенного электрического поля и путем приложения внешнего электрического смещения рассмотрены ниже.

1.2. Полупроводниковые гетероструктуры

Гетеропереходом называется контакт двух полупроводников с разной шириной запрещенной зоны, в отличие от *p-n*-перехода, где контактируют две области одного полупроводника, только с разными внедренными примесными атомами. В **гетероструктуре** может быть последовательно объединено несколько гетеропереходов.

Слои полупроводников в гетероструктуре должны быть достаточно тонкими и обладать правильной кристаллической решеткой для обеспечения высоких электрических параметров. Пусть слой одного полупроводника наносится на подложку из другого полупроводника. Для обеспечения правильности и плавности перехода необходимо, чтобы тип кристаллической решетки был одинаков и постоянные решетки у обоих полупроводников были как можно ближе. В этом отношении весьма удачными для нанотехнологов оказались полупроводники GaAs и AlAs, у которых постоянные решетки отличаются менее чем на 1%. Возможно использование полупроводников с частичным замещением галлия на алюминий – $Ga_xAl_{1-x}As$, где процентное содержание галлия x может иметь любое необходимое технологическое значение. Чуть хуже соотношение постоянных решетки при замене галлия (Ga) на индий (In), а мышьяка (As) на сурьму (Sb) и фосфор (P) (рис. 1.6).

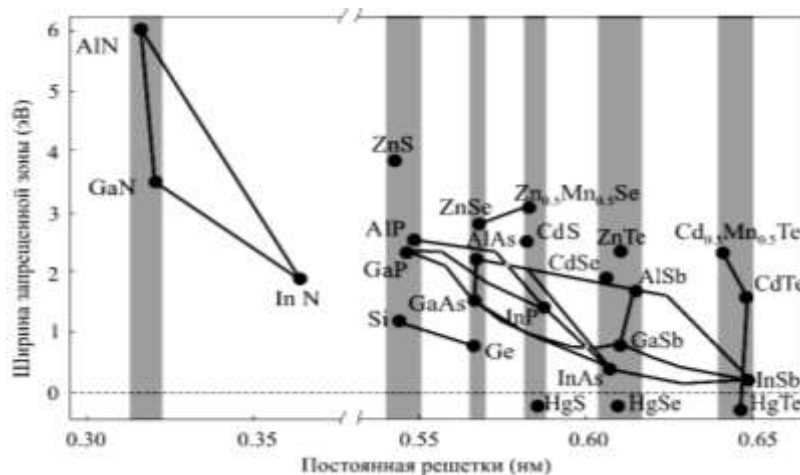


Рис. 1.6. Постоянная решетки (Lattice Constant) и ширина запрещенной зоны (Bandgap) для различных полупроводниковых материалов

На рис. 1.7 схематично показано, что происходит при нанесении слоя $In_xGa_{1-x}As$ (с большей постоянной решетки) на подложку GaAs (с меньшей постоянной решетки). При нанесении первых слоев атомы на подложке «выстраиваются» с межатомным расстоянием, совпадающим с постоянной решетки подложки. Но это означает, что наносимый на подложку полупроводник $In_xGa_{1-x}As$ оказывается сжат. Различие в постоянных решетки на 5 % уже дает достаточно серьезное сжатие. Модуль упругости арсенида галлия составляет $8,5 \cdot 10^{10}$ Па, это означает, что для сжатия на 5 % надо приложить

к материалу давление примерно 425 атм. Для полупроводника это очень много, различие постоянных решетки на 5 % может просто «порвать» гетероструктуру.

Если нанесенный слой полупроводника достаточно толстый, то происходит релаксация, постоянная решетки в глубине обретает свое равновесное значение (рис. 1.7, в), а на поверхности раздела возникают дефекты. Неконтролируемое размножение дефектов может сделать невозможным использование гетероструктуры в электронном приборе.

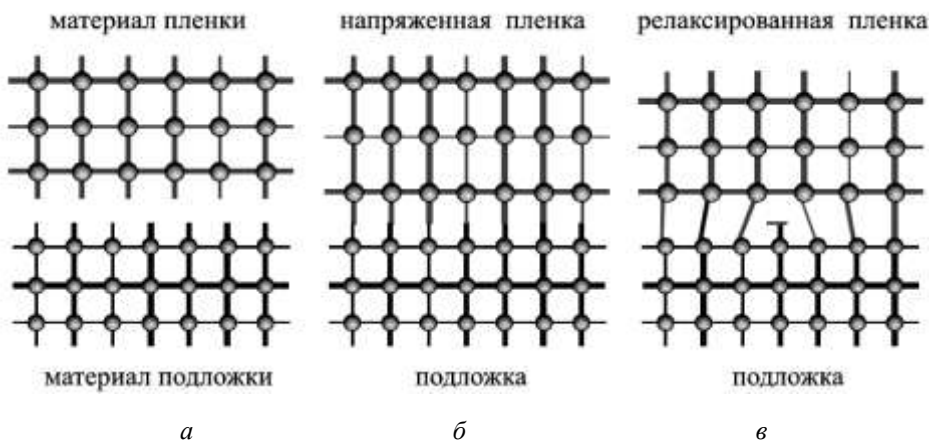


Рис. 1.7. Рост слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (верхняя решетка) на подложке GaAs (нижняя решетка): *a* – слои обоих материалов разделены и находятся в равновесном состоянии; *б* – первые атомы нанесены на подложку GaAs, наносимые атомы выстраиваются с постоянной решетки подложки, испытывают искусственное сжатие; *в* – при увеличении толщины слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ происходит релаксация с возвращением к равновесному межатомному расстоянию и возникновением дефектов на границе раздела

Для создания качественных гетероструктур используется, как правило, химическое осаждение из газовой фазы металлоорганических соединений (MOCVD, рис. 1.8) и достаточно медленные и дорогие процессы молекулярно-лучевой (пучковой) эпитаксии (МЛЭ, МВЕ, рис. 1.9). Скорость процесса ограничивается именно «правильностью» возникающей структуры; скажем, в процессе МВЕ нанесение одного атомного слоя занимает около 1 с (скорость осаждения ~ 1 мкм/ч).

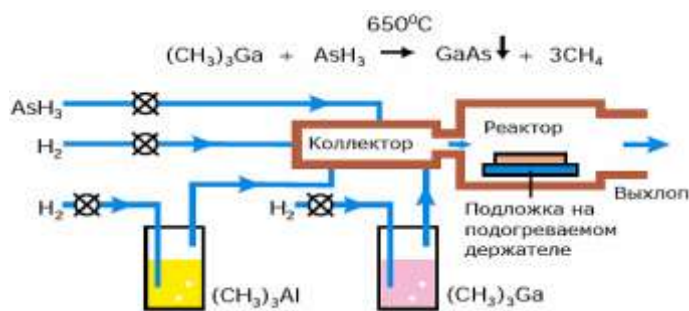


Рис. 1.8. Схема метода газовой эпитаксии MOCVD

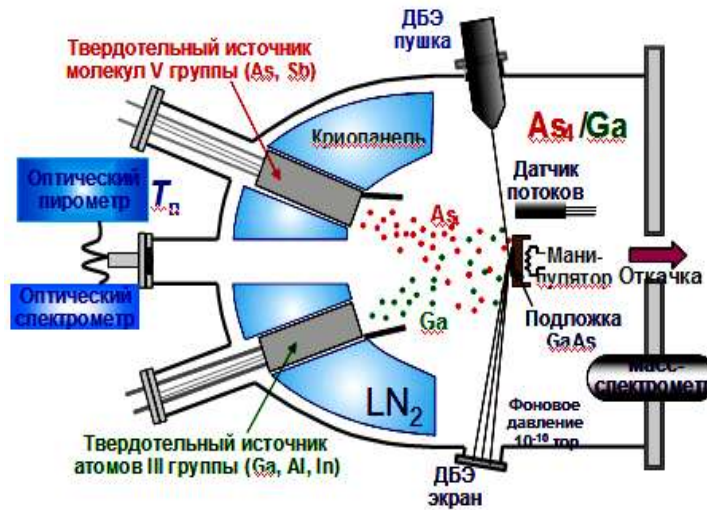


Рис. 1.9. Схема метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) МВЕ

При контакте двух полупроводников с разной шириной запрещенной зоны происходит выравнивание уровней Ферми. Поскольку ширина запрещенных зон разных полупроводников разная, то уровень нижней границы зоны проводимости испытывает разрыв на контакте (рис. 1.10). То же самое происходит и с «верхним» краем валентной зоны. Величины этих разрывов, как правило, различны.

Следует заметить, что между контактирующими полупроводниками возникает контактная разность потенциалов, создаются объемные заряженные слои, поэтому зонная картина вблизи контакта несколько сложнее, чем схема, изображенная на рис. 1.10.

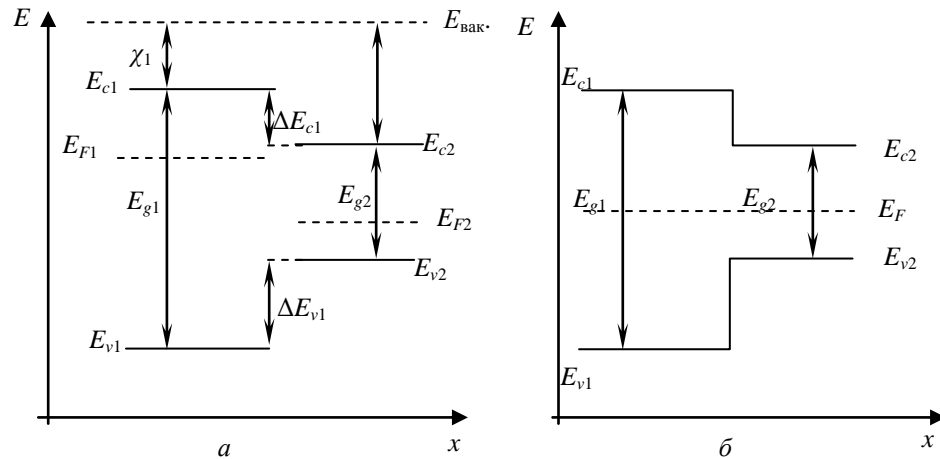


Рис. 1.10. Энергетическая диаграмма гетероструктуры до контакта (а) и после контакта (б)

Разрывы энергии уровней зоны проводимости и валентной зоны представляют собой квантовые потенциальные барьеры для электронов и соответственно дырок. Тогда полупроводник с меньшей шириной запрещенной зоны в окружении полупроводников с большей шириной запрещенной зоны формирует для электронов **квантовую яму** (рис. 1.11). При этом в силу квантово-размерных эффектов, которые проявляются при размерах «ямы», т.е. толщины среднего слоя, от нескольких до ста параметров кристаллической решетки или от 1 до 50 нм, носители заряда будут располагаться на дискретных уровнях, подобно электронам и дыркам в квантовых точках. Движение электронов в такой яме (т.е. слое полупроводника) квантовано – возникают «разрешенные» уровни энергии, т.е. состояния, в которых волна электронной плотности резонирует с квантовой ямой. Меняя размер «ямы» d , можно, к примеру, изменять расстояние между уровнями и соответственно длину волны поглощаемого или излучаемого системой света $h\nu$.

При этом важно учитывать, что толщина квантовой ямы не должна превышать длину свободного пробега электронов в ней, т.е. длину волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{3m_{\text{eff}}kT}}$, например для GaAs $\lambda \approx 15$ нм.

Проявление эффекта размерного квантования в гетероструктурах позволяет создавать электронные устройства с повышенным быстродействием и информационной емкостью. Лазер с двойной гетероструктурой присутствует теперь фактически в каждом доме в проигрывателе компакт-дисков, а содержащие гетероструктуры солнечные элементы широко используются как для космических, так и для земных программ.

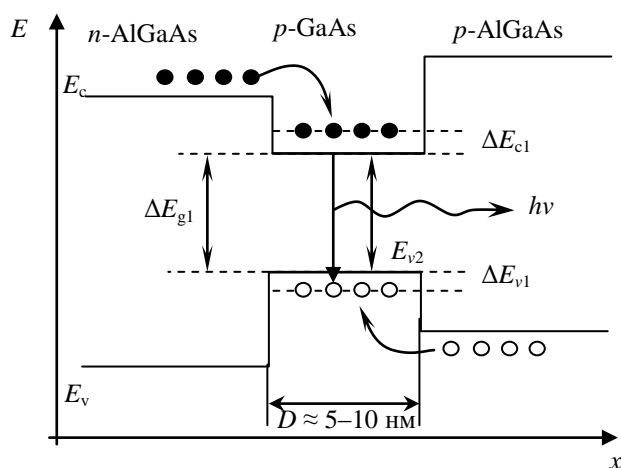


Рис. 1.11. Энергетическая диаграмма двойной гетероструктуры с квантовой ямой

1.3. Сверхрешетки

1.3.1. Полупроводниковые сверхрешетки. Общие понятия

Сверхрешетки – это кристаллические структуры, в которых, кроме периодического потенциала кристаллической решетки, имеется другой периодический потенциал, период которого значительно превышает постоянную решетки, но соответствует наномасштабам.

В настоящее время наиболее широко применяются полупроводниковые сверхрешетки. Они состоят из чередующихся слоев двух полупроводников, различающихся или составом, или типом проводимости. Получают сверхрешетки, например, с помощью технологии МЛЭ, позволяющей наращивать чередующиеся слои любого состава и толщины. Период повторения слоев составляет от нескольких нанометров до десятков нанометров (для сравнения – постоянные решетки кристаллов Si и GaAs равны примерно 0,5 нм).

Широко используют два типа полупроводниковых сверхрешеток: композиционные и легированные. *Композиционные сверхрешетки* – это гетероструктуры из чередующихся слоев различного состава и ширины запрещенной зоны, но с близкими значениями постоянной решетки. Например, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-InP}$; ZnS-ZnSe и др. Здесь дополнительный периодический потенциал создается за счет периодического изменения ширины запрещенной зоны. *Легированные сверхрешетки* – это периодическая последовательность слоев *n*- и *p*-типа одного и того же полупроводника. Донорные атомы в *n*-слоях отдают электроны, которые связываются акцепторными атомами в *p*-слоях. Дополнительный периодический потенциал создают чередующиеся заряды ионизированных акцепторов и доноров. Существуют также сверхрешетки из металлов, сверхпроводников и диэлектриков.

Дополнительный периодический потенциал сверхрешетки изменяет зонную структуру исходных полупроводников. Поэтому сверхрешетку можно рассматривать как новый, синтезированный полупроводник, не существующий в природе и обладающий необычными свойствами. Подбором материала и состава чередующихся слоев можно в широких пределах варьировать зонную структуру сверхрешетки. Совокупность методов получения материалов с модифицированной зонной структурой лежит в основе так называемой «зонной инженерии».

1.3.2. Энергетические диаграммы сверхрешеток

На рис. 1.12,*a* показана энергетическая диаграмма (потенциальный профиль) композиционной сверхрешетки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ в направлении, перпендикулярном слоям. Вследствие периодического изменения ширины запрещенной зоны $\Delta E_g = E_{c1,2} - E_{v1,2}$ создается последовательность прямоугольных квантовых ям, разделенных барьерами. Ямы образуются в узкозонном полупроводнике: для электронов – в зоне проводимости, для дырок – в валентной зоне. Есть решетки с более сложным профилем, например в структурах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}\text{-Si}$, GaAs-GaP .

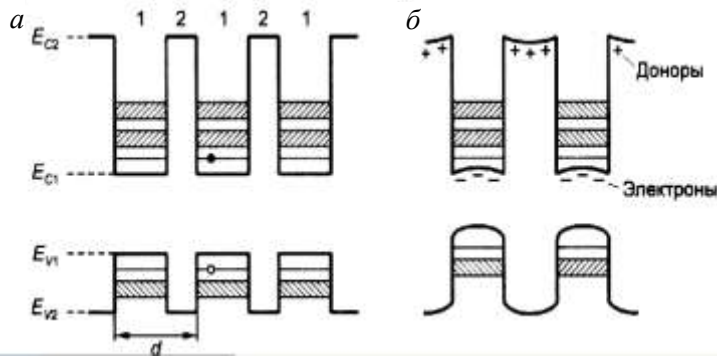


Рис. 1.12. Энергетические диаграммы простой композиционной (а) и модулированно-легированной (б) сверхрешеток: d – период решетки

На рис. 1.12,б показан потенциальный профиль модулированно-легированной композиционной сверхрешетки. В рассматриваемом случае легируется донорной примесью только широкозонный материал. Электроны с донорных уровней переходят в квантовые ямы, пространственно разделяясь с ионизованными донорами. Чередование зарядов вызывает периодические изгибы краев зон. На рис. 1.12,а,б штриховкой показаны мини-зоны, на которые разбивается валентная зона и зона проводимости.

На рис. 2.13 показан потенциальный профиль легированной сверхрешетки. Чередующиеся заряды ионизированных доноров и акцепторов создают последовательность потенциальных ям для электронов и дырок. Электроны и дырки оказываются пространственно разделенными: дырки находятся в потенциальных ямах валентной зоны p -слоя, электроны – в потенциальных ямах зоны проводимости n -слоя. Штриховкой показаны мини-зоны; ΔE_g – ширина запрещенной зоны исходного полупроводника, $\Delta E_{g\text{эф}}$ – эффективная ширина запрещенной зоны сверхрешетки. Для получения легированных сверхрешеток часто используют GaAs.

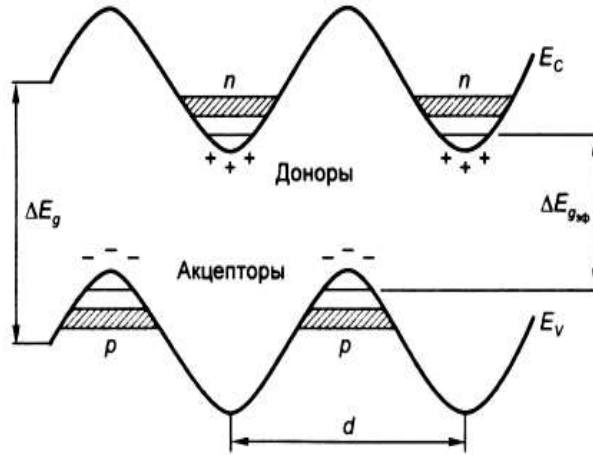


Рис. 1.13. Энергетические диаграммы легированной сверхрешетки: $\Delta E_{g\text{эф}}$ – эффективная ширина запрещенной зоны сверхрешетки; d – ее период

1.3.3. Энергетический спектр электронов в сверхрешетках

Для нахождения спектра решается уравнение Шредингера, как и в случае массивного кристалла, но с учетом дополнительного периодического потенциала. Используя результаты расчета зонной структуры кристалла, можно сделать качественные выводы относительно энергетической структуры сверхрешетки. Потенциал сверхрешетки периодичен, поэтому размерные уровни расщепляются в зоны.

Спектр имеет зонный характер; в зоне столько уровней, сколько ям в структуре. Так как период сверхрешетки d значительно больше постоянной решетки, то получающиеся сверхрешеточные зоны представляют собой более мелкое дробление энергетических зон исходных полупроводниковых кристаллов и называются *мини-зонами*. Расщепление зоны проводимости и валентной зоны на мини-зоны показано штриховкой на рис. 1.12 и 1.13.

Чем меньше ширина ямы, тем больше расстояние между мини-зонами и больше эффективная ширина запрещенной зоны $\Delta E_{g\text{эф}}$; чем меньше ширина барьера, тем шире мини-зоны. Таким образом, можно перестраивать энергетический спектр сверхрешетки простым изменением толщины слоев, что легко осуществить в методе МЛЭ.

График плотности состояний $N(E)$ имеет ступенчатый вид, как и $N(E)$ для квантовой ямы, но с иной формой ступеней (см. рис. 1.2).

1.3.4. Свойства электронного газа в сверхрешетках

В легированных сверхрешетках электроны и дырки пространственно разделены (см. рис. 1.13). Генерируемые светом пары электрон – дырка (неравновесные носители) также пространственно разделяются, что подавляет рекомбинацию и увеличивает их время жизни до $\sim 10^3$ с.

В модулированно-легированных композиционных сверхрешетках широкозонный полупроводник (например, AlGaAs) легируется донорной примесью. Электроны с донорных уровней барьера переходят в ямы зоны проводимости узкозонного полупроводника, например GaAs (см. рис. 1.12,б). В барьерах остаются ионизованные доноры (примесные центры), в ямах образуется 2D-электронный газ с высокой плотностью и подвижностью электронов. Высокая подвижность обусловлена тем, что плотность электронов в узкозонном слое больше плотности центров рассеяния, а донорные примесные центры заключены в широкозонных слоях. Эффект увеличения подвижности особенно значителен при низких температурах, когда главный вклад в рассеяние движущихся электронов вносит их рассеяние на примесях. Высокая подвижность электронов позволяет создавать на сверхрешетках быстродействующие приборы, например транзисторы с проводящими каналами, параллельными слоям. Время переключения таких транзисторов может составлять пикосекунды.

Сверхрешетки используются в ряде полупроводниковых приборов, например в лазерах, светодиодах, фотоприемниках, а также в транзисторах и

других устройствах с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 1.14, 1.15). Принципы действия подобных приборов основаны на специфических для сверхрешеток явлениях: квантовом ограничении носителей заряда в потенциальных ямах, пространственном разделении электронов и дырок (большие времена жизни неравновесных носителей) или электронов и доноров (высокие подвижности), резонансном туннелировании, малых временах туннельных переходов, возможности перестройки энергетического спектра.

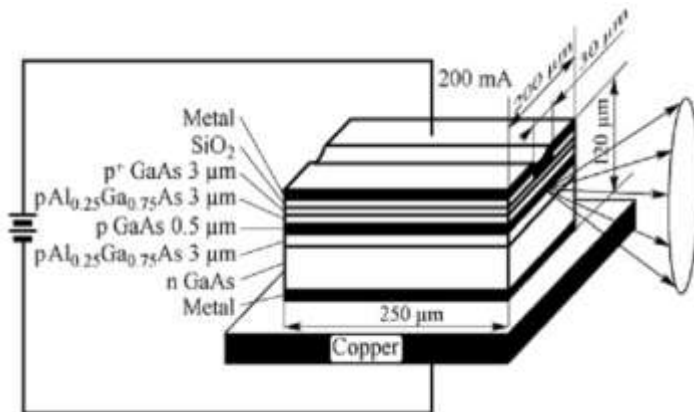


Рис. 1.14. Схематическое изображение первого в мире полупроводникового лазера (полоскового), работавшего в непрерывном режиме при комнатной температуре

Сине-зеленые лазеры с BeZnSe/ZnSe CP волноводом и активной областью на основе CdSe квантовых дисков



Рис. 1.15. Структурная схема и микрофотографии многослойной лазерной структуры на основе взаимодействия квантовых ям и квантовых точек

1.4. Влияние квантово-размерных эффектов на свойства вещества

Квантование сопротивления баллистических наноразмерных проводов. Проводимость (G) обычной проволоки равна

$$G = \frac{1}{R} = \sigma \frac{S}{L}, \quad (1.12)$$

где $S = \pi r^2$ – площадь поперечного сечения проводника; L – длина; r – радиус проволоки; σ – удельная электропроводность.

Формула справедлива, если r и L намного больше средней длины свободного пробега электрона ($\lambda_{св}$). В этих условиях движение электрона по проводнику носит диффузионный характер, траектория его движения – ломаная линия (рис. 1.16,а).

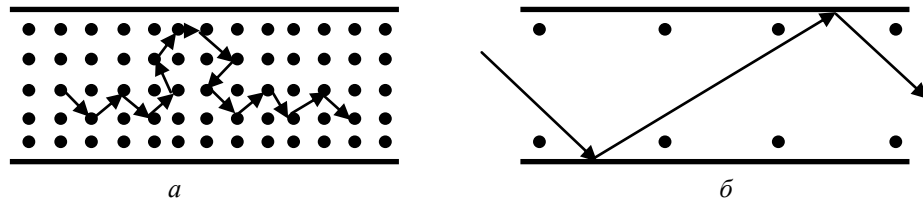


Рис. 1.16. Схематическое представление диффузионного (а) и баллистического (б) движения электрона в проводниках

Если $\lambda_{св} > L$ и $\lambda_{св} > r$ (рис. 1.16,б), то электрон пролетает от одного контакта до другого практически без столкновения с атомами кристаллической решетки. Такой режим движения называется **баллистическим**. *Баллистически движущийся электрон не испытывает сопротивления своему движению в объеме проводника.*

На рис. 1.17 изображен баллистический проводник 3 квантово-размерного диаметра, помещенный между двумя металлическими контактами 1 и 2. Предположим, что температура имеет порядок нескольких градусов Кельвина и все электроны в контактах на энергетической диаграмме рис. 1.17,б расположены ниже уровней Ферми E_{F1} и E_{F2} . Если между контактами приложить разность потенциалов U , как это показано на рис. 1.17,б, то энергетические уровни металла 2 понизятся на величину eU относительно уровня металла 1. При этом $E_{F1} - E_{F2} = eU$.

Ток может создаваться только электронами с энергиями в интервале от E_{F1} до E_{F2} . Именно эти электроны из контакта 1 имеют возможность переходить в контакт 2 на свободные уровни. Если проводник 3 (или полупроводник) между контактами баллистический и имеет квантово-размерное сечение, то его электроны располагаются в размерных подзонах (см. подразд. 1.1), причем так, что большинство носителей находится вблизи дна подзон.

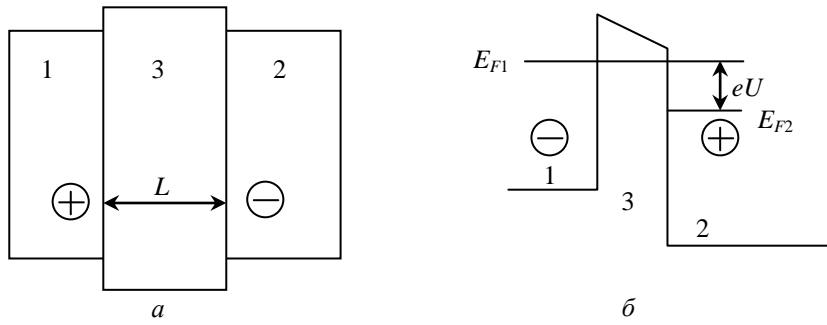


Рис. 1.17. Пространственная (а) и энергетическая (б) схемы баллистического проводника (3) и контактов к нему (1, 2)

В переносе тока могут участвовать электроны подзон в интервале от E_{F1} до E_{F2} . Доказано, что каждая подзона дает вклад в общий ток, равный

$$I_0 = \frac{2e^2}{h} U. \quad (1.13)$$

Если в интервале от E_{F1} до E_{F2} находится N подзон, то ток через контакты равен

$$\frac{2e^2}{h} UN.$$

Следовательно, проводимость

$$G = \frac{I}{U} = \frac{2e^2}{h} N, \quad (1.14)$$

а сопротивление

$$R = \frac{h}{2e^2} \frac{1}{N} \quad (1.15)$$

Таким образом, в отличие от классического проводника, сопротивление баллистической квантовой проволоки не зависит от ее длины L .

Число N определяется расстоянием между подзонами, а это расстояние увеличивается с уменьшением сечения проволоки S . Если постепенно уменьшать диаметр проволоки, то из интервала $(E_{F1}; E_{F2})$ будут поочередно по одной уходить размерные подзоны. При уходе каждой подзоны проводимость G скачком уменьшается на величину $\frac{2e^2}{h}$. Когда в интервале $(E_{F1}; E_{F2})$ не останется ни одной подзоны, проводимость G обратится в нуль. Величина $\frac{2e^2}{h}$ называется *квантом проводимости*, величина $\frac{h}{2e^2} \approx 12,9$ кОм – *квантом сопротивления*.

Фактически квантование сопротивления обусловлено размерным квантованием энергии. Для наблюдения эффекта квантования сопротивления необходимы достаточно низкие температуры (~ 1 К). При более высоких

температурах скачки проводимости G размываются или исчезают, так как тепловое движение в контактах забрасывает электроны на уровни, где $E > E_F$.

Следует отметить, что измеряемое в данных условиях сопротивление – это сопротивление в контактах. В самом баллистическом нанопроводнике рассеяния электронов нет. Следовательно, он не должен иметь электрического сопротивления.

Лазеры на двойных гетероструктурах (ДГС-лазеры). Выше уже отмечалась исключительно важная роль полупроводниковых гетероструктур в современной электронике и оптоэлектронике, связи, компьютерной технике. За создание полупроводниковых гетероструктур Ж.И. Алферову совместно с Г. Кремером и Дж. Килби (США) была присуждена в 2000 г. Нобелевская премия. Наиболее широко гетероструктуры используются в оптоэлектронике, например для создания гетеролазеров, фотоприемников, светодиодов, тепловизионных систем.

На рис. 1.18 представлены структура и упрощенные энергетические диаграммы классического ДГС-лазера (рис. 1.18,а) и ДГС-лазера с квантовой ямой (рис. 1.18,б). Диаграммы соответствуют прямому смещению на структуре; GaAs – узкозонный полупроводник, AlGaAs – широкозонный.

При прямом смещении в активный слой (GaAs) инжектируются электроны из n -AlGaAs и дырки из p -AlGaAs (двойная инжекция), что показано искривленными стрелками. Электроны и дырки не могут покинуть активный слой, так как он ограничен потенциальными барьерами, и все процессы рекомбинации идут в активном слое. На рис. 1.18 штриховкой показаны энергетические области, занятые инжектированными зарядами. При рекомбинации испускается квант электромагнитной волны $h\nu = \Delta E_g$. Показатель преломления у GaAs больше, чем у AlGaAs (рис. 2.18,б). Поэтому свет идет по активному слою, как по волноводу, за счет эффекта полного внутреннего отражения значительной части индуцированных фотонов (рис. 2.18,а). Таким образом, в ДГС-лазерах происходит пространственное накопление неравновесных носителей (дырок и электронов) в слое GaAs; увеличивается также вероятность их рекомбинации и интенсивность рекомбинационного излучения. Волноводный эффект обеспечивает направленность лазерного луча.

Если активный слой (GaAs) представляет собой квантовую яму (см. рис. 1.18,б), то инжектированные прямым током электроны и дырки располагаются на размерных энергетических уровнях. Рекомбинационные переходы, показанные вертикальной стрелкой, дают излучение

$$h\nu = \Delta E_g + \Delta E_{c1} + \Delta E_{v1}.$$

Одно из преимуществ лазеров на квантовых ямах – возможность перестройки частоты излучения изменением толщины активного слоя d . С уменьшением величины d увеличиваются расстояния от краев зон до первых размерных уровней, увеличивается и частота излучения. Другое преимущество – снижение порогового тока. Пороговый ток – это ток, при котором начинается лазерная генерация. Генерация начинается при такой степени инверсии населенности верхних и нижних уровней, когда усиление излучения при взаимодействии с активным слоем превосходит потери энергии, обусловленные выходом излучения наружу и поглощением в гетероструктуре.

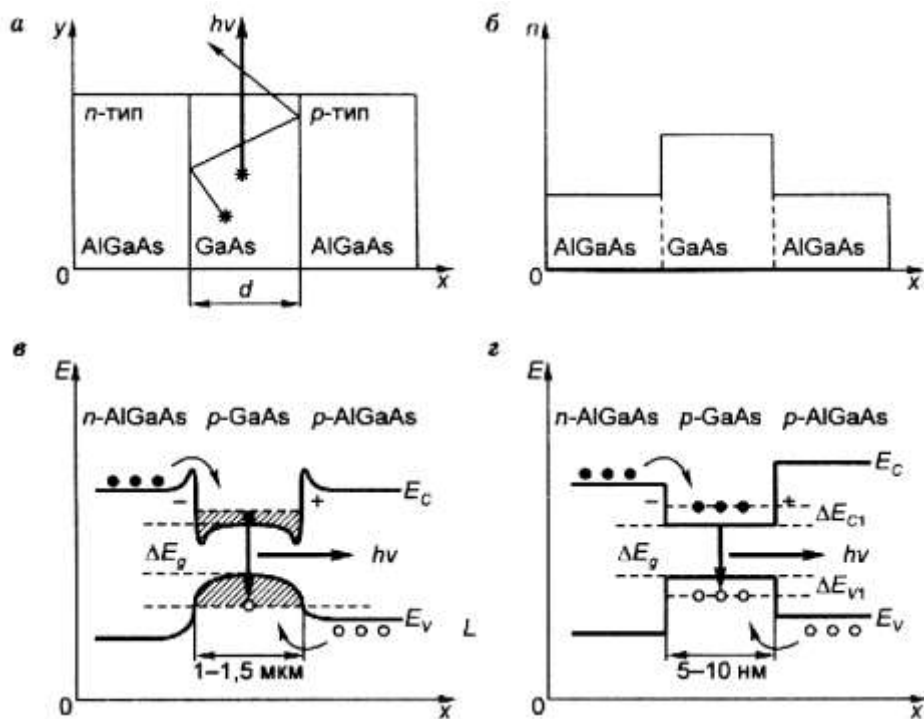


Рис. 1.18. Геометрические и энергетические особенности полупроводникового лазера на двойной гетероструктуре: *a* – структура ДГС-лазера; *б* – зависимость коэффициента преломления n от x в структуре; *в*, *г* – зависимости от x энергии краев валентной зоны (E_v) и зоны проводимости (E_c) для случаев микронной ($d_1 = 1-1,5$ мкм) и наноразмерной ($d_2 = 5-10$ нм) толщины слоя GaAs

У лазеров на квантовых ямах есть и другие преимущества, связанные с размерным квантованием, например более слабая температурная зависимость порогового тока, большее дифференциальное усиление.

Структура полупроводникового лазера, представленная на рис. 1.18,г, относится к двумерным системам. В двумерных системах условия для создания инверсной населенности более благоприятны, чем в трехмерных. В массивном полупроводнике плотность квантовых состояний вблизи края зоны мала (см. рис. 1.2), а непрерывный характер зависимости $N(E)$ обуславливает «расплывание» инжектированных носителей заряда по состояниям. Это приводит к необходимости увеличения тока инжекции для поддержания режима генерации.

В квантовой яме плотность состояний не убывает вблизи края зоны (см. рис. 1.2,б), оставаясь постоянной и равной, – число состояний, которые необходимо инвертировать, уменьшается. Кроме того, за счет малой толщины активного слоя объемная плотность инжектированных неравновесных носителей велика. Поэтому генерация начинается при гораздо меньшей плотности инжекционного тока и составляет в лучших образцах величину порядка 50 А/см^2 . Благодаря ступенчатому характеру зависимости $N(E)$ менее выражено температурное «расплывание» носителей по состояниям, поэтому

в лазерах на квантовых ямах температурная стабильность порогового тока достаточно высока.

В квантовых точках энергетический спектр меняется еще более радикально, становясь дискретным. Отсутствуют квантовые состояния, которые содержат электроны, но не принимают участия в усилении оптического излучения. Поэтому в лазерах на квантовых точках пороговый ток уменьшается еще значительно и становится температурно независимым.

Как уже отмечалось, самый востребованный на практике диапазон излучения лазеров соответствует длинам волн 1,3–1,5 мкм (диапазон максимальной прозрачности светового волокна). Такое излучение дают лазеры на основе InGaAsP-InP. Их недостатки – несимметричная диаграмма направленности, затрудняющая ввод светового пучка в волокно, низкая температурная стабильность и сложная технология изготовления. ДГС-лазеры и лазеры на квантовых ямах на основе GaAs излучают на длине волны 0,85–0,95 мкм.

На квантовых точках (КТ) InAs в матрице GaAs реализованы лазеры, излучающие на длине волны 1,3 мкм. Они превосходят лазеры на InP по пороговому току, обеспечивают эффективный ввод излучения в волокно, высокую температурную стабильность и позволяют применять групповую технологию изготовления. Кроме того, на подложках InP нельзя получать вертикально излучающие лазеры, о преимуществах которых говорилось выше. Лазеры с вертикальным резонатором изготавливают только на подложках GaAs. Поэтому вертикальный лазер на квантовых точках InAs в матрице GaAs является ключевым прибором для телекоммуникаций.

Разрабатывается вертикальный ультрафиолетовый лазер на основе широкозонного материала GaN с квантовыми точками InGaN. Такой лазер дает возможность повысить плотность оптической записи.

Глубокая локализация носителей в таких КТ в сочетании со складированием нескольких рядов позволяет получить очень высокие значения дифференциальной эффективности, сравнимые с лучшими результатами для лазеров на квантовых ямах.

2. СПОСОБЫ ФОРМИРОВАНИЯ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР

Прогресс в экспериментальном изучении физических свойств квантово-размерных структур тесно связан с развитием технологии их получения и в значительной мере им и определяется. Изготовление квантово-размерных структур в большинстве случаев требует создания полупроводниковых гетеропереходов с необходимыми свойствами. Для этого прежде всего необходимо подобрать подходящую пару полупроводниковых материалов. Выбор этих материалов зависит от типа структуры, которую необходимо получить. Для создания структур с двумерным электронным газом на основе гетеропереходов основным условием является требование равенства постоянных решетки у обоих полупроводников. Нарушение этого условия может привести к образованию высокой плотности дислокаций несоответствия вблизи гетерограницы, что резко ухудшает свойства переходов и делает невозможным наблюдение эффектов размерного квантования.

Гетеропереход $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ наиболее часто используют для изготовления квантово-размерных структур. Эти материалы обладают хорошим согласием решеток при любом составе твердого раствора и поэтому позволяют создавать гетеропереходы с различными разрывами зон на границе. Среди полупроводников класса A^3B^5 есть еще несколько идеальных гетеропар, например $\text{InP-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, но они обладают согласием решеток лишь при одном фиксированном составе и потому не позволяют варьировать ΔE_c и ΔE_v . Другие классы полупроводников реже используются для изготовления квантовых гетероструктур.

Одно из главных требований к технологии изготовления квантовых гетероструктур связано с необходимостью получения очень резких гетеропереходов с переходным слоем промежуточного состава, имеющим толщину всего в несколько постоянных решетки. Как видно из рис. 2.1, для плавного перехода образуется потенциальная яма большой ширины, что уменьшает расстояние между уровнями E_n и затрудняет наблюдение квантовых размерных эффектов.



Рис. 2.1. Потенциальный профиль края зоны проводимости для резкого (а) и плавного (б) гетеропереходов

Другим важным требованием к технологии является возможность получения сложных профилей состава и легирования. При изготовлении сверхрешеток необходимо строго периодически менять состав растущего слоя, причем период изменения может составлять лишь несколько десятков ангстрем. При выращивании 5 слоев и структур с модулированным легированием

необходимо со столь же высокой точностью менять концентрацию легирующих примесей.

Далеко не всякая эпитаксиальная технология удовлетворяет приведенным требованиям. Плохо пригодными, в частности, оказываются наиболее распространенные методики газотранспортной и жидкостной эпитаксии. Получение сложного профиля состава и легирования наталкивается на ряд технических трудностей, а сравнительно высокая температура роста вызывает диффузионное размывание гетерограницы, не позволяя получать очень резкие границы.

В настоящее время наиболее часто для изготовления качественных гетероструктур применяют метод молекулярно-лучевой эпитаксии. Другим возможным способом изготовления гетероструктур является газовая эпитаксия из металлоорганических соединений. Она не требует столь сложного и дорогого оборудования, обладает меньшими возможностями контроля и управления, но, тем не менее, позволяет растить гетеропереходы требуемой резкости и структуры достаточно сложного профиля, включая сверхрешетки, квантовые нити и точки.

Получение одно- и нуль-мерных структур возможно путем выделения их с помощью литографии. Однако это требует применения особых методов литографии – нанолитографии, поскольку столь малые структуры трудно изготовить при помощи стандартных методов.

Значительные успехи были достигнуты в изготовлении квантовых точек и квантовых нитей с использованием эффектов самоорганизации упорядоченных наноструктур на полупроводниковых подложках. Этот метод предъявляет специфические требования к материалам гетеропары.

2.1. Формирование квантовых точек

Упорядоченные самоорганизованные массивы квантовых точек были получены при обработке лазерных структур. Согласно теории (см. подразд. 2.1) квантовые точки имеют дискретный энергетический спектр и высокую плотность состояний, что должно давать (при использовании квантовых точек в качестве активной среды лазеров) большой коэффициент усиления, низкий пороговый ток и его температурную стабильность. В течение долгого времени предпринимались попытки изготовления квантовых точек и приборов на их основе традиционными методами, например литографией, селективным травлением структур с квантовыми ямами. На этом пути отработывалась литография с предельно высоким разрешением, но квантовых точек с дискретным атомоподобным спектром получить не удалось.

«Настоящие» квантовые точки были получены после смены технологии по типу «сверху вниз» на технологию «снизу вверх», когда стали использовать эффекты самоорганизации при эпитаксиальном наращивании гетероструктур. При определенных условиях в эпитаксиальном слое, наращиваемом на кристаллическую подложку другого вещества, образуются упорядоченные массивы квантовых точек. Пример такой квантовой точки германия на поверхности кремния показан на рис. 1.5,а.

На квантовых точках, полученных посредством самоорганизации, были впервые продемонстрированы физические свойства, предсказанные теоретически, в частности специфическая дискретность их энергетического спектра. Первые лазеры на квантовых точках были созданы в 1993 г. под руководством Ж.И. Алферова в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН.

Механизм процесса самоорганизации. Процесс самоорганизации при эпитаксиальном росте есть следствие стремления системы к уменьшению энергии.

Экспериментально установлено, что при осаждении атомов на подложку из газовой фазы наблюдаются три типа начальной стадии роста: механизм *Франка – Ван дер Мерве* (слоевый рост), *Фольмера – Вебера* (островковый рост) и *Странского – Крастанова* (промежуточный тип).

1. *Механизм Франка – Ван дер Мерве.* Осаждаемый материал смачивает подложку, постоянные решеток практически совпадают. Происходит послойный двухмерный рост (рис. 2.2,а).

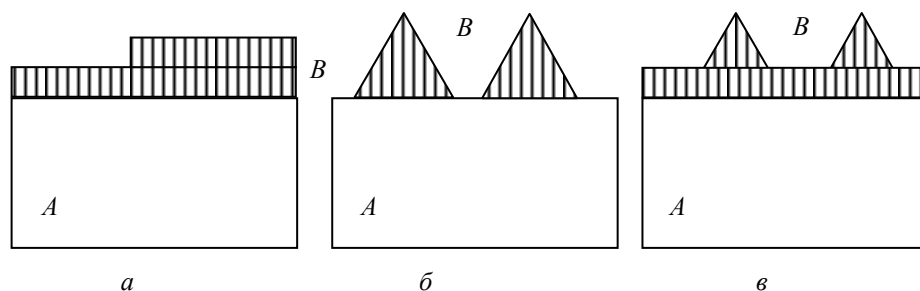


Рис. 2.2. Схемы трех типов начальной стадии гетероэпитаксиального роста. Материал В осаждается на подложку А

2. *Механизм Фольмера – Вебера.* Осаждаемый материал не смачивает подложку (это материалы, различные по свойствам, или с большим различием постоянных решеток). Происходит островковый (трехмерный) рост. Материал В стягивается в наноструктуры на поверхности подложки А (рис. 2.2,б).

3. *Механизм Странского – Крастанова* (рис. 2.2,в). Осаждаемый материал смачивает подложку, но имеется рассогласование постоянных решеток (порядка нескольких процентов). Именно этот механизм роста используется для получения массивов квантовых точек, например квантовых точек InAs в матрице GaAs (рассогласование решеток 7 %) или квантовых точек германия в кремниевой матрице (рассогласование 4 %). На начальном этапе идет послойный рост материала В на подложке А с образованием смачивающего слоя, а затем происходит переход к формированию трехмерных островков из материала В на покрытой подложке. Каждая вертикальная атомная плоскость подложки продолжается в объеме островка, но из-за различия постоянных решетки материалов А и В островок становится напряженным (используется термин «когерентно напряженный»).

Постоянная решетки InAs больше, чем у GaAs. При осаждении InAs на подложку GaAs сначала формируется слой InAs. Этот слой из-за различия

решеток напряженный (ячейки как бы стремятся выгнуться). По мере увеличения толщины слоя упругая энергия растет, связи между атомами слоя начинают рваться, некоторые атомы частично освобождаются. Происходит перераспределение материала, и образуются трехмерные островки (см. рис. 2.2,в). Когда образуется островок, решетка InAs частично распрямляется и получается выигрыш в энергии. Образование трехмерных островков начинается после осаждения 1,6–1,7 слоя InAs.

После осаждения четырех монослоев получается плотный массив островков правильной формы. Если на островки InAs снова нарастить GaAs, получатся квантовые точки InAs (узкозонный полупроводник) в матрице GaAs (широкозонный).

Формирование массивов островков наблюдается также в системах Si-Ge, InAs-InP, AlInAs-AlGaAs, PbSe- PbTe и в ряде других.

Размер и форма островков. Для заданных условий роста существует определенный размер островков, который соответствует минимуму энергии системы. Увеличение или уменьшение размеров островков приводит к увеличению энергии. Большинство островков имеет одинаковый размер, который зависит от условий роста.

Островки ограничены поверхностями с малой поверхностной энергией (так называемые кристаллографические грани с низкими индексами Миллера). Например, на подложке GaAs с ориентацией (100) равновесная форма островков InAs – это пирамидки с квадратным основанием (рис. 2.3,а).

Когда расстояние между островками становится сравнимым с размерами островков, начинается их упругое взаимодействие, обусловленное проникновением в подложку напряжений, создаваемых островками. Взаимодействие островков на поверхности – всегда отталкивание. Это обеспечивает устойчивость массива островков. На упругоанизотропных поверхностях {100} островки образуют квадратную сетку.

На рис. 2.3,б показаны пирамидальные островки PbSe на поверхности PbTe (111).

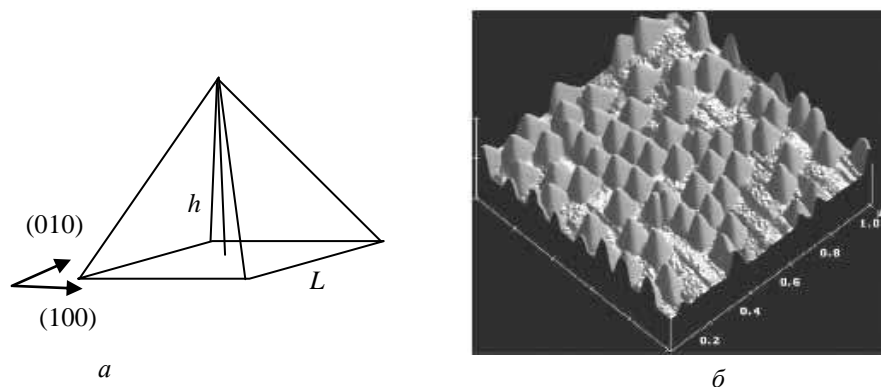


Рис. 2.3. Островки PbSe на поверхности PbTe: а – схема островка; б – схематическое изображение островков, полученное с помощью атомно-силового микроскопа

Для приборных приложений массив островков должен обладать определенными качествами: отсутствие дефектов, однородность массива по форме, взаимному расположению и размерам островков, достаточная поверхностная плотность островков. Например, для лазерных структур необходима плотность островков $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Регулированием условий роста можно изменять размеры островков и их поверхностную плотность. Например, с ростом температуры подложки увеличивается размер основания L , уменьшается высота h и уменьшается поверхностная плотность островков. Эти параметры зависят также от давления паров мышьяка и других условий роста.

Подбор оптимальных условий получения островков производится экспериментально. Существуют минимальный и максимальный размеры островков, когда их можно рассматривать как квантовые точки. Для системы InAs-GaAs это 4 и 20 нм соответственно. Минимальный размер определяется тем, что квантовая точка должна иметь хотя бы один энергетический уровень; максимальный размер определяется необходимостью выполнения условия $E_2 - E_1 \gg kT$.

Вертикальные массивы квантовых точек. Если первый слой квантовых точек-островков закрыть несколькими монослоями матричного материала и снова осаждают материал островков, то новые островки – квантовые точки – будут формироваться строго над островками предыдущего слоя (рис. 2.4). Это объясняется тем, что из-за различия решеток осаждаемый материал матрицы над островками оказывается упругонапряженным. Например, в матрице GaAs над островком InAs создается максимальное растяжение. Так как атомы индия имеют больший радиус, чем атомы галлия, то при осаждении атомы индия притягиваются к участкам поверхности GaAs с максимальным растяжением, т.е. к участкам над заросшими островками предыдущего слоя.

Так получают вертикальные массивы квантовых точек для приборных структур. Регулируя толщину осажденных слоев GaAs, можно получить туннельно-связанные и электронно-связанные квантовые точки в вертикальных массивах (см. рис. 2.4).

2.2. Формирование квантовых проволок (нитей)

К тому времени, когда экспериментальные исследования квантовых нитей начали разворачиваться во многих лабораториях мира (а произошло это буквально несколько лет назад), технология двумерных электронных систем уже достигла высокой степени совершенства и получение таких структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии стало в достаточной степени рутинной процедурой. Поэтому большинство способов изготовления квантовых нитей основывается на том, что в системе с двумерным электронным газом (как правило, на основе гетероструктур) тем или иным способом ограничивается движение электронов еще в одном из направлений. Для этого есть

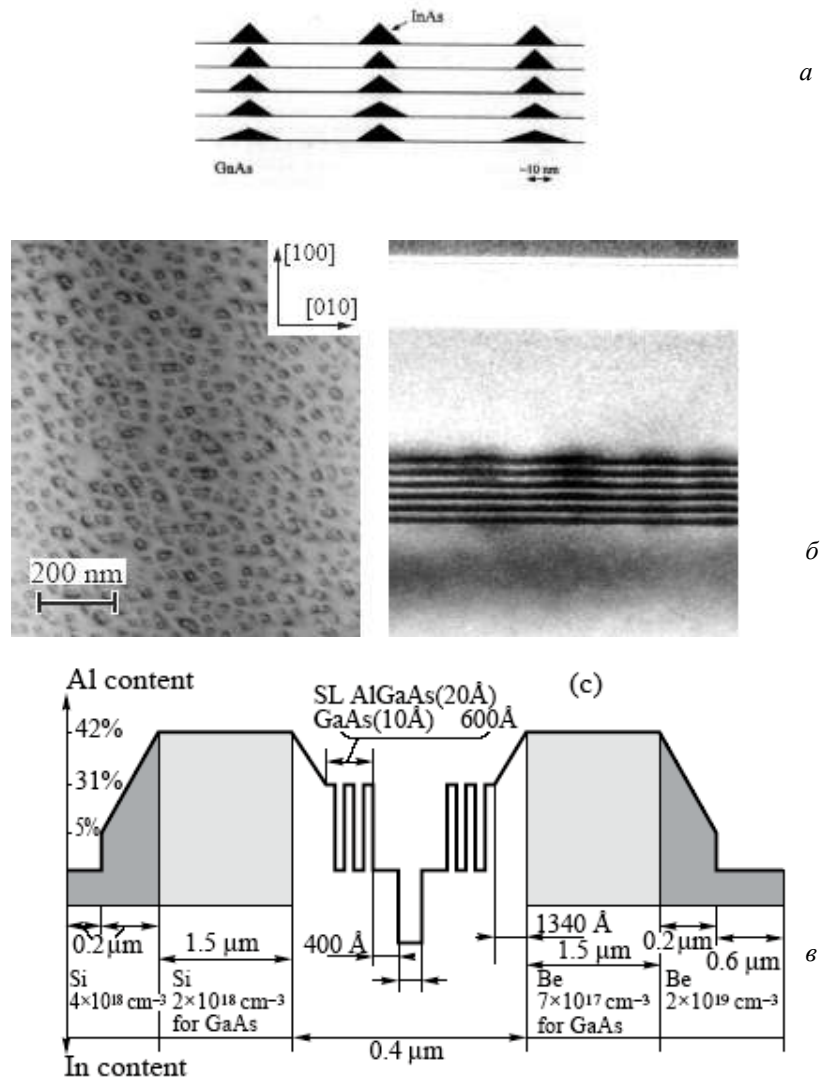


Рис. 2.4. AlGaAs-лазеры на вертикально связанных массивах квантовых точек InAs: *a* – схематическое изображение, *б* – микрофотография поверхности и бокового среза, *в* – энергетическая диаграмма

несколько способов. Эти структуры можно сформировать, например, на границе раздела двух полупроводников, где находится двухмерный электронный газ. Это можно сделать, если нанести дополнительные барьеры, ограничивающие движение электронов еще в одном или двух направлениях. Квантовые нити формируются в нижней точке V-образной канавки, созданной на полупроводниковой подложке. Если в основание канавки осадить полупроводник с меньшей шириной запрещенной зоны, то электроны этого полупроводника будут заперты в двух направлениях. Наиболее перспективным методом сейчас выглядит непосредственное «вырезание» узкой полоски с помощью литографической техники (рис. 2.5).

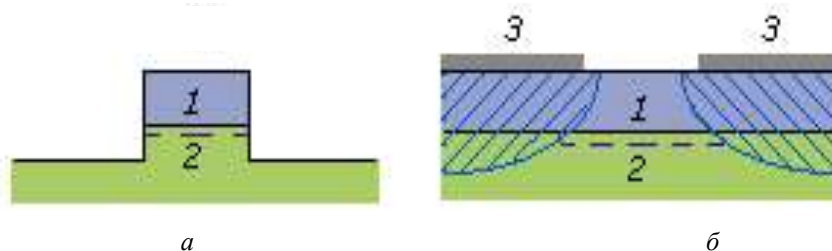


Рис. 2.5. Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми нитями, полученные с помощью субмикронной литографии за счет вытравливания узкой полоски из самой структура (а) или щели в затворе Шоттки (б):

- 1 – полупроводник с широкой запрещенной зоной (например, AlGaAs);
- 2 – полупроводник с узкой запрещенной зоной (например, GaAs);
- 3 – металлический затвор. Образующийся вблизи гетерограницы узкий электронный канал показан штриховой линией. Заштрихованы области обеднения электронами

Один из способов изготовления квантовых проволок заключается в использовании электронно-лучевой литографии. Данный метод позволяет получать квантовые проволоки самого высокого качества. Изготавливаются квантовые проволоки $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ при помощи пучков электронного микроскопа (200 кВ). Для таких высоких энергий электронов эффект близости значительно ослабляется, что позволяет получать низкоразмерные структуры с малым периодом.

На буферный слой InP толщиной 200 нм эпитаксиальным методом наращивается слой InGaAs толщиной 5 нм, а затем слой InP толщиной 8 нм. Квантовая яма образуется слоем узкозонного InGaAs между двумя широкозонными слоями InP. На верхний слой InP наносится слой резиста ПММА толщиной 100 нм и экспонируется система параллельных полос шириной 15 нм с расстоянием между ними 60 нм. После проявления резиста сверху наносится слой золота толщиной 20 нм. Затем резист, оставшийся после проявления, покрытый золотом, удаляется и на верхнем слое InP остаются полоски золота шириной 15 нм, служащие масками при последующем травлении. В результате из квантовой ямы вырезаются квантовые проволоки шириной 16–18 нм. Слой InGaAs толщиной 5 нм расположен на 8 нм ниже верха структуры.

При ориентации проволок в направлении [011] стенки проволок получают практически вертикальными. На рис. 2.6 приведена микрофотография рассматриваемой структуры, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа.

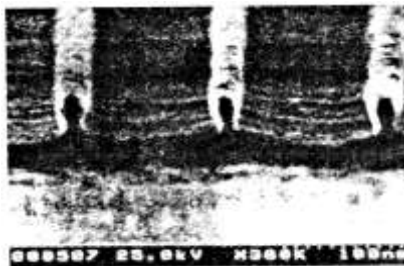


Рис. 2.6. Микрофотография квантовых проволок $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$

Можно поступить иначе. Поверхность полупроводниковой структуры покрывают металлическим электродом, создающим с полупроводником контакт Шоттки и имеющим узкую щель (см. рис. 2.5). Если гетерограница находится достаточно близко от поверхности, в слое обеднения, то двумерные электроны на границе будут отсутствовать всюду, кроме узкой области под щелью. Такой тип одномерной структуры обладает дополнительным преимуществом: меняя напряжение на затворе, мы можем управлять эффективной шириной квантовой нити и концентрацией носителей в ней.

2.3. Формирование квантовых ям

Для формирования квантовых ям используют молекулярно-лучевую эпитаксию (МЛЭ, МВЕ – Molecular Beam Epitaxy). Эпитаксия – это закономерное нарастание одного кристаллического материала на другом (от греч. *επι* – на и *ταξις* – упорядоченность), т.е. ориентированный рост одного кристалла на поверхности другого (подложки). Материал подложки в этом процессе выполняет роль затравочного кристалла.

Если материалы получаемого слоя и подложки идентичны, например, когда GaAs выращивают на GaAs, то процесс называют *автоэпитаксиальным* или *гомоепитаксиальным*. Если же материалы слоя и подложки различаются (хотя их кристаллическая структура должна быть сходной для обеспечения роста монокристаллического слоя), то процесс называют *гетероэпитаксиальным*.

С помощью эпитаксиальных процессов получают пленки металлов, оксидов, органических соединений и полупроводников. В основе метода лежит осаждение испаренного в молекулярном источнике вещества на кристаллическую подложку. Несмотря на достаточно простую идею, реализация данной технологии требует чрезвычайно сложных технических решений. Основные требования к установке эпитаксии следующие.

- В рабочей камере установки необходимо поддерживать сверхвысокий вакуум (около 10^{-8} Па).

- Чистота испаряемых материалов должна достигать 99,999999 %.
- Необходим молекулярный источник, способный испарять тугоплавкие вещества (такие как металлы) с возможностью регулировки плотности потока вещества.

Особенностью эпитаксии является невысокая скорость роста пленки (обычно менее 1000 нм в час).

3. КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ

3.1. 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*).

3.2. 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 [2], при измерении эффекта Холла в инверсном слое кремниевого МОП-транзистора (рис. 3.1) при низких температурах ($T \sim 1$ К) и в сильных магнитных полях ($B > 1$ Тл) линейная зависимость холловского сопротивления сменяется чередой ступеней (плато) (рис. 3.2). Величина сопротивления на этих ступеньках равна комбинации фундаментальных физических констант, деленной на целое число i :

$$R_H = \rho_{xy} = \frac{h}{ie^2} \quad \text{или} \quad \sigma_{xy} = i \frac{e^2}{h}, \quad (3.1)$$

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

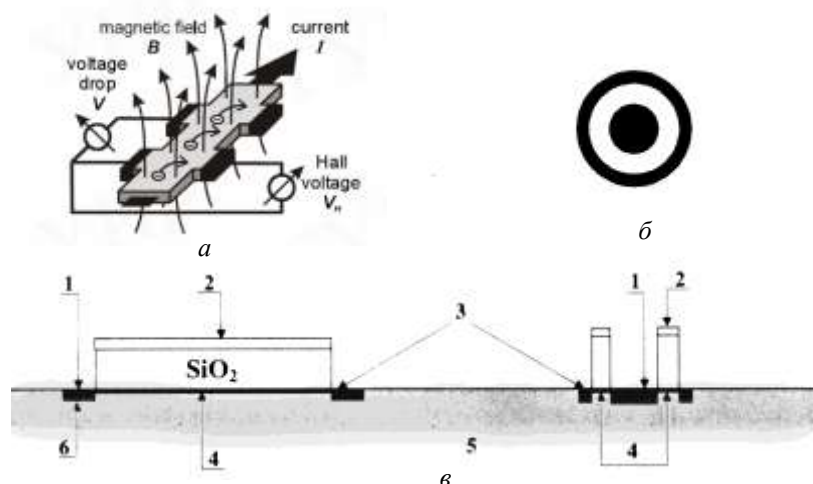


Рис. 3.1. Вид сверху (*a, б*) и поперечное сечение типичных МОП-структур (*в*), используемых в экспериментах. Слева – длинный образец, справа – кольцевой образец: 1 – исток; 2 – затвор; 3 – сток; 4 – инверсионный n -слой (двухмерный электронный газ); 5 – подложка p -Si; 6 – n^+ -контакт

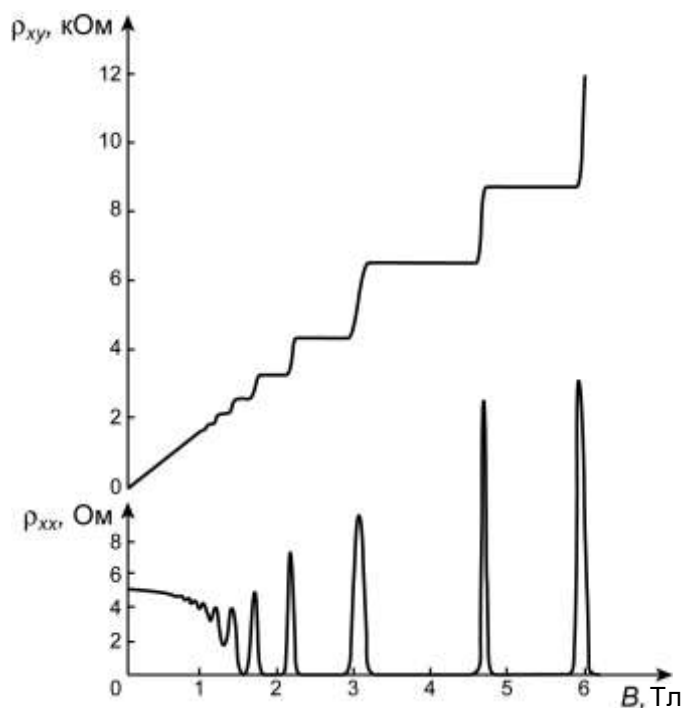


Рис. 3.2. Зависимости холловского сопротивления и удельного сопротивления от магнитного поля при постоянной концентрации носителей. На зависимости холловского сопротивления наблюдаются «плато»

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. 3.2). Оба этих явления получили название **квантового целочисленного эффекта Холла**.

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 (Daniel Tsui) и Хорст Штермер (Horst Stormer) заметили, что «плато» в холловском сопротивлении наблюдаются не только при целых значениях i , но и в существенно более сильных магнитных полях [3], 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 [1]. Этот эффект получил название *квантового дробного эффекта Холла*.

Механизмы этих двух вариантов квантового эффекта Холла различны. К настоящему времени целочисленный эффект Холла нашел полное объяснение, а теоретические и экспериментальные исследования по дробному эффекту Холла привели к определенной модели.

3.3. 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 (W. Ehrenberg) и Р.Э. Сайди (R.E. Siday) 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 [3]. 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:

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A}, \quad (3.2)$$

$$\vec{E} = -\text{grad} \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (3.3)$$

После этого уравнения Максвелла электромагнитного поля в вакууме

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.4)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (3.5)$$

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 (3.2), (3.3) не определяют однозначно векторный и скалярный потенциалы. Если сделать замены

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \text{grad} \psi, \quad (3.6)$$

$$\varphi \rightarrow \varphi - \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (3.7)$$

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.

Якир Ааронов и Дэвид 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

$$\Delta\varphi = \frac{e}{h} \int (V dt - \vec{A} dS), \quad (3.8)$$

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. 3.3). 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.

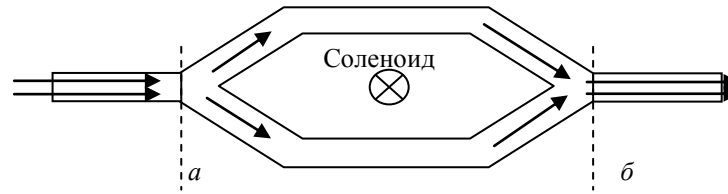


Рис. 3.3. Схема эксперимента по наблюдению магнитного эффекта Ааронова – Бома

Рассмотрим простейший случай, когда через плоскость a пролетают два электрона с одинаковыми начальными фазами электронных волн. Обозначив начальные и конечные амплитуды электронных волн $A_i(0)$ и $A_i(L)$ ($L = 1, 2$), коэффициент прохождения от a к b можно представить в виде

$$D = \left| \frac{A_1(0)\exp(jk_1L) + A_2(0)\exp(jk_2L)}{A_1(0) + A_2(0)} \right|^2. \quad (3.9)$$

Пусть в плоскости a электроны находились в одинаковых состояниях. Тогда $A_1(0) = A_2(0)$ и $D = \cos^2(k_1 - k_2)L/2$. Если нормально к структуре приложено магнитное поле с индукцией B , то согласно (3.8) $(k_1 - k_2)L = e\Phi/\hbar$, где $\Phi = BS_{\text{эфф}}$ – магнитный поток через площадку $S_{\text{эфф}}$ между средними линиями каналов, так что коэффициент прохождения

$$D = \cos^2(e\Phi/2\hbar). \quad (3.10)$$

Таким образом, электронный ток и проводимость структуры должны периодически осциллировать при изменении магнитного потока Φ с периодом h/q (рис. 3.4).

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.

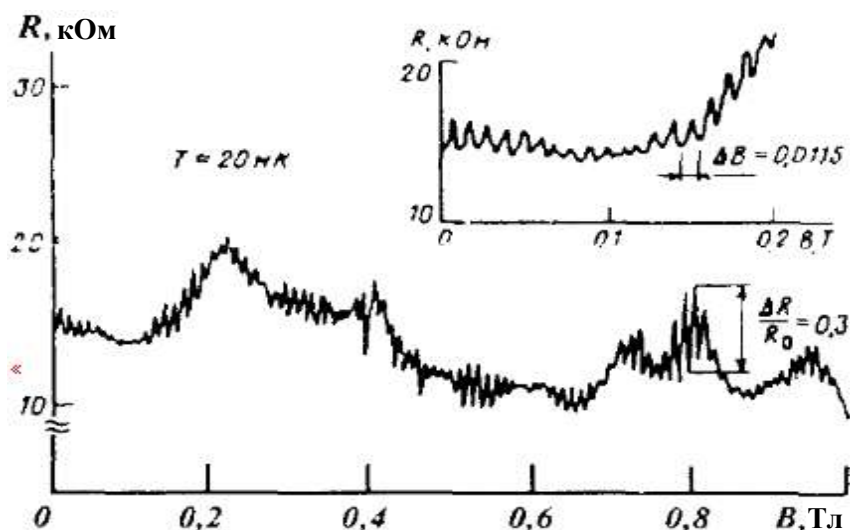


Рис. 3.4. Зависимость сопротивления интерферометра от магнитного поля. На вставке – поведение осцилляций АБ в области минимума биений

3.4. 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, характеризуемые 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).

3.5. Квантово-размерный эффект Штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми ямами

Как уже отмечалось, эффектом Штарка называется изменение энергетического спектра атомов, молекул, кристаллов в электрическом поле. Квантово-размерный эффект Штарка (quantum confined Stark effect) в гетеронаноструктурах с квантовыми ямами (КЯ) проявляется в красном смещении линии экситонного поглощения КЯ. Это смещение связано с изменением формы потенциальной ямы в электрическом поле. На рис. 3.5 показаны энергетические диаграммы и огибающие волновые функции фотовозбужденных электронов и дырок для гетероструктуры с КЯ InGaAs/GaAs в отсутствие электрического поля и в электрическом поле с напряженностью F . В достаточно совершенных КЯ обычно образуются связанные (экситонные) состояния электронов и дырок, которые проявляются в наличии пика на краю межзонного оптического поглощения КЯ. Энергия основного оптического перехода в КЯ

$$E_0 = E_{e1} - E_{hh1}, \quad (3.11)$$

где E_{e1} и E_{hh1} – энергии основного состояния электрона и тяжелой дырки соответственно. При отсутствии постоянного дипольного момента электронно-дырочной пары в КЯ красное смещение экситонного пика основного оптического перехода в электрическом поле

$$\Delta E_0 = E_0(0) - E_0(F) = -(pF) = -\alpha F^2 \quad (3.12)$$

определяется индуцированным дипольным моментом $p = \alpha F$ и квадратично зависит от напряженности приложенного электрического поля F .

Кроме смещения линии экситонного поглощения, в достаточно сильном электрическом поле происходит уширение линии, связанное с уменьшением времени жизни экситона, и уменьшение коэффициента поглощения, связанное с уменьшением интеграла перекрытия огибающих волновых функций электронов и дырок (рис. 3.5,б).

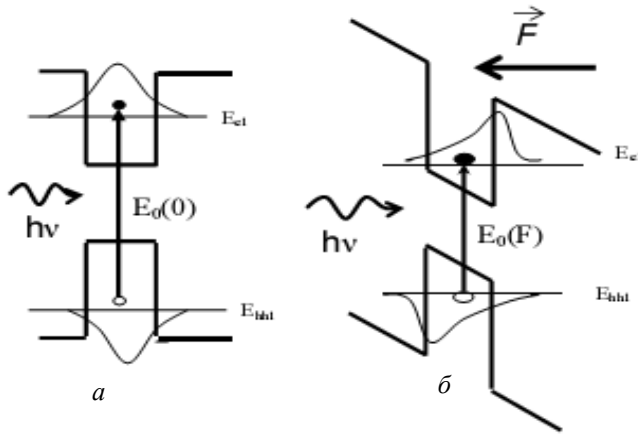


Рис. 3.5. Энергетические диаграммы гетероструктуры с КЯ: *a* – в отсутствие электрического поля; *б* – в электрическом поле с напряженностью F

Эффект Штарка на линиях экситонного поглощения КЯ Al(In)GaAs/GaAs представляет практический интерес в связи с созданием быстродействующих оптических затворов и модуляторов для области спектра 0,85–1,10 мкм. Они представляют собой многоямную структуру, встроенную в p - i - n -диод (рис. 3.6), и обеспечивают глубину оптической модуляции больше 50 % для света, падающего нормально на модулятор. В оптических модуляторах используются гетероструктуры с КЯ GaAs/AlGaAs и с КЯ InGaAs/GaAs для модуляции излучения с длиной волны $\lambda \approx 0,85$ мкм и $\lambda \approx 1$ мкм соответственно. Эти структуры могут быть использованы для модуляции излучения Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1,064$ мкм) [4].

Под действием напряжения в многоямной структуре происходит смещение экситонных пиков поглощения (основного и возбужденных переходов) (рис. 3.7).

Такие модуляторы демонстрируют хорошие электрические характеристики и глубину модуляции (контраст поглощения) до 57 % на экситонных пиках.

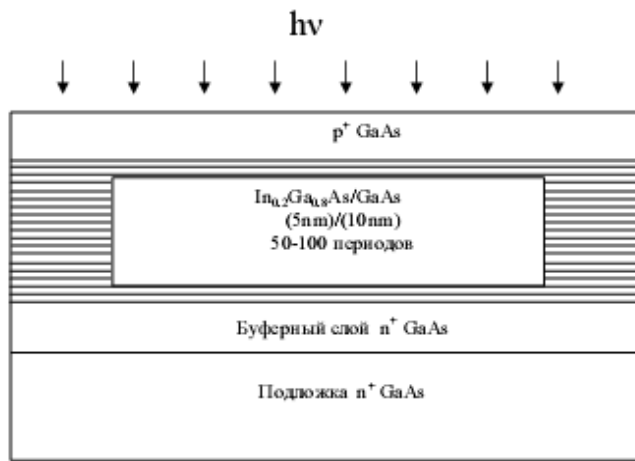


Рис. 3.6. Схема многоямной гетеронаноструктуры InGaAs/GaAs, встроенной в $p^+ - i - n^+$ -диод

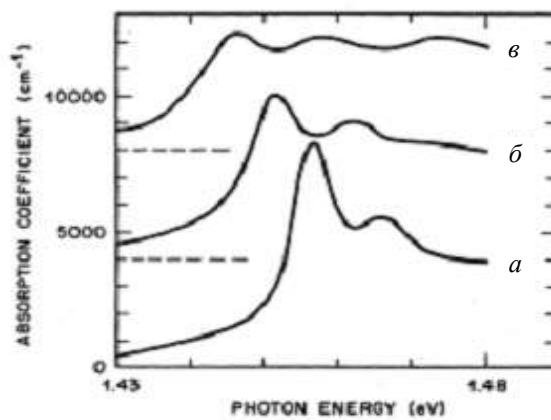


Рис. 3.7. Спектры поглощения многоямной структуры GaAs/AlGaAs при различных значениях напряженности электрического поля F в i -области:
 $a - F = 10$ кВ/см; $б - F = 47$ кВ/см; $в - F = 73$ кВ/см

3.6. 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 $\Delta x \Delta p > h$ (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 $\Delta p > h/\Delta x$, 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. 3.8,а). Частица находится в области координат $x_1 < x < x_2$, причем ее полная энергия меньше высоты стенок ящика: $E < E_p$. Есть ли вероятность выхода частицы из такого ящика? Ответ может дать решение уравнения Шредингера. Запишем его для области $x > x_2$:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (E - E_p)\psi(x) = 0. \quad (3.13)$$

Решение имеет вид

$$\psi(x) = Ae^{-\alpha x}, \quad (3.14)$$

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 (3.14) показано на рис. 3.8,б, по которому видно, что она экспоненциально затухает при удалении от стенок ящика. Для прямоугольного барьера поведение ψ -функции изображено на рис. 3.8,в.

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.

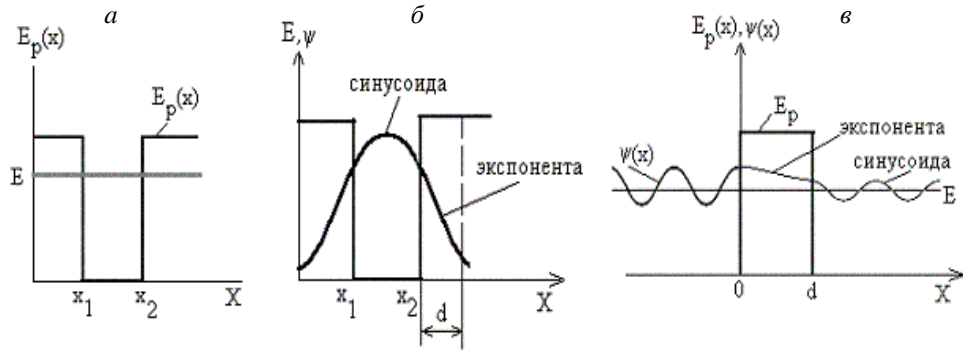


Рис. 3.8. Потенциальные барьеры и поведение ψ -функции на них:
 a, b – потенциальная яма, v – потенциальный барьер

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,

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{m(E_p(x) - E)}\right), \quad (3.15)$$

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. 3.9). 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:

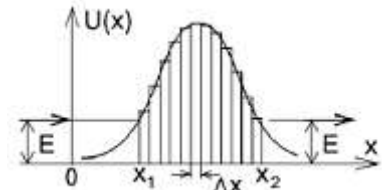


Рис. 3.9. Расчет прозрачности для сложных барьеров

$$D = D_n \cdot D_{n-1} \cdots D_2 \cdot D_1 = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(E_p(x) - E)} dx\right). \quad (3.16)$$

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 электрона. 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.

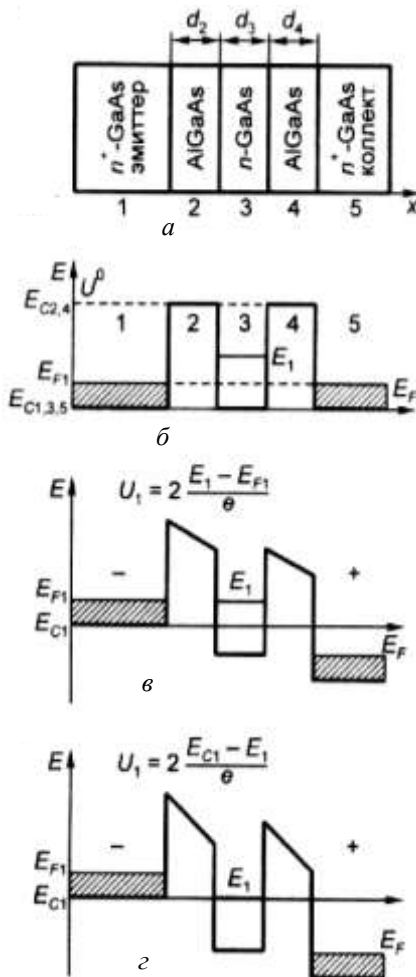


Рис. 3.10. Структура (а) и энергетические диаграммы (б, в, з) резонансно-туннельного диода

пленки, пробой p - n -перехода; на его основе созданы туннельные диоды, разрабатываются активные пленочные элементы.

Дополнительными полезными для нанoeлектроники особенностями обладает так называемый *резонансный туннельный эффект* (рис. 3.10). 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. 3.10, 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 $\tau \sim 8 \cdot 10^{-12}$ 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

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.

3.7. 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 парами¹, 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 (*стационарный 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 радио-

¹ 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).

астрономии 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).

Сверхмалозумящие СИС-смесители, работающие при температуре жидкого гелия, являются наилучшими входными устройствами в диапазоне 100–1000 ГГц. Их шумовая температура ограничивается только фундаментальным квантовым пределом.

В настоящее время такие приемники работают на радиотелескопах миллиметрового диапазона, по меньшей мере, в шести обсерваториях мира и служат для получения ценных астрономических данных.

Тонкопленочные туннельные СИС-переходы совместимы с другими сверхпроводниковыми компонентами приемника, изготавливаемыми с помощью литографии. В Институте радиотехники и электроники (ИРЭ) РАН создан и проходит испытания полностью сверхпроводниковый интегральный приемник субмиллиметровых волн (400–500 ГГц). В этом приемнике совместно работают согласующие устройства, СИС-смеситель, генератор гетеродина на джозефсоновских переходах и другие сверхпроводящие элементы. Совместно с Институтом космических исследований Голландии в ИРЭ ведутся работы по конструированию матрицы таких приемников размером 3×3 элемента, которую предполагается установить на европейском космическом радиотелескопе.

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.

СКВИД, состоящий из двух переходов, включенных параллельно и работающих при постоянном токе смещения (рис. 3.11,б), называется СКВИДОм постоянного тока (ПТ СКВИД). В настоящее время в электронике получили наибольшее распространение ПТ СКВИДы, изготовленные по тонкопленочной технологии.

Схема СКВИДа представляет собой замкнутый контур из сверхпроводника с четырьмя выводами, служащими для подачи тока и снятия напряжения, в который включены два джозефсоновских перехода.

Характерная особенность СКВИДа состоит в том, что при изменении магнитного потока, пронизывающего контур, напряжение на выходе этого устройства периодически изменяется, причем период равен кванту Φ_0 магнитного потока. Эта зависимость позволяет создать на основе СКВИДов чувствительнейшие измерители вариаций магнитного поля. С их помощью можно измерять практически любые физические величины, преобразуемые в магнитный поток, такие как напряженность магнитного поля, градиент напряженности, электрический ток и напряжение, магнитная восприимчивость и смещение. Этим и объясняется, что активные сверхпроводящие элементы, джозефсоновские переходы и СКВИДы, создаваемые на базе низкотемпературных и высокотемпературных сверхпроводников (НТСП и ВТСП), ускоряющимися темпами внедряются в современную радиоэлектронику.

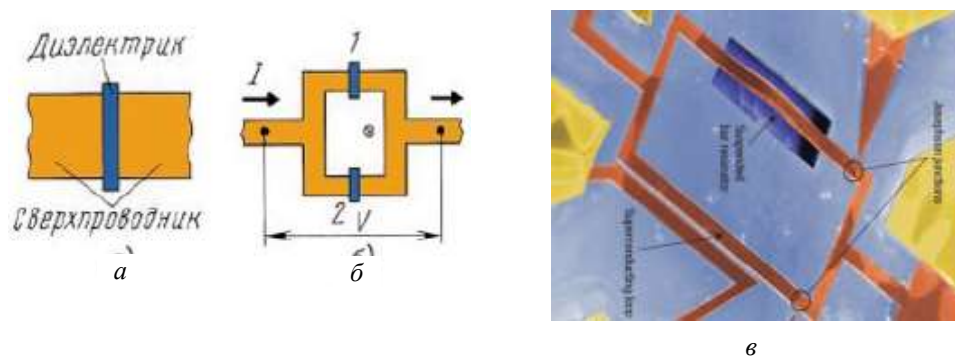


Рис. 3.11. Схематическое изображение джозефсоновского перехода (а), сверхпроводящего квантового интерференционного датчика (б), микрофотография СКВИДа с механическим резонатором (в)

На основе низкотемпературных (гелиевых) СКВИДов созданы чувствительнейшие вольтметры и усилители, шумы которых приближаются к квантовому пределу. Сверхчувствительные магнитометры, измеряющие вариации магнитных полей с разрешением до 10 Тл, – это уже промышленная продукция, находящая широкое применение в измерительной технике. Например, они позволяют производить измерения очень малой магнитной восприимчивости незначительных количеств вещества. С помощью устройств на СКВИДах удалось измерить предельно малую восприимчивость белков. Эти приборы использовались для измерения магнитного момента образцов лунного грунта.

Другая важная область применения СКВИДов – геофизика. Здесь они используются при изучении магнитных свойств горных пород. Они весьма перспективны при разведке нефтяных источников и изучении сейсмической активности.

Остановимся немного подробнее на двух имеющих общие черты областях применения СКВИД-магнитометров. Это бесконтактное диагностирование человека и неживых объектов. СКВИД как внешний зонд может быть расположен вблизи исследуемого объекта, никоим образом не воздействуя на него и не нарушая его целостности. Для измерения магнитных полей человека, или биоманнитных исследований, уже создаются многоканальные системы на основе охлаждаемых гелием СКВИДов. Они применяются во многих клиниках мира для наблюдения и анализа магнитных полей, обусловленных сердечной деятельностью (магнитокардиограмма – МКГ), деятельностью мышц (магнитомиограмма – ММГ), мозговой деятельностью (магнитоэнцефалограмма – МЭГ).

Для исследования деятельности мозга человека в Финляндии разработаны «шлемы», содержащие свыше 120 СКВИД-датчиков. В Японии прошла испытания 256-канальная система. И это на низкотемпературных, охлаждаемых жидким гелием, СКВИДах. При создании таких систем, кроме стандартных требований к приборам – низкий шум, высокая скорость слежения, долговременная стабильность и т.п., одновременно решаются проблемы миниатюризации цепей и охлаждающих устройств, создания малоразмерной и дешевой электроники, уменьшения взаимного влияния каналов и многие другие.

Открытие высокотемпературных сверхпроводников и прогресс технологии создания малошумящих СКВИДов, приближающихся по своим характеристикам к низкотемпературным, но работающих при азотном охлаждении, во многом упростили проблему их внедрения в аппаратуру телекоммуникационных комплексов. В результате возникла возможность разработки гибридных устройств, открывающих принципиально новые перспективы в системах связи. Уже в приемниках станций сотовой и персональной связи, работающих на частотах от 800 МГц до 2 ГГц, используются суперузкополосные сверхпроводящие фильтры из высокотемпературных сверхпроводящих пленок. Разработаны и проходят испытания резонаторы, мультиплексоры, линии задержки и прочие пассивные элементы радиоэлектроники. Их достоинствами, по сравнению с элементами из несверхпроводящих материалов, являются более низкие потери, узкополосность, компактность и температурная стабильность. Например, сверхпроводящие резонаторы позволяют получать значения добротности 1011 – это в миллион раз выше, чем в конструкциях с омедненными или посеребренными стенками.

В последнее время проявляется огромный интерес к развитию техники, способной представить пространственное изображение источников магнитного поля. Основной мотив здесь, конечно, желание понять структуру и динамику магнитных вихрей как в низко-, так и в высокотемпературных сверхпроводниках. Прикладной интерес связан с получением магнитных изображений для биомедицинских приложений и неразрушающего контроля материалов.

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. 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.

3.8. 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 [5, 6]. На основе их работ (1985–1986) сформировалось новое направление в нанoeлектронике – одноэлектроника (*single-electronics*). В зависимости от конструктивных особенностей и количества соединенных вместе туннельных структур одноэлектронное туннелирование в них имеет специфические проявления.

3.8.1. Кулоновская блокада с одним туннельным переходом

Рассмотрим туннельный переход металл (M1) – диэлектрик – металл (M2) (рис. 3.12). 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. 3.12,а). Эта энергия равна энергии заряженного конденсатора:

$$\Delta E = \frac{e^2}{2C}. \quad (3.17)$$

Величина ΔE называется *энергией одноэлектронной зарядки (кулоновским зазором)*.

Если приложить к пластинам напряжение U (рис. 3.12,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.

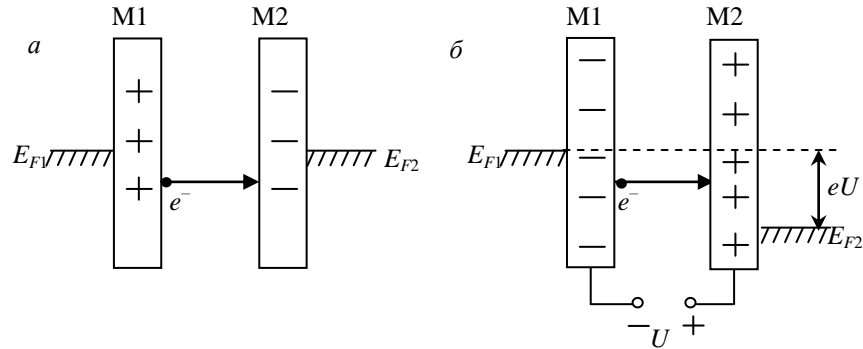


Рис. 3.12. Схема, поясняющая механизм кулоновской блокады

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

$$eU_k = \frac{e^2}{2C}, \quad U_k = \frac{e}{2C}. \quad (3.18)$$

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

$$C \ll \frac{e^2}{2kT}. \quad (3.19)$$

Подставив в (3.19) 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. Для наглядности оценим радиусы сфер с соответствующими значениями C . Как известно, $C_{\text{сф}} = 4\epsilon\epsilon_0 r$. Полагая $\epsilon = 10$, получим $r_{1\text{К}} = 0,8$ мкм, $r_{300\text{К}} = 2,7$ мкм. Таким образом, блокаду можно наблюдать или при температурах ниже гелиевых, или при очень малых емкостях. В обычных условиях энергия ΔE пренебрежимо мала, так как емкость C велика. Если $T = 300$ К, то устройство типа изображенного на рис. 3.12,б должно для проявления кулоновской блокады иметь пластины М1 и М2 размером порядка нескольких нанометров, если толщина диэлектрика составляет примерно 10 нм.

Второе условие наблюдения кулоновской блокады – энергия одноэлектронного заряда ΔE должна превышать квантовые флуктуации энергии:

$$\Delta E \gg \Delta E',$$

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. 3.13,а.

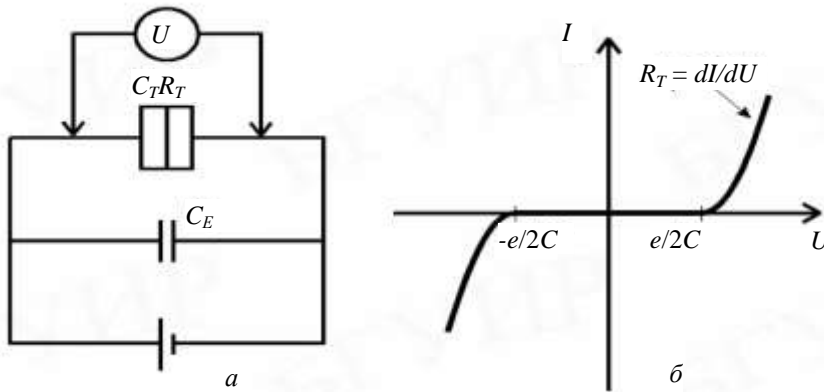


Рис. 3.13. Эквивалентная схема (а) и вольт-амперная характеристика однобарьерной структуры (б)

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:

$$\Delta E = \frac{e^2}{2C} - eU, \quad (3.20)$$

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. 3.13,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.

3.8.2. Кулоновская блокада с двумя туннельными переходами

Две топологически совмещенные, последовательно соединенные туннельные структуры и их эквивалентная схема показаны на рис. 3.14.

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 дополнительными 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 [7].

При маленьких размерах островка энергия Ферми в нем остается, вероятно, отличной от таковой в электродах. Это приводит к разнице электрохимических потенциалов $\Delta\mu = \mu_l - \mu_r = \mu_l - \mu_r = e\Delta U_0$ (рис. 3.15,а). 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.

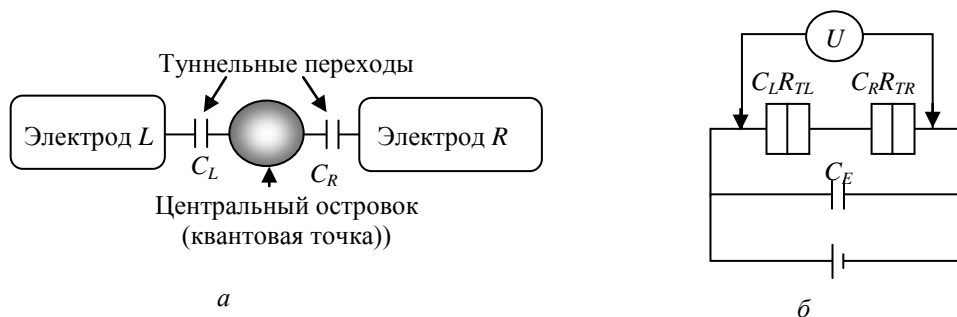


Рис. 3.14. Две топологически совмещенные, последовательно соединенные через квантовую точку туннельные структуры (а) и их эквивалентная схема (б)

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.

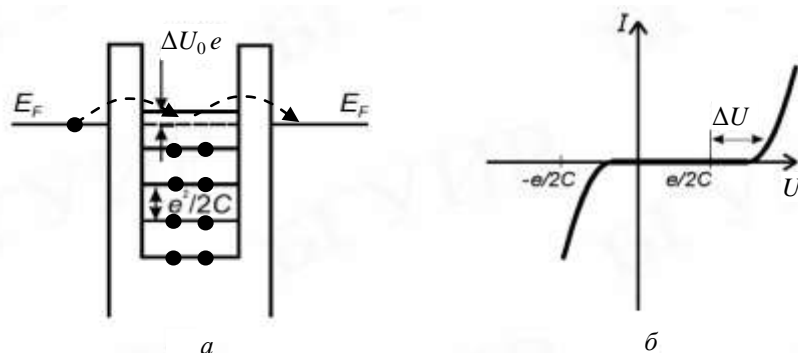


Рис. 3.15. Эквивалентная схема (а) и вольт-амперная характеристика (б) двухбарьерной структуры

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

$$\Delta E = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{e}{c} + \Delta U_0 \right)^2 C - \Delta U_0^2 C \right]. \quad (3.21)$$

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. 3.15,б. 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 специфический ступенчатый вид (рис. 3.16).

Такую характеристику называют кулоновской лестницей (*Coulomb staircase*). Она является следствием различия в скоростях туннелирования через первый и второй барьер. Электрод у барьера с большей прозрачностью называют *истоком*, а с меньшей – *стоком*.

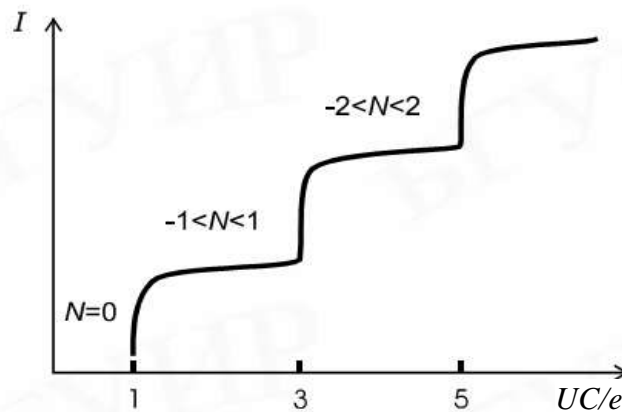


Рис. 3.16. Вольт-амперная характеристика двухбарьерной одноэлектронной структуры, один из барьеров которой имеет более высокую прозрачность

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, детальное рассмотрение которых дано в следующем разделе.

3.8.3. 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* (cotunneling) или *макроскопического квантового туннелирования* (macroscopic quantum tunneling). 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 (elastic) и неупругое (inelastic) 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

$$I = \frac{h\sigma_1\sigma_2\Delta}{8\pi^2e^2} \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right) U, \quad (3.22)$$

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:

$$I = \frac{h\sigma_1\sigma_2\Delta}{6e^2} \left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \right)^2 \left[(k_B T)^2 + \left(\frac{eU}{2\pi} \right)^2 \right] U. \quad (3.23)$$

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.

4. УСТРОЙСТВА НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

4.1. 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).

4.1.1. Диоды на резонансном туннелировании

В общем случае резонансно-туннельный диод (resonant tunneling diode – RTD) 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. 4.1.

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. 4.1,а–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 $d_3 = 3\text{--}10$ нм, слой из слаболегированного n -GaAs; 2, 4 – барьеры из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной $d_2 = d_4 = 2\text{--}5$ 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 .

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).

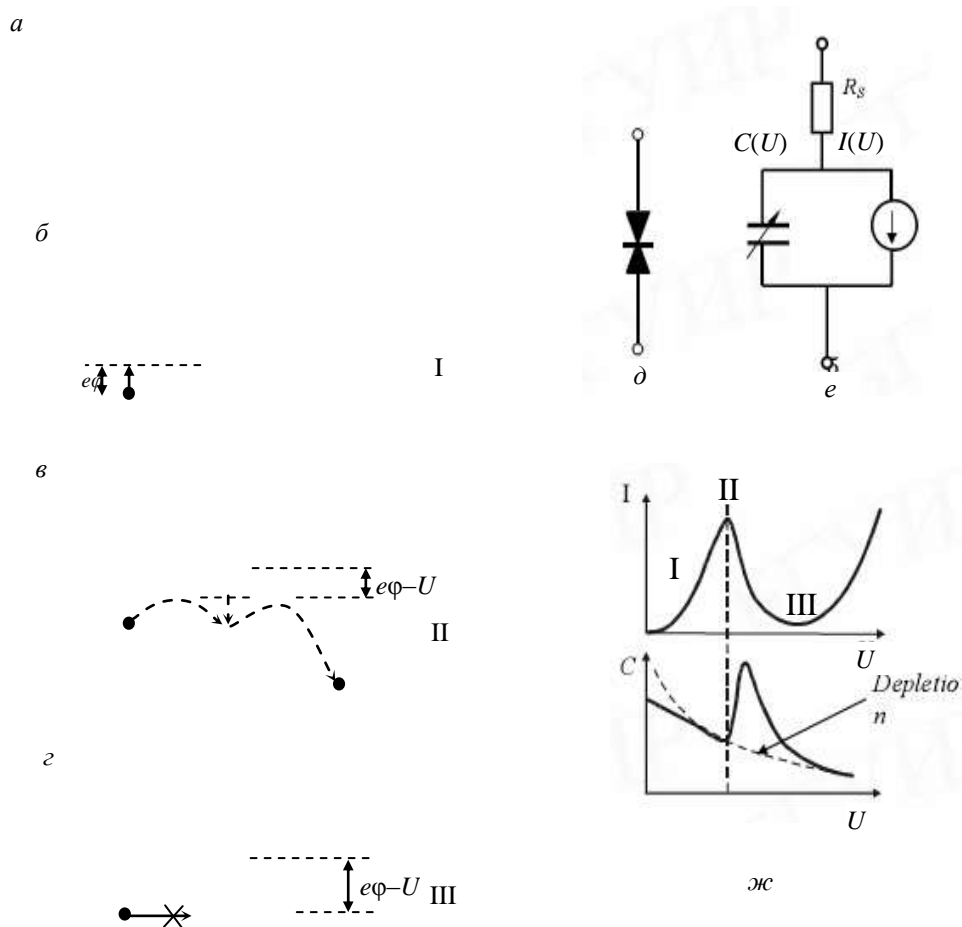


Рис. 4.1. Структура (а), энергетические диаграммы (б, в, г), условное обозначение (д), эквивалентная схема (е), вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики (ж) резонансно-туннельного диода

Энергетическая диаграмма, представленная на рис. 4.1,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. 4.1,в). При этом энергетические уровни эмиттера 1 будут подниматься относительно уровней коллектора 5. Значительно больший ток через структуру, связанный с резо-

нансным туннелированием, появится при напряжении U_1 , когда уровень E_{F1} (последний уровень в эмиттере, заполненный электронами) сравняется с размерным уровнем E_1 (см. рис. 4.1,б). На рисунке видно, что U_1 определяется положениями уровней E_1 и E_{F1} , и можно записать:

$$U_1 = 2 \frac{E_1 - E_{F1}}{e}. \quad (4.1)$$

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. 4.1,в). Это произойдет, если

$$U_2 = 2 \frac{E_{C1} - E_1}{e}. \quad (4.2)$$

В этом выражении E_{C1} – исходное положение дна зоны проводимости в слое 1 (см. рис. 4.1,б). 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. 4.1,в).

Основной особенностью резонансно-туннельных диодов является наличие на вольт-амперной характеристике области отрицательного дифференциального сопротивления, которая является основой для большинства его практических применений (рис. 4.1,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 (*peak current density*) и пиковое напряжение (*peak voltage*) в области пика плотности тока, долинная плотность тока в минимуме (*valley current density*), отношение этих плотностей тока (*peak-to-valley ratio*).

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 резонансного 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.

Рассмотрим указанное «время туннелирования» и «RC-время». Предположим, что электрическое поле в резонансно-туннельной структуре переходит от нерезонансного к резонансному состоянию за определенное время. Амплитуда волновой функции в квантовой яме изменяется до своего стационарного значения в ответ на это изменение. Время туннелирования и есть период, необходимый для этого изменения, то есть для перехода системы в устойчивое состояние. Это величина порядка времени жизни стабильного резонансного состояния в квантовой яме τ , которое равно времени прохождения электроном квантовой ямы. В упрощенном представлении это время задается шириной энергетического уровня Γ_0 как

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_0},$$

где \hbar – постоянная Планка; Γ_0 – ширина энергетического уровня, которая определяется как полуширина функции вероятности переноса электронов через резонансное состояние.

Ширина энергетического уровня Γ_0 экспоненциально уменьшается с увеличением толщины и высоты барьера. Это означает, что для выбранных материалов уменьшение времени туннелирования может быть получено путем уменьшения толщины барьера. Однако выбор оптимальной толщины требует учета зависимости отношения токов в максимуме и минимуме от этого параметра. 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 $R_3C(U)$. Это хорошо видно из эквивалентной схемы, приведенной на рис. 4.1,е.

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 $6,8 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ при емкости около $1,5 \cdot 10^{-7} \text{ Ф}$. Эти величины указывают на то, что показатель скорости, который определяется как отношение удельной емкости к пиковой плотности тока C/J_p , меньше $0,22 \text{ пс/В}$. 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. 4.1,а) подвести электрод, регулирующий положение размерного уровня E_1 с помощью электрического поля. На основе резонансно-туннельных диодов разработаны аналого-цифровые преобразователи на несколько гигагерц, логические элементы, запоминающие устройства, которые можно использовать в процессорах, и другие цифровые устройства для быстродействующей электроники.

4.1.2. Транзисторы на резонансном туннелировании



Рис. 4.2. Обозначение резонансно-туннельного транзистора

Добавление управляющего электрода к резонансно-туннельному диоду превращает его в резонансно-туннельный транзистор (resonant tunneling transistor) и расширяет возможности его применения. В электрических схемах резонансно-туннельные транзисторы обозначают значком, представленным на рис. 4.2. Потенциал, подаваемый на дополнительный электрод, смещает вольт-амперную характеристику диода вдоль оси тока (см. рис. 4.1,ж).

Можно также объединить резонансно-туннельный диод с обычным транзистором, чтобы сделать комбинированный прибор. Этот вариант использован для создания **резонансно-туннельного биполярного транзистора** (resonant tunneling bipolar transistor) и **резонансно-туннельного транзистора на горячих электронах** (resonant tunneling hot electron transistor). 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 (gated resonant tunneling diodes). Затворы в них создают в виде барьеров Шоттки или $p-n$ -переходов вокруг эмиттера для внешнего управления условиями резонанса тока в диоде. На рис. 4.3 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.

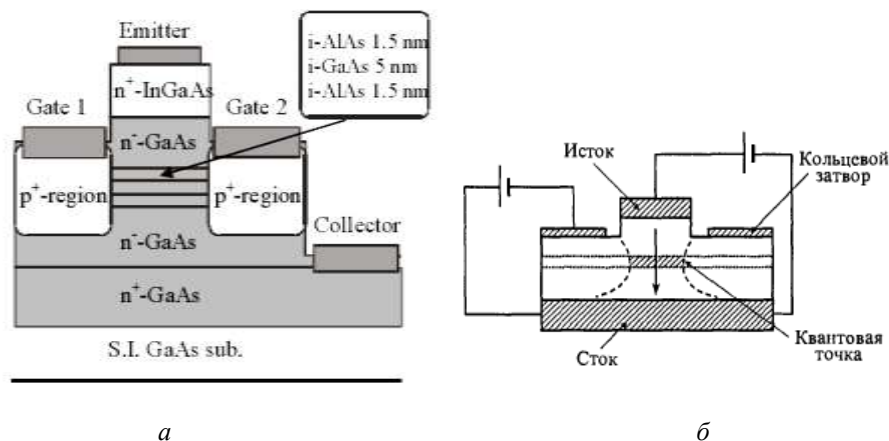


Рис. 4.3. Структура управляемого затвором резонансно-туннельного диода на основе GaAs-AlAs (а) и схема его включения (б)

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

4.1.3. Логические элементы на резонансно-туннельных приборах

Резонансно-туннельные диоды и транзисторы применяются в аналоговых и цифровых интегральных микросхемах как элементы, имеющие вольт-амперную характеристику с участком отрицательного дифференциального сопротивления. В качестве примера остановимся только на принципах построения оригинальных сверхбыстродействующих логических вентилях, использующих переход из моностабильного в бистабильное состояние (monostable-bistable transition logic elements – MOBILE).

Схема, обеспечивающая переход из моностабильного в бистабильное состояние, представляет собой два последовательно соединенных прибора с отрицательным дифференциальным сопротивлением. При этом, по крайней мере, один из приборов должен иметь третий вывод для модуляции пикового

тока. На рис. 4.4 показаны нагрузочные кривые и соответствующие диаграммы потенциальной энергии для такой схемы.

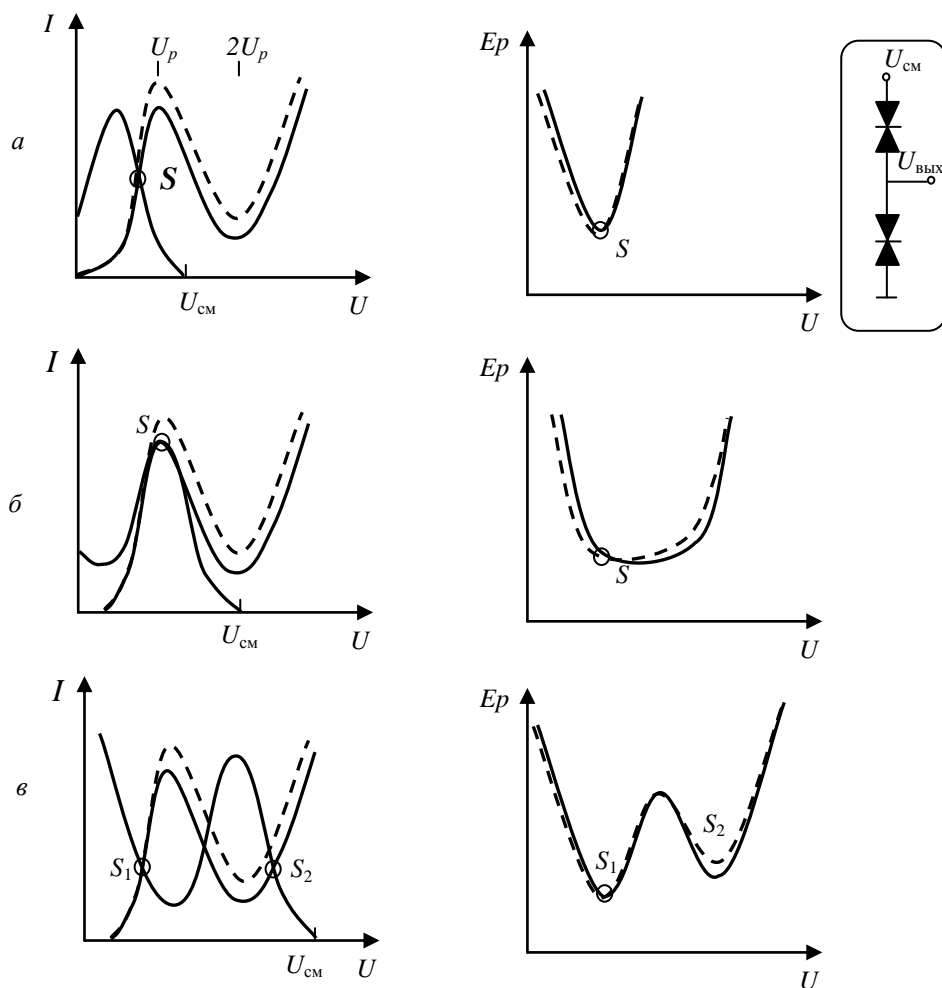


Рис. 4.4. Нагрузочные кривые и соответствующие диаграммы потенциальной энергии для базового элемента, обеспечивающего переход из моностабильного в бистабильное состояние

Количество устойчивых точек равно единице (рис. 4.4,*а*), когда напряжение смещения меньше, чем удвоенное пиковое напряжение ($2U_p$). Эта устойчивая точка расщепляется на две ветви, S_1 и S_2 (рис. 4.4,*в*), когда напряжение смещения увеличивается за пределы $2U_p$. Небольшое различие пикового тока у двух приборов определяет состояние схемы после перехода. Например, больший пиковый ток в задающем приборе (нижний резонансно-туннельный диод или транзистор) дает стабильную точку S_1 (штриховая линия). Различие пиковых токов может быть слишком малым для переключения, так как в точке перехода (рис. 4.4,*б*) система чувствительна к этой

разнице. При колебательном изменении напряжения смещения $U_{см}$ схема работает как логический вентиль.

В заключение следует отметить, что наиболее важными особенностями рассмотренных наноэлектронных приборов на туннельных эффектах являются их расширенные, по сравнению с традиционными приборами, функциональные возможности, связанные с уникальностью вольт-амперных характеристик, и высокое быстродействие. Благодаря им, эти приборы играют важную роль в разработке сверхбыстродействующих интегральных микросхем со сверхвысокой степенью интеграции.

4.2. 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 подводящими электродами. Простейший одноэлектронный прибор – одноэлектронная ячейка, на ее основе строятся более сложные одноэлектронные приборы.

4.2.1. Одноэлектронный транзистор

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. 4.5). Современные методы нанотехнологии позволяют изготовить одноэлектронный (SET – Single Electron Tunneling) транзистор с площадью туннельных переходов менее 100×100 нм и размером острова менее 100 нм.

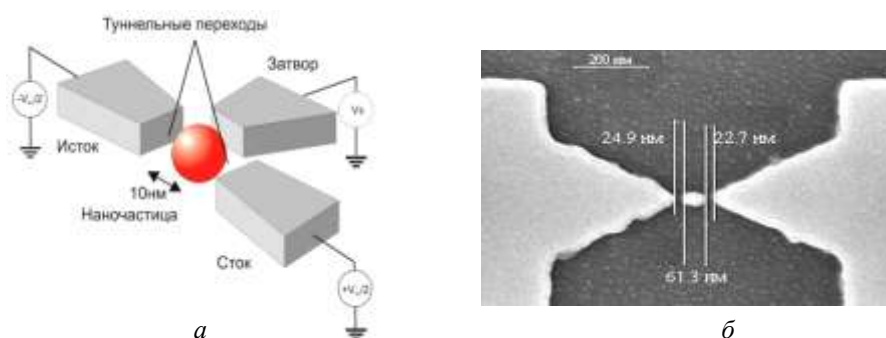


Рис. 4.5. Схематическое устройство одноэлектронного транзистора (а) и микрофотография практической реализации (б)

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. 4.5). 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 Т-образная схема (рис. 4.6). В ней транзисторы изготавливаются на кремниевой подложке по технологии изоляции имплантированным кислородом (SIMOX – Separation by IMplantation of OXygen). Такая технология позволяет получить тонкий слой кремния, изолированный от кремниевой подложки. С помощью процесса электронно-лучевой литографии возможно получение Т-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.

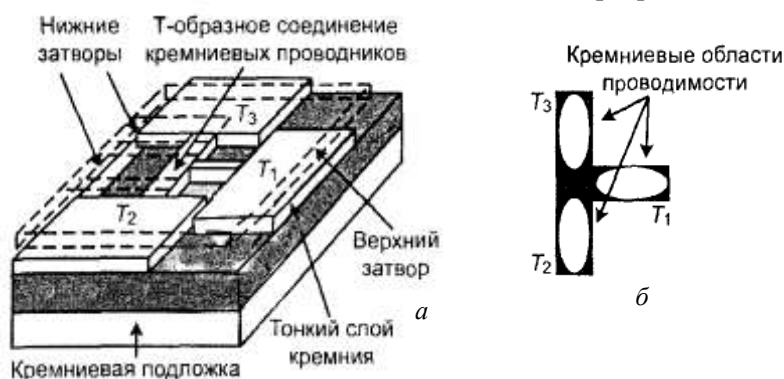


Рис. 4.6. Структура кремниевого Т-образного транзистора (а) и схема расположения кремниевых областей проводимости (б)

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. Т-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. Тонкие 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 работе [1] 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. 4.7 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 $E_{Fст} < E_{Fис}$ (рис. 4.7,а), кулоновская блокада подавляет туннелирование электронов с истока и поэтому $J = 0$. При $U_3 = U_{3к}$ (рис. 4.7,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. 4.7,в), ток отсутствует, но на острове находится один добавочный электрон. При $U = U_{32}$ ток возникает снова.

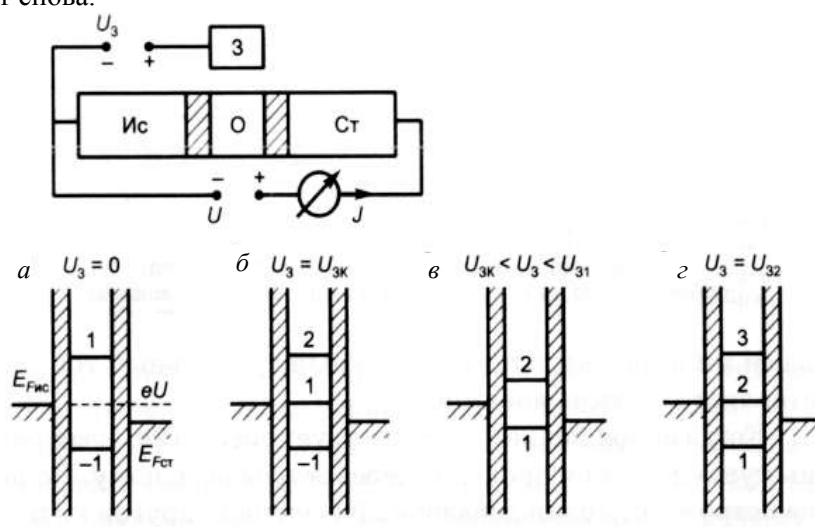


Рис. 4.7. Энергетические диаграммы, поясняющие работу одноэлектронного транзистора

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. 4.8 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.

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.

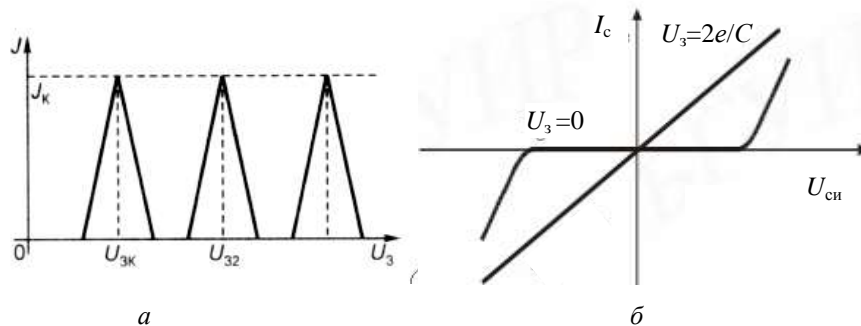


Рис. 4.8. Зависимость тока стока от напряжения на затворе (а), от напряжения между стоком и истоком (б) для транзистора, работающего на эффекте кулоновской блокады

Различные одноэлектронные приборы можно получить при увеличении количества туннельно связанных наностростровов. Так, на основе Т-образных транзисторных структур может быть реализован *одноэлектронный коммутатор* или *одноэлектронный насос*, представленный на рис. 4.9,а.

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

На рис. 4.9,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.

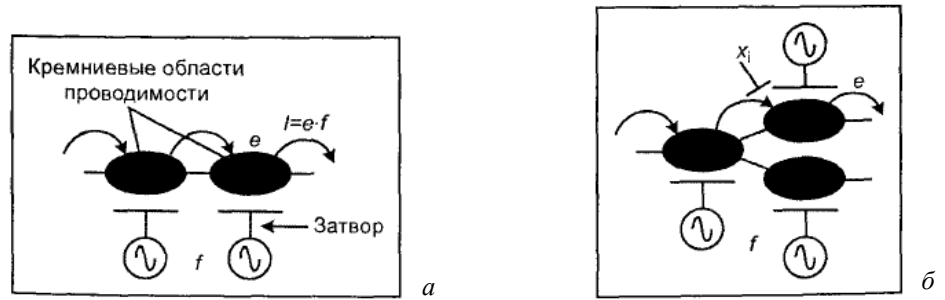


Рис. 4.9. Схема устройств перемещения одиночных электронов:
a – одноэлектронный насос; *б* – коммутатор
одноэлектронного перемещения

4.2.2. Одноэлектронный насос

В качестве стандартов единицы сопротивления (ом) и единицы напряжения (вольт) могут служить соответственно квантовый эффект Холла и эффект Джозефсона. Стандарт единицы силы электрического тока (ампер) был основан на экспериментах, дающих значительно меньшую точность. С помощью одноэлектронных эффектов удастся определить единицу силы тока со значительно большей точностью.

Структура из квантовой точки, связанная туннельными переходами с истоком и стоком, может служить стандартом силы тока. Планарную квантовую точку выделяют из области двумерного электронного газа с помощью системы затворов (рис. 4.10).

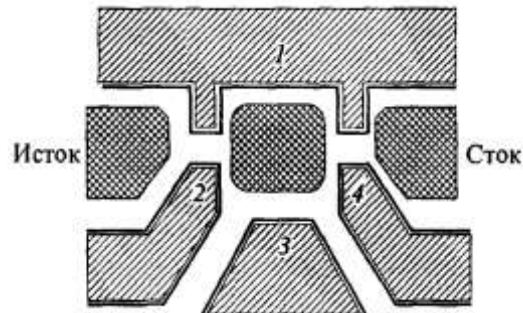


Рис. 4.10. Расположение поверхностных затворов (1–4) на структуре с двумерным электронным газом для создания стандарта силы тока

Затвор 3 аналогичен затвору одноэлектронного транзистора и служит для изменения электростатической энергии квантовой точки. Затворы 2 и 4 совместно с затвором 1 определяют высоту, а значит, и прозрачность туннельных барьеров, через которые происходит перенос электронов. Принципиальное отличие такой структуры от обычного одноэлектронного транзистора

состоит в том, что с помощью напряжения на затворах 2 и 4 высоту левого и правого туннельных барьеров можно изменять независимо.

Между истоком и стоком структуры прикладывают небольшое напряжение смещения V_C , такое, чтобы в квантовую точку можно было поместить только один электрон: $eV_C > E(N + 1) - E(N)$ (рис. 4.11,а). На затворы 2 и 4 подают в противофазе переменное напряжение с частотой f . Таким образом, когда повышается один барьер, другой в этот момент понижается. Прохождение электрона от левого электрода к правому через квантовую точку в течение периода изменения напряжения на затворах 2 и 4 продемонстрировано на рис. 4.11,а–г. Через пониженный левый барьер электрон проникает в квантовую точку, но выйти из нее в правый электрод не может из-за низкой вероятности туннелирования через высокий правый барьер (рис. 4.11,б). Только лишь в следующий полупериод переменного напряжения на затворах электрон покидает квантовую точку и переходит в правый электрод (рис. 4.11,г). Таким образом, за один период изменения напряжения на затворах 2 и 4 через квантовую точку проходит только один электрон. По этой причине такую структуру называют *одноэлектронным насосом*. Ток, протекающий через точку, будет $I = ef$. Величина заряда электрона известна с очень высокой степенью точности, измерение частоты сводится к измерению интервалов времени, что можно сделать тоже достаточно точно. В результате оказывается возможным измерить силу тока с точностью, значительно превосходящей точность других стандартов тока.

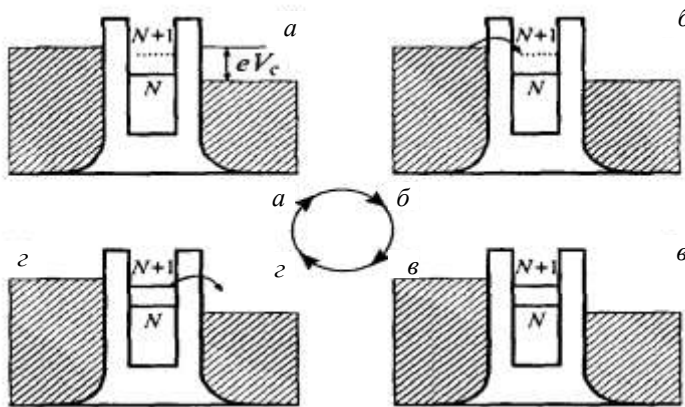


Рис. 4.11. Схема прохождения одного электрона через квантовую точку при периодической модуляции высоты туннельных барьеров

4.2.3. Одноэлектронная память

Одноэлектронный транзистор может находиться в двух состояниях – либо в состоянии кулоновской блокады, либо в проводящем состоянии. Этот факт позволяет создавать на его основе устройства, которые могут служить

ячейкой компьютерной памяти. Очень малые размеры одноэлектронных транзисторов при высоком быстродействии и низкой потребляемой мощности делают такое их применение очень перспективным. Рассмотрим одну из возможных конструкций ячейки памяти на основе одноэлектронных эффектов (рис. 4.12). В качестве активных элементов в ней используются три одноэлектронных транзистора на основе множественных туннельных переходов (*MTJ* – *Multi-Tunnel Junctions*), представляющих собой структуры с двумя и более центральными электродами, отделенными друг от друга туннельно-прозрачными барьерами. В таких структурах подавляется сотуннелирование и вероятность мгновенного переноса заряда из истока в сток практически равна нулю.

Основными действующими элементами ячейки являются транзисторы *MTJ1* и *MTJ3*. Транзистор *MTJ2* играет вспомогательную роль и при работе ячейки находится в выключенном состоянии (в режиме кулоновской блокады).

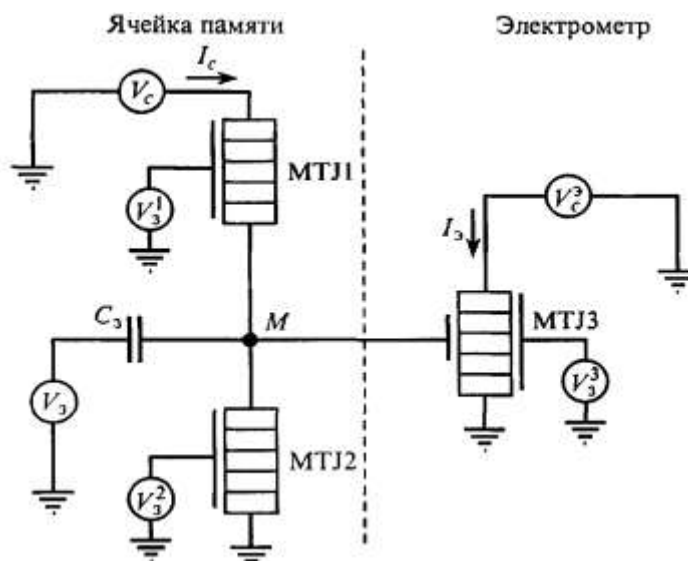


Рис. 4.12. Схема ячейки памяти на одноэлектронных транзисторах

Транзистор *MTJ3* имеет два затвора. С помощью напряжения V_3^3 на правом затворе рабочую точку транзистора устанавливают на пороге его открывания, поэтому очень малые изменения потенциала второго затвора, соединенного с узлом запоминания *M*, приводят к увеличению или уменьшению тока I_c через *MTJ3*. Таким образом, этот транзистор выполняет функции электрометра – с его помощью можно регистрировать малые изменения заряда в точке *M*.

На рис. 4.13 представлена зависимость тока электрометра I_3 от напряжения на основном затворе ячейки V_T . Гистерезис этой зависимости (направления изменения V_3 указаны стрелками) связан с различным состоянием транзистора *MTJ1* на разных участках его петли. На участке *AB* он закрыт – находится в режиме кулоновской блокады. Скорость накопления заряда

в точке M большая, она определяется параметрами емкостного делителя, образованного емкостью C_3 и емкостями транзисторов $MTJ1$ и $MTJ2$. Однако при потенциале в узле M , соответствующем точке B кривой, транзистор $MTJ1$ открывается – выходит из режима кулоновской блокады. В результате скорость накопления заряда в узле замедляется – заряд стекает через открытый транзистор. При смене направления изменения V_3 в точке C кривой транзистор $MTJ1$ закрывается, и скорость изменения заряда снова будет определяться только емкостным делителем. В точке D кривой транзистор $MTJ1$ снова открывается – при другой полярности снятия кулоновской блокады. Изменение потенциала в точке M снова замедляется. Таким образом, при $V_3 = 0$ ячейка имеет два устойчивых состояния, которые могут быть использованы для записи бита информации.

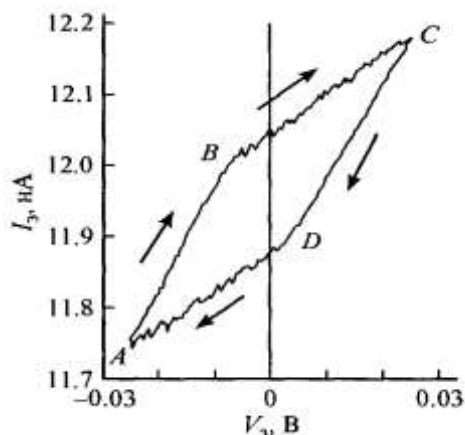


Рис. 4.13. Гистерезис в зависимости тока электрометра при различных направлениях изменения напряжения на затворе ячейки памяти

4.3. Устройства на основе сверхрешеток

Сверхрешетки используются в ряде полупроводниковых приборов, например в лазерах, светодиодах, фотоприемниках, а также в транзисторах и других устройствах с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Принципы действия подобных приборов основаны на специфических для сверхрешеток явлениях: квантовом ограничении носителей заряда в потенциальных ямах, пространственном разделении электронов и дырок (большие времена жизни неравновесных носителей) или электронов и доноров (высокие подвижности), резонансном туннелировании, малых временах туннельных переходов, возможности перестройки энергетического спектра.

Рассмотрим некоторые применения сверхрешеток в оптоэлектронике. К ним относятся, в частности, ИК-фотоприемники и лазеры на двойной гетероструктуре (ДГС).

4.3.1. Инфракрасные фотоприемники

Фотоприемники предназначены для регистрации и измерения оптических сигналов и для получения изображений во всех областях спектра, в том числе в ИК- и УФ-диапазонах. Некоторые типы фотоприемников были созданы еще в начале XX в., но наиболее быстрыми темпами развивается разработка и выпуск фотоприемников в последние десятилетия. Объем рынка приемников излучения всех классов достигает 1 млрд дол. в год. Потребителями являются отрасли научного, гражданского и оборонного приборостроения. Наибольшие средства вкладываются в разработки ИК-фотоприемников, используемых в аппаратуре и системах наблюдения, ночного видения, самонаведения, тепловидения и др., а также в волоконно-оптических линиях связи. Для ИК-фотоприемников используются как легированные сверхрешетки, так и многослойные гетероструктуры.

Рабочий диапазон легированных сверхрешеток на основе GaAs – 0,8–1,4 мкм. Слои легируются так, что число доноров в n -слое равно числу акцепторов в p -слое. При этом в равновесном состоянии практически отсутствуют свободные носители, и решетка представляет собой полностью обедненный, высокоомный материал. Свет с длиной волны, соответствующей условию

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \Delta E_{g\text{эф}},$$

генерирует пары электрон-дырка. Речь идет об электронах в нижней мини-зоне зоны проводимости n -слоя и дырках в верхней мини-зоне валентной зоны p -слоев (см. рис. 1.13).

Так как $\Delta E_{g\text{эф}} < \Delta E_g$, то рабочий диапазон λ лежит за краем поглощения GaAs в ИК-области; λ можно изменять с помощью изменения толщины слоев.

Генерируемые светом электроны и дырки сразу оказываются пространственно разделенными, поэтому рекомбинация подавлена и время жизни τ велико.

К внешним слоям структуры прикладывается напряжение, которое «вытягивает» на электроды неравновесные носители, регистрируя сигнал. Темновой ток мал, так как практически нет равновесных носителей. Генерируемые электроны при переходе должны туннелировать сквозь барьер высотой $\Delta E_g - \Delta E_{g\text{эф}}$, что уменьшает вероятность поглощения, но компенсируется большим значением τ .

На рис. 4.14 приведена энергетическая диаграмма зоны проводимости структуры с квантовыми ямами. Приложенное внешнее электрическое поле с напряженностью E создает наклон зоны проводимости многослойной структуры. Ширина ям составляет ~4–5 нм, ширина барьеров – порядка 40–50 нм. Штриховкой показаны размерные подзоны в ямах. В равновесии электроны занимают нижние подзоны. Барьеры относительно широкие, туннельных переходов между размерными уровнями ям нет, поэтому ток через структуру в отсутствие освещения (темновой ток) очень мал.

Освещение вызывает переходы электронов типа 1 или 2 (см. рис. 4.14), при этом в цепи появляется ток (явление фотопроводимости). Переход 1 – это переход с основного уровня в свободное состояние над барьером в зоне про-

водимости; переход 2 – с основного уровня на возбужденный, с последующим туннелированием в состоянии над барьером (стрелка b на рис. 4.14).

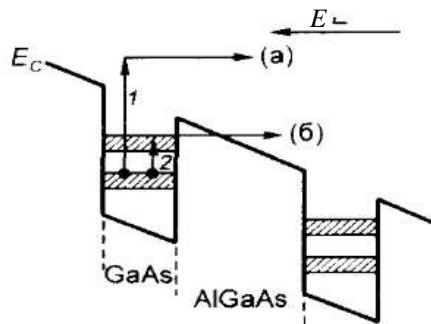


Рис. 4.14.
Энергетическая
диаграмма,
иллюстрирующая
принцип
работы ИК-приемника
на основе
гетероструктур
с квантовыми
ямами

Изменением толщины слоев можно в широких пределах регулировать спектральные характеристики фотоприемника.

Для тепловизионных систем, работающих в диапазоне 8–20 мкм, в настоящее время наряду с фотоприемниками на основе CdHgTe и других материалов используются также детекторы ИК-излучения на основе многослойных гетероструктур GaAs-AlGaAs с квантовыми ямами. Тепловидение – это визуализация слабонагретых объектов по их собственному ИК-излучению. Для тел с температурой, близкой к комнатной, максимум интенсивности излучения приходится на $\lambda = 10$ мкм. Например, человека в полной темноте можно увидеть на расстоянии ~30 м в ручной тепловизор. Объекты военной техники просматриваются на расстоянии 2–3 км. Тепловидение может быть широко использовано в авиации, машиностроении, строительстве, микроэлектронике, медицине, геологии.

Перспективность гетероструктур GaAs-AlGaAs связана с разработанностью методов формирования тонких слоев, возможностью обеспечить высокий уровень интеграции фотоприемных элементов и элементов обработки фотосигнала.

В настоящее время создана технология гибридных фотоматриц. Отдельно изготавливается фотоматрица из фотоприемных элементов (форматом, например, 128×128 или 320×256) и матрица СБИС на основе Si для считывания и обработки сигналов, регистрируемых фотоэлементами. Затем эти матрицы стыкуются при помощи индиевых микроконтактов. Размеры фоточувствительных элементов составляют ~20–50 мкм. Такие гибридные фотоматрицы – продукт самых высоких технологий.

4.3.2. Сверхрешетки в лазерных структурах

Кроме ИК-фотоприемников, сверхрешетки используются в лазерных структурах в качестве активных областей и пассивных элементов (волноводы). Принцип работы *инжекционных лазеров на сверхрешетках* такой же, как у ДГС-лазеров на квантовых ямах. Ступенчатый вид графика плотности состояний (см. рис. 1.2,б) и узкие области локализации носителей, участвующих в генерации, обеспечивают низкий пороговый ток и высокий КПД лазеров на сверхрешетках и на квантовых ямах. Если в гетеролазерах на

сверхрешетках наращивать слои с различной концентрацией компонентов, можно получить генерацию излучения одновременно на нескольких длинах волн λ . Разработан лазер на четырех активных слоях с четырьмя различными длинами волн λ .

Сверхрешетки и квантовые ямы имеют более крутой спад края оптического поглощения, чем исходные полупроводники и классические ДГС-структуры. Это уменьшает поглощение генерируемого излучения как в активной, так и в волноводной области. В лазерах на квантовых ямах сверхрешетки используются в качестве волноводов. Они обеспечивают профиль показателя преломления, позволяющий получать оптимальный волноводный эффект. С каждой из двух сторон активной области располагаются сверхрешетки, содержащие ~ 200 периодов. Всего в лазере может быть до 1000 слоев.

Особый интерес представляют лазеры на сверхрешетках и на системах квантовых ям, излучающие в среднем ИК-диапазоне ($\lambda = 2\text{--}12$ мкм) (см. рис. 1.15). В диапазоне 2–5 мкм лежат полосы поглощения многих вредных промышленных газов, и с помощью ИК-лазеров этого диапазона можно осуществлять контроль выбросов в атмосферу. В спектре поглощения самой атмосферы имеются окна прозрачности. Для тепловидения наиболее важны окна 3–5 и 8–12 мкм. Излучение тел с температурой 300 К лежит в диапазоне 8–12 мкм. Длины волн излучения современных ИК-лазеров попадают в окна прозрачности. Эти лазеры могут найти широкое применение в телекоммуникации и локации.

Создание ИК-лазеров с излучением в нужном диапазоне волн во многом стало возможным благодаря методам зонной инженерии, лежащей в основе получения материалов и наноструктур с заданными значениями ширины ΔE_g и эффективной ширины $\Delta E_{g\text{эф}}$ запрещенной зоны, расстояний между мини-зонами или размерными подзонами. Как уже говорилось выше, эти величины можно регулировать подбором состава полупроводниковых соединений, концентрации компонентов состава, ширины и высоты потенциальных ям и барьеров в наногетероструктурах. Длины волн оптического излучения определяются перечисленными параметрами.

4.3.3. Квантовые каскадные лазеры

Один из наиболее ярких примеров достижений зонной инженерии – квантовые каскадные лазеры на сверхрешетках, работающие на переходах между подзонами одной и той же зоны проводимости. Излучения различных каскадных лазеров лежат в диапазоне $\lambda = 2,5\text{--}13$ мкм, т.е. перекрывают окна прозрачности атмосферы. Лазеры работают при температурах от криогенных до комнатных, как в импульсном, так и в непрерывном режимах.

На рис. 4.15 представлена энергетическая диаграмма зоны проводимости, поясняющая принцип работы квантового каскадного лазера (один из вариантов каскадных лазеров). В рассматриваемом примере активные области состоят из трех туннельно связанных квантовых ям (InGaAs), разделенных тонкими AlInAs-барьерами. Инжекторы представляют собой сверхрешетки из тех же материалов. Активные области и инжекторы чередуются, образуя кас-

кад из нескольких десятков ступеней (обычно в каскад входит 25–30 ступеней). В квантовых ямах активных областей уровень 2 (квантовое число $n = 2$) и уровень 3 ($n = 3$) – первый и второй возбужденные уровни, уровень 1 ($n = 1$) – основной. Уровни уширены вследствие наличия электрического поля E (величина E достигает 10^5 В/см). Это поле создает также наклон энергетического профиля зоны проводимости (ее нижняя граница представлена на рис. 4.15).

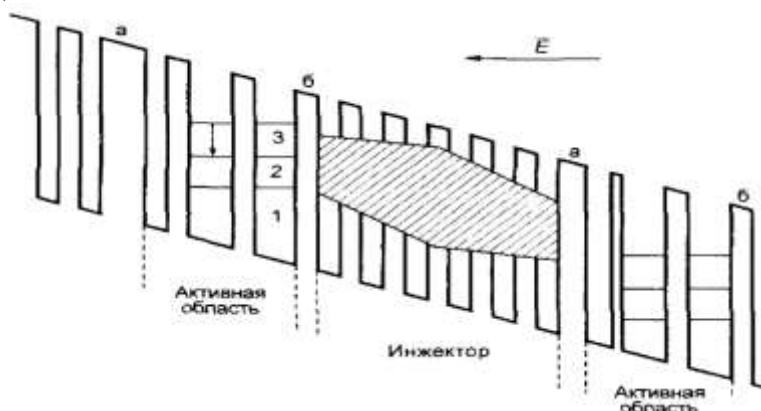


Рис. 4.15. Схема, поясняющая работу квантового каскадного лазера

Лазерное излучение испускается в активных областях при переходах $3 \rightarrow 2$ (вертикальная стрелка на рис. 4.15), для чего необходима инверсная населенность уровня 3. Инверсия населенности соответствует большему числу электронов на уровне 3, чем на уровне 2. Для этого толщины слоев выбирают так, чтобы, во-первых, переход $2 \rightarrow 1$ был быстрым и безызлучательным, то есть время жизни электронов на уровне 2 было малым и он быстро опустошался; во-вторых, с уровня 3 наиболее вероятным был излучательный переход на уровень 2 и время жизни электрона на уровне 3 было много больше, чем на уровне 2. При этих условиях создается инверсная населенность на уровне 3 и возможна генерация.

Для непрерывной работы лазера необходимо постоянно инжектировать электроны на уровень 3 и отводить их с уровней 1. Инжекция и отвод осуществляются через инжекторные области посредством резонансного туннелирования через входной и выходной барьеры (см. рис. 4.15, а, б).

Инжекторные области – это сверхрешетки. В сверхрешетках размерные уровни отдельных ям расширяются в мини-зоны (см. п. 1.3.2). В электрическом поле возможен наклон мини-зон или даже их исчезновение из-за расхождения уровней в соседних ямах. Чтобы это не происходило, в инжекторе ширина ям последовательно уменьшается и получаются горизонтальные мини-зоны (см. рис. 4.14). Толщина слоев в сверхрешетке подбирается так, чтобы на выходе из активной области электроны с уровня 1 или 2 туннелировали в мини-зону, а против уровня 3 была запрещенная мини-зона и утечка электронов с уровня 3 становилась невозможной. Величина электрического поля

выбирается таким образом, чтобы дно мини-зоны совпадало с уровнем 3 следующей активной области. Кроме того, мини-зоны сужаются к барьерам инжекции; электроны идут к очередной активной области как по воронке, что условно отражено формой заштрихованной части рис. 4.15.

Электроны, испустившие излучение в активной области, туннелируют в сверхрешетку через выходной барьер, пролетают по сверхрешетке посредством резонансных туннельных переходов, передавая избыточную энергию ее атомам, переходят на уровень у дна мини-зоны и туннелируют на уровень 3 следующей активной зоны. Выбором ширины ям и барьеров в активной области обеспечивается наибольшая вероятность нахождения электронов на уровне 3 в первой и второй ямах, а на уровнях 2 и 1 во второй и третьей ямах, что повышает эффективность инжекции и отвода носителей заряда. Приведем пример ширины ям и барьеров для одного из действующих лазеров (его энергетическая диаграмма дана на рис. 4.15). Для активных областей крайние барьеры – входной и выходной. При этом входной барьер имеет ширину 5 нм, выходной – 3 нм, а потенциальные ямы – 1,0; 4,7; 4,0 нм, промежуточные барьеры – 5,0; 1,5; 2,2; 3,0 нм соответственно. В инжекционной области ямы имеют размеры 2,3; 2,2; 2,0; 2,0; 1,9; 1,9 нм, а барьеры – 2,3; 2,2; 2,0; 2,3; 2,28 нм. Если в каскадном лазере N ступеней, то каждый электрон, пройдя весь каскад, создает N фотонов (по одному на каждой ступени). Приведенный пример иллюстрирует, сколь высоки требования, предъявляемые к методам выращивания приборных многослойных наноструктур. Лазерная структура наращивается послойно методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке InP. Толщина всех слоев должна выдерживаться с атомной точностью. Разработаны также инфракрасные лазеры на межзонных переходах в сверхрешетках с более сложным энергетическим профилем на основе соединений In, Ga, Al, Sb.

4.3.4. Лавинные фотодиоды

Лавинные фотодиоды представляют собой фоточувствительные приборы с внутренним усилением, позволяющие получать высокую чувствительность. Основным их недостатком является то, что с лавинным умножением связан дополнительный шум, ограничивающий возможность детектирования слабых сигналов. Уже давно установлено, что для получения низкого уровня шума при большом внутреннем усилении необходимо, чтобы коэффициенты ударной ионизации электронов α и дырок β резко различались между собой.

К сожалению, в большинстве соединений A^3B^5 $\alpha/\beta = 1$, что приводит к возрастанию шума при умножении. Поэтому большое практическое значение имеют методы, позволяющие в указанных материалах увеличить отношение α/β . Один из способов сделать это – создание структур типа сверхрешеток, использующих явление ударной ионизации на разрыве энергетических зон. Рассмотрим зонную диаграмму сверхрешеточной структуры в сильном электрическом поле обратносмещенного $p-i-n$ -диода (рис. 4.16).

Пусть мы имеем горячий электрон, ускоряющийся в барьерном слое широкозонного полупроводника. Влетая в узкозонный слой, он резко увеличи-

вает энергию на величину разрыва зоны проводимости ΔE_c . Это эквивалентно тому, что он «видит» энергию ионизации уменьшенной на ΔE_c по сравнению с пороговой энергией в массивном узкозонном полупроводнике. Поскольку коэффициент ударной ионизации α с уменьшением пороговой энергии экспоненциально растет, следует ожидать резкого увеличения эффективного значения α . В следующем барьерном слое пороговая энергия увеличивается на ΔE_c , уменьшая тем самым значение α в этом слое.

Но поскольку $\alpha_1 \ll \alpha_2$ (индексы 1 и 2 относятся соответственно к широкозонному и узкозонному материалу), то экспоненциальный рост α_2 приводит к тому, что и среднее значение

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_1 b + \alpha_2}{a + b}$$

значительно увеличивается.

Если разрывы в валентной зоне ΔE_v значительно меньше разрывов в зоне проводимости (как это, в частности, имеет место в системе GaAs-AlGaAs), то подобный эффект для дырочного коэффициента β оказывается значительно меньше. Окончательным результатом будет сильное увеличение отношения α/β .

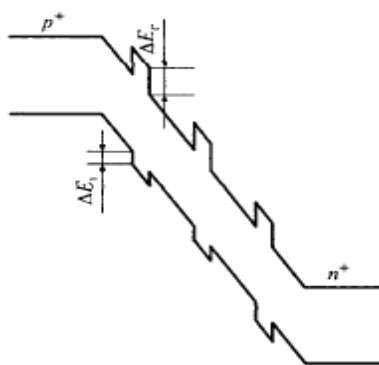


Рис. 4.16. Схема лавинного диода с системой квантовых ям

4.3.5. Оптические модуляторы

Структуры с квантовыми ямами могут использоваться не только для генерации, но и для модуляции светового излучения из области межзонного оптического поглощения. Физической основой эффекта модуляции являются два следующих экспериментальных факта:

а) в структурах с квантовыми ямами существуют резкие линии экситонного поглощения, имеющие значительно большую интенсивность, чем в однородных полупроводниках, и наблюдаемые не только при низких, но и при комнатных температурах;

б) спектральное положение линий заметно сдвигается под воздействием сильного электрического поля, перпендикулярного слоям гетероструктуры.

В однородных полупроводниках электрическое поле разрушает экситоны, растаскивая электрон и дырку в разные стороны. Наличие же квантовой ямы позволяет без вреда для экситона приложить в поперечном направлении

достаточно сильное поле, поскольку стенки ямы не дают электрону и дырке возможности разойтись. Поэтому экситонная линия поглощения в поле не исчезает, но ее положение достаточно сильно сдвигается. Это обусловлено двумя факторами. Во-первых, поле искажает форму самой квантовой ямы, превращая ее из прямоугольной в трапецевидную (рис. 4.17). При этом меняется энергия квантовых уровней как в зоне проводимости \tilde{E}_1^e , так и в валентной зоне \tilde{E}_1^h , а следовательно, и эффективная ширина запрещенной зоны $E_g^{\text{эф}} = E_g + E_1^e + E_1^h$. Во-вторых, энергия связи экситона E_{ex} , хотя и не обращается в нуль, как только что было отмечено, но, тем не менее, зависит от приложенного поля. В результате спектральное положение экситонной линии $\hbar\omega_{\text{ex}} = E_g^{\text{эф}} - E_{\text{ex}}$ оказывается сильно зависящим от напряженности электрического поля F .

Поскольку экситонная линия в спектре поглощения весьма резка, то коэффициент поглощения α для света с частотой вблизи этой линии очень сильно меняется при изменении положения линии. Это делает весьма эффективной модуляцию света с помощью приложенного электрического поля. Ожидается, что подобные модуляторы найдут применение в системах оптической передачи информации.

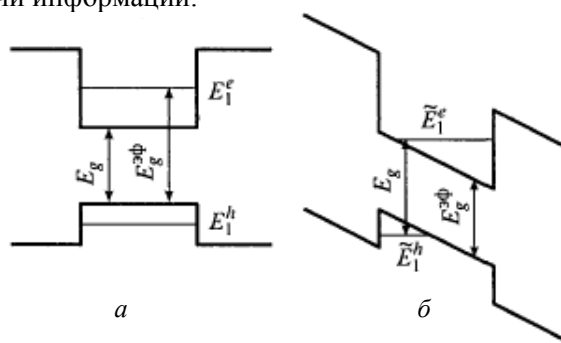


Рис. 4.17. Энергетический спектр квантовой ямы в отсутствие (а) и при наличии (б) электрического поля

4.4. 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

$$I = e\mu_n n_s V \frac{b}{l}, \quad (4.3)$$

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 двумерного электронного газа) пропорциональна напряжению на затворе:

$$n_S = \frac{k_d}{4\pi e d} V_3 - V_0, \quad (4.4)$$

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 (4.4) важнейшая характеристика транзистора – крутизна G – в нашем случае определяется выражением

$$G = \frac{dI}{dV_3} = \frac{\varepsilon_d \mu b V}{4\pi d l}. \quad (4.5)$$

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

Созданные таким образом полевые транзисторы часто обозначают английской аббревиатурой **HEMT** (High Electron Mobility Transistor – 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 (4.5), 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. 4.18 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.

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.

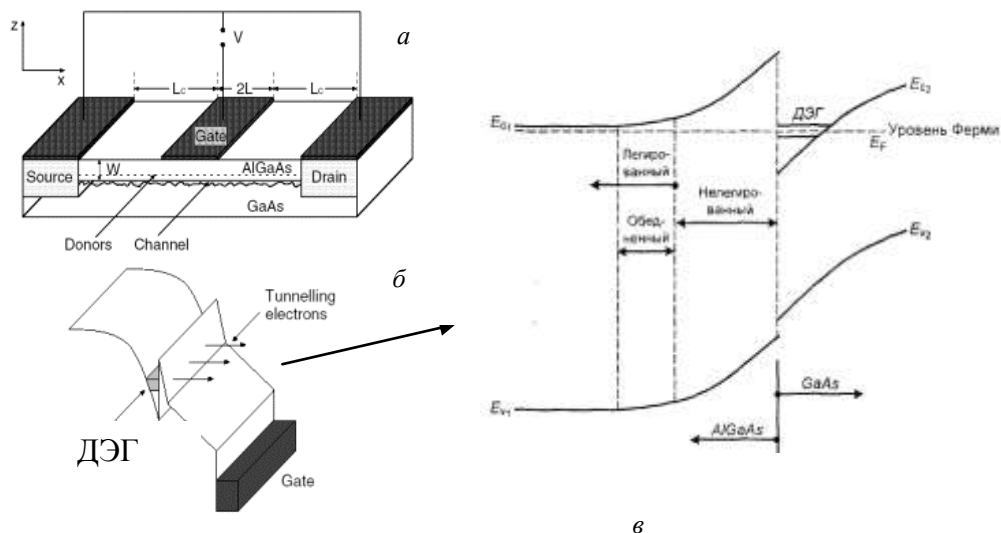


Рис 4.18. Схема (а) и зонная диаграмма (б, в) НЕМТ-структуры

На основе таких гетероструктур изготавливаются гетеротранзисторы (НЕМТ-транзисторы) (рис. 4.19). Их конструкция многослойна. Между металлическим затвором и легированным слоем на основе $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ формируется управляющий переход металл–полупроводник. Обедненная область этого перехода располагается в слоях арсенида галлия алюминия. Различают нормально открытый (рис. 4.19,а) и нормально закрытый (рис. 4.19,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. 4.19,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.

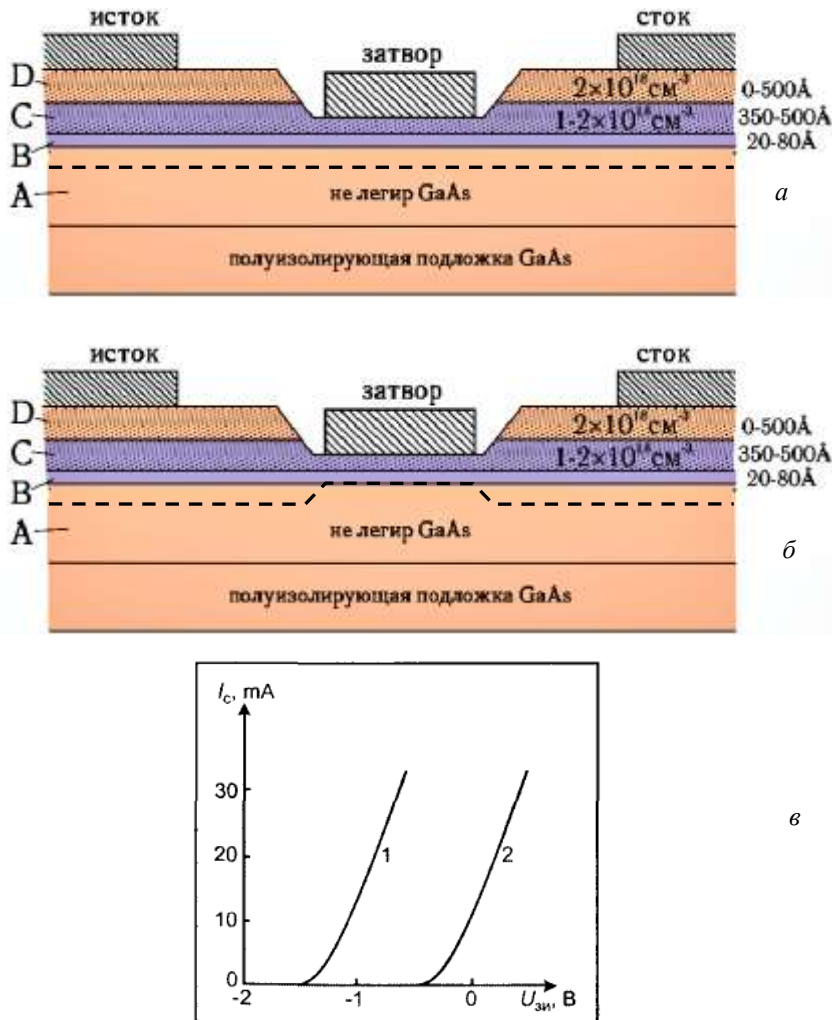


Рис. 4.19. Структура нормально открытого (а) и нормально закрытого (б) НЕМТ-транзистора; ВАХ нормально открытого (1) и нормально закрытого (2) НЕМТ-транзистора (в)

На рис. 4.19,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.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нанoeлектроника – одно из наиболее судьбоносных для развития цивилизации научно-технических направлений. В не столь отдаленном будущем оно коренным образом изменит все важнейшие характеристики электронной аппаратуры, значительно ускорит создание эффективных систем управления глобальными экономическими, социальными и экологическими процессами и существенно улучшит качество жизни человека. Нанoeлектроника, несомненно, станет инструментальной базой реализации проектов искусственного интеллекта и позволит создавать «разумных» роботов микро- и наноразмеров.

Итогом конкурентной борьбы между различными направлениями развития нанoeлектроники будет выход на первые позиции сравнительно небольшого количества материалов и подходов, которые станут использоваться в крупномасштабном производстве нанoeлектронной аппаратуры нового поколения. Именно такой сценарий развития прошла микроэлектроника. В качестве основы для микроэлектронных устройств переработки и хранения информации в 60-е гг. XX столетия предлагалось использовать ионные, электронные, магнитные, диэлектрические, акустические, оптические и другие процессы в различных материалах. С 1965 г. и по настоящее время стала доминирующей полупроводниковая электроника, а базовым материалом оказался кремний. Он прекрасно обрабатывается и обеспечивает получение субмикронных схемных элементов, химически стабилен сам, как и формируемые на нем приборные структуры. Именно поэтому направление нанoeлектроники, основанное на кремниевой интегральной технологии, уже используется в массовом производстве. К сожалению, это направление перспективно для освоения лишь «верхнего» диапазона наноразмеров (10–100 нм). Для освоения «нижнего» диапазона (1–10 нм) необходимы принципиально иные подходы. Они могут реализоваться и на полупроводниковых, и на новых материалах. На полупроводниковых материалах удастся создавать нанoelementы для обработки и хранения информации, в которых используются особые полупроводниковые структуры. К ним относятся нуль-мерные, одномерные и двумерные наноструктуры. Удастся также сохранить важную для практики технологию создания многоэлементных интегральных микросхем.

Свойства новых материалов предстоит всесторонне исследовать, прежде чем использовать в нанoeлектронике. К таким материалам в первую очередь относятся нанотрубки и сложные органические молекулы. Создание отдельных электронных элементов различного схемного назначения на указанных материалах успешно реализуется. Однако до разработки надежных, экономически привлекательных электронных систем типа ИМС еще достаточно далеко. На этом пути предстоит преодолеть немало принципиальных и технологических трудностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенко В.Е. Нанoeлектроника / В.Е. Борисенко, А.И. Воробьева, Е.А. Уткина. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2009. – 223 с.
2. Чаплыгин Ю.А. Нанотехнологии в электронике / Ю.А. Чаплыгин. – М. : Техносфера, 2005. – 448 с.
3. Драгунов В.П. Основы нанoeлектроники / В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин. – Новосибирск : НГТУ, 2000. – 232 с.
4. Физика низкоразмерных систем / А.Я. Шик [и др.] ; под ред. А.Я. Шика. – СПб. : Наука, 2001. – 160 с. (Серия учебных пособий «Новые разделы физики полупроводников»).
5. Щука А.А. Электроника : учеб. пособие / А.А. Щука ; под ред. проф. А.С. Сигова. – СПб. : БХВ-Петербург, 2005. – 800 с.
6. Klitzing K.V. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance / K.V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper // Phys. Rev. Lett. – 1980. – Vol. 45. – P. 494.
7. Thornton T.J. Mesoscopic devices / T.J. Thornton // Rep. Prog. Phys. – 1994. – № 57. – P. 311–364.

Учебное издание

Троян Павел Ефимович
Сахаров Юрий Владимирович

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

Дизайн обложки – А.И. Секачева

Тираж 100. Заказ № 410.
Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40.
Тел.: 53-30-18