

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Национальный минерально-сырьевой университет «Горный»

Кафедра общей и технической физики

СПЕЦФИЗИКА. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

*Учебное пособие для подготовки к практическим
занятиям и самостоятельной работы студентов
бакалавриата направления подготовки 140400*

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2013

УДК 538.9
ББК 22.3:22.314:32.852
П939

СПЕЦИФИКА. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ. Учебное пособие к практическим занятиям и самостоятельной работе студентов дневной формы обучения / Национальный минерально-сырьевой университет «Горный». Н.С. Пшелко, А.С. Мустафаев, К.Л. Левин. СПб, 2013. 252 с.

Учебное пособие предназначено для использования в качестве вспомогательного материала при освоении содержания лекционных и практических занятий, а также для самостоятельного изучения физических основ полупроводниковой электроники студентами электротехнических специальностей. Пособие также может использоваться при изучении курса общей физики. Каждая глава пособия завершается примерами решения задач и вопросами для самоконтроля. Приведены примеры задач для самостоятельного решения. Даны примеры технического использования и перспектив развития полупроводниковой электроники.

Научный редактор *Н.С. Пшелко*

@ Национальный минерально-сырьевой университет
«Горный», 2013 г.

ВВЕДЕНИЕ

С середины 20-го века началось интенсивное развитие полупроводниковой электроники. Ученые исследовали физические процессы в полупроводниках, влияние примесей на эти процессы, термоэлектрические и фотоэлектрические свойства полупроводников, выпрямление переменного тока полупроводниковыми приборами. Была разработана квантовая теория полупроводников, введено понятие подвижности свободных мест кристаллической решетки полупроводника, получивших впоследствии название дырок, создана теория генерации пар «электрон-дырка». Была экспериментально подтверждена теория полупроводников, созданная школой академика А.Ф. Иоффе.

С изобретением транзистора в 1948 г. начался новый этап в развитии электроники — этап микроминиатюризации ее элементов. Применение транзисторов вместо ламп позволило существенно сократить размеры радиокомпонентов, уменьшить их массу и объем и, что не менее важно, снизить потребление электроэнергии и повысить надежность аппаратуры.

Развитие транзисторной электроники, совершенствование технологии изготовления транзисторов привели к возникновению нового направления в электронике - микроэлектроники. В 60-х годах были созданы интегральные схемы (ИС), в которых все элементы изготавливаются в едином технологическом процессе, нераздельно связаны и электрически соединены между собой как единое целое, что позволило резко повысить надежность и экономичность соответствующих устройств.

ИС в середине 60-х годов содержали до 100 элементов на полупроводниковом кристалле при размере элементов около 100 мкм. В начале 70-х годов появились большие интегральные схемы (БИС), содержавшие на кристалле от 100 до 10^4 элементов при размере элементов от 3 до 100 мкм. В конце 70-х годов созданы сверхбольшие интегральные схемы (СБИС), содержащие от 10^4 до 10^6 элементов на кристалле при размере элементов от 1 до 3 мкм. Дальнейшее развитие микроэлектроники привело к освоению субмикронных размеров элементов микросхем. Исследования

показали, что пределом уменьшения размеров элементов является значение 0,2 мкм. Однако достижение таких размеров связано с преодолением определенных технологических и принципиальных трудностей. Иначе говоря, существуют физические пределы развития интегральной микроэлектроники. Поэтому параллельно с интегральной микроэлектроникой в 80-е годы развивалась функциональная электроника, позволяющая реализовать определенную функцию аппаратуры без применения стандартных базовых элементов (диодов, резисторов, транзисторов и т. д.), базируясь непосредственно на физических явлениях в твердом теле. В функциональной электронике используются такие механизмы, как оптические явления (оптоэлектроника), взаимодействие потока электронов с акустическими волнами в твердом теле (акустоэлектроника) и ряд других. Вступление в третье тысячелетие электроника отмечает зарождением нового направления — нанoeлектроники. В начале 90-х годов были созданы микроскопы, позволяющие не только наблюдать атомы, но и манипулировать ими. Нанотехнологии позволяют, последовательно размещая нужные атомы и атомные структуры в четком порядке и в точно определенном месте, конструировать различные новые устройства с уникальными возможностями.

Значительные изменения во многих областях науки и техники обусловлены в первую очередь развитием электроники. Тенденция развития такова, что доля электронных информационных устройств и устройств автоматики непрерывно увеличивается, благодаря развитию интегральной технологии, внедрение которой позволило наладить массовый выпуск высококачественных, дешевых, не требующих специальной настройки и наладки микроэлектронных функциональных узлов различного назначения. Эффективное применение ИС невозможно без знания принципов их действия и основных физических закономерностей работы. Поэтому в пособии уделяется основное внимание пояснению физических явлений в различных дискретных полупроводниковых электронных элементах.

Пособие составлено в соответствии с требованиями государственных образовательных стандартов высшего

профессионального образования по дисциплинам электротехнического профиля для специальностей дневной формы обучения. При составлении пособия использовался материал разнообразной технической литературы, в том числе из открытого доступа в сети «Интернет», в частности, электронный вариант курса лекций для студентов специальности «Электронные вычислительные средства» Минского государственного высшего радиотехнического колледжа, данные с Интернет сайта: www.physics.ru © Физикон. 1999-2012 и др. Необходимость такого использования связана с отсутствием на момент издания данного пособия учебника, который содержал бы необходимую информацию по всем разделам учебной программы.

Учебное пособие адресовано в первую очередь студентам электротехнических специальностей. Также оно может быть использовано при изучении курса общей физики студентами всех специальностей.

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Волновые свойства микрочастиц. Дифракция электронов

В 1923 году произошло примечательное событие, которое в значительной степени ускорило развитие квантовой физики. Французский физик Л. де Бройль выдвинул гипотезу об **универсальности корпускулярно-волнового дуализма**. Де Бройль утверждал, что не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также и волновыми свойствами. Согласно де Бройлю, с каждым микрообъектом связаны, с одной стороны, **корпускулярные характеристики** – энергия E и импульс p , а с другой стороны, **волновые характеристики** – частота ν и длина волны λ . Корпускулярные и волновые характеристики микрообъектов связаны такими же количественными соотношениями, как и у фотона:

$$E = h\nu$$
$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \quad (1.1)$$

где c – скорость света в вакууме. Гипотеза де Бройля постулировала эти соотношения для всех микрочастиц, в том числе и для таких, которые обладают массой m . Любой частице, обладающей импульсом, сопоставлялся волновой процесс с длиной волны $\lambda = h/p$. Для частиц, имеющих массу m , в нерелятивистском приближении ($v \ll c$)

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (1.2)$$

Гипотеза де Бройля основывалась на соображениях симметрии свойств материи и не имела в то время опытного подтверждения. Но она явилась мощным революционным толчком к развитию новых

представлений о природе материальных объектов. В течение нескольких лет целый ряд выдающихся физиков XX века – В. Гейзенберг, Э. Шредингер, П. Дирак, Н. Бор и другие – разработали теоретические основы новой науки, которая была названа **квантовой механикой**. Первое экспериментальное подтверждение гипотезы де Бройля было получено в 1927 году американскими физиками К. Девиссоном и Л. Джермером. Они обнаружили, что пучок электронов, рассеивающийся на кристалле никеля, дает отчетливую дифракционную картину, подобную той, которая возникает при рассеянии на кристалле коротковолнового рентгеновского излучения. В этих экспериментах кристалл играл роль естественной дифракционной решетки. По положению дифракционных максимумов была определена длина волны электронного пучка, которая оказалась в полном соответствии с формулой де Бройля. В следующем 1928 году английский физик Дж. Томсон (сын Дж. Томсона, открывшего за 30 лет до этого **электрон**) получил новое подтверждение гипотезы де Бройля. В своих экспериментах Томсон наблюдал дифракционную картину, возникающую при прохождении пучка электронов через тонкую поликристаллическую фольгу из золота (Рис. 1-1).

На установленной за фольгой фотопластинке отчетливо наблюдались концентрические светлые и темные кольца, радиусы которых изменялись с изменением скорости электронов (то есть длины волны) согласно де Бройлю (Рис. 1-2). В последующие годы опыт Дж. Томсона был многократно повторен с неизменным результатом, в том числе при условиях, когда поток электронов был настолько слабым, что через прибор одновременно могла проходить только одна частица (В. А. Фабрикант, 1948 г.). Таким образом, было экспериментально доказано, что волновые свойства присущи не только большой совокупности электронов, но и каждому электрону в отдельности.

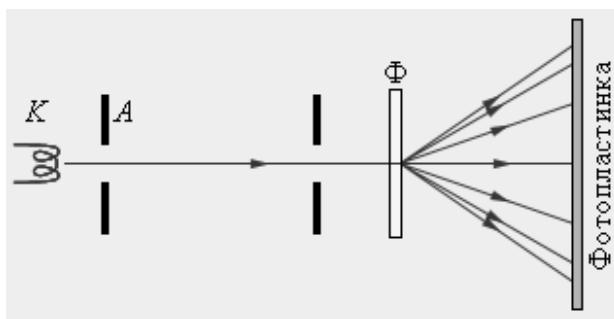


Рис.1-1. Упрощенная схема опытов Дж.Томсона по дифракции электронов. К – накаливаемый катод, А – анод, Ф – фольга из золота.



Рис. 1-2. Картина дифракции электронов на поликристаллическом образце при длительной экспозиции (а) и при короткой экспозиции (b). В случае (b) видны точки попадания отдельных электронов на фотопластинку.

Впоследствии дифракционные явления были обнаружены также для нейтронов, протонов, атомных и молекулярных пучков. Экспериментальное доказательство наличия волновых свойств микрочастиц привело к выводу о том, что это универсальное явление природы, общее свойство материи. Следовательно, волновые свойства должны быть присущи и макроскопическим телам. Однако вследствие большой массы макроскопических тел их волновые свойства не могут быть обнаружены экспериментально.

Например, пылинке массой 10^{-9} г, движущийся со скоростью 0,5 м/с соответствует волна де Бройля с длиной волны порядка 10^{-21} м, то есть приблизительно на 11 порядков меньше размеров атомов. Такая длина волны лежит за пределами доступной наблюдению области. Этот пример показывает, что макроскопические тела могут проявлять только корпускулярные свойства.

Рассмотрим еще один пример. Длина волны де Бройля для электрона, ускоренного разностью потенциалов $U = 100$ В, может быть найдена по формуле

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \quad (1.3)$$

Это нерелятивистский случай, т. к. кинетическая энергия электрона $eU = 100$ эВ много меньше энергии покоя $mc^2 \approx 0,5$ МэВ. Расчет дает значение $\lambda \approx 0,1$ нм, то есть длина волны как раз оказывается порядка размеров атома. Для таких электронов кристаллическое вещество является хорошей дифракционной решеткой. Именно такие малоэнергичные электроны дают отчетливую дифракционную картину в опытах по дифракции электронов. В то же время такой электрон, испытавший дифракционное рассеяние на кристалле как волна, взаимодействует с атомами фотопластинки как частица, вызывая почернение фотоэмульсии в какой-то определенной точке (Рис. 1-2).

Таким образом, подтвержденная экспериментально гипотеза де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме коренным образом изменила представления о свойствах микробъектов. Всем микробъектам присущи и волновые, и корпускулярные свойства, однако, они не являются ни волной, ни частицей в классическом понимании. Разные свойства микробъектов не проявляются одновременно, они дополняют друг друга, только их совокупность характеризует микробъект полностью. В этом заключается сформулированный знаменитым датским физиком Н. Бором **принцип дополнительности**. Можно условно сказать, что

микрообъекты распространяются как волны, а обмениваются энергией как частицы.

С точки зрения волновой теории, максимумы в картине дифракции электронов соответствуют наибольшей интенсивности волн де Бройля. В области максимумов, зарегистрированных на фотопластинке, попадает большое число электронов. Но процесс попадания электронов в различные места на фотопластинке не индивидуален. Принципиально невозможно предсказать, куда попадет очередной электрон после рассеяния, существует лишь определенная вероятность попадания электрона в то или иное место. Таким образом, описание состояния микрообъекта и его поведения может быть дано только на основе понятия вероятности. Необходимость вероятностного подхода к описанию микрообъектов является важнейшей особенностью квантовой теории. В квантовой механике для характеристики состояний объектов в микромире вводится понятие волновой функции Ψ (пси-функции). Квадрат модуля волновой функции $|\Psi|^2$ пропорционален вероятности нахождения микрочастицы в единичном объеме пространства. Конкретный вид волновой функции определяется внешними условиями, в которых находится микрочастица. Математический аппарат квантовой механики позволяет находить волновую функцию частицы, находящейся в заданных силовых полях. Безграничная монохроматическая волна де Бройля есть волновая функция свободной частицы, на которую не действуют никакие силовые поля. Дифракционные явления проявляются наиболее отчетливо, когда размеры препятствия, на котором происходит дифракция волн, соизмеримы с длиной волны. Это относится к волнам любой физической природы и, в частности, к электронным волнам. Для волн де Бройля естественной дифракционной решеткой является упорядоченная структура кристалла с пространственным периодом порядка размеров атома (приблизительно 0,1 нм). Препятствие таких размеров (например, отверстие в непрозрачном экране) невозможно создать искусственно, но для уяснения природы волн де Бройля можно ставить мысленные эксперименты.

Рассмотрим, например, дифракцию электронов на одиночной щели ширины D (Рис. 1-3). 1-3.

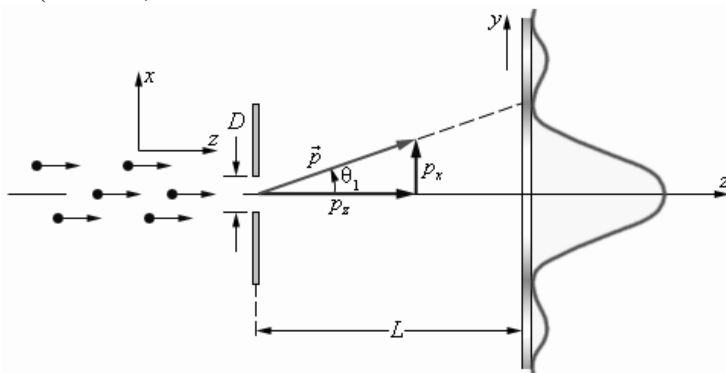


Рис. 1-3. Дифракция электронов на щели. График справа – распределение электронов на фотопластинке.

Более 85 % всех электронов, прошедших через щель, попадут в центральный дифракционный максимум. Угловая полуширина θ_1 этого максимума находится из условия

$$D \sin \theta_1 = \lambda \quad (1.4)$$

Это формула волновой теории. С корпускулярной же точки зрения можно считать, что при пролете через щель электрон приобретает дополнительный импульс в перпендикулярном направлении. Пренебрегая 15 % электронов, которые попадают на фотопластинку за пределами центрального максимума, можно считать, что максимальное значение p_y поперечного импульса равно

$$p_y = p \sin \Theta_1 = \frac{h}{\lambda} \sin \Theta_1 \quad (1.5)$$

где p – модуль полного импульса электрона, равный, согласно де Бройлю, h / λ . Величина p при прохождении электрона через щель не меняется, т. к. остается неизменной длина волны λ . Из этих соотношений следует

$$p_y = \frac{h}{D} \quad (1.6)$$

Квантовая механика вкладывает в это простое на вид соотношение, являющееся следствием волновых свойств микрочастицы, чрезвычайно глубокий смысл. Прохождение электронов через щель является экспериментом, в котором y – координата электрона – определяется с точностью $\Delta y = D$. Величину Δy называют **неопределенностью измерения координаты**. В то же время точность определения составляющей импульса электрона в момент прохождения через щель равна p_y или даже больше, если учесть побочные максимумы дифракционной картины. Эту величину называют **неопределенностью проекции импульса** и обозначают Δp_y . Таким образом, величины Δy и Δp_y связаны соотношением

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq h, \quad (1.7)$$

которое называется **соотношением неопределенностей Гейзенберга**. Величины Δy и Δp_y нужно понимать в том смысле, что микрочастицы в принципе не имеют одновременно точного значения координаты и соответствующей проекции импульса. Соотношение неопределенностей не связано с несовершенством применяемых приборов для одновременного измерения координаты и импульса микрочастицы. Оно является проявлением двойственной корпускулярно-волновой природы материальных микрообъектов. Соотношение неопределенностей позволяет оценить, в какой мере можно применять к микрочастицам понятия классической механики. Оно показывает, в частности, что к микрообъектам неприменимо классическое понятие траектории, так как движение по траектории

характеризуется в любой момент времени определенными значениями координат и скорости. Принципиально невозможно указать траекторию, по которой двигался какой-то конкретный электрон после прохождения щели и до фотопластинки в рассмотренном мысленном эксперименте. Однако, при определенных условиях соотношение неопределенностей не противоречит классическому описанию движения тел, в том числе и микрочастиц. Например, электронный пучок в кинескопе телевизора при вылете из электронной пушки имеет диаметр D порядка 10^{-3} см. В современном телевизоре ускоряющее напряжение $U \approx 15$ кВ. Легко подсчитать импульс электрона:

$$p = \sqrt{2meU} \approx 6,6 \cdot 10^{-23} \text{ кг} \cdot \text{м/с}$$

Этот импульс направлен вдоль оси трубки. Из соотношения неопределенностей следует, что электронам при формировании пучка сообщается неконтролируемый импульс Δp , перпендикулярный оси пучка:

$$\Delta p \approx h / D \approx 6,6 \cdot 10^{-29} \text{ кг} \cdot \text{м/с}.$$

Пусть до экрана кинескопа электроны пролетают расстояние $L \approx 0,5$ м. Тогда размытие Δl пятна на экране, обусловленное волновыми свойствами электрона, составит

$$\Delta l \approx \frac{\Delta p}{p} L \approx 5 \cdot 10^{-5}$$

Поскольку $\Delta l \ll D$, движение электронов в кинескопе телевизора можно рассматривать с помощью законов классической механики. Таким образом, с помощью соотношения неопределенностей можно выяснить, справедливы или нет законы классической физики в тех или иных случаях.

Рассмотрим еще один мысленный эксперимент – дифракцию электронного пучка на двух щелях (Рис. 1-4). Схема этого эксперимента совпадает со схемой оптического интерференционного **опыта Юнга**. Анализ этого эксперимента позволяет проиллюстрировать логические трудности, возникающие в квантовой теории. Те же проблемы возникают при объяснении оптического опыта Юнга, исходя из концепции фотонов. Если в опыте по наблюдению дифракции электронов на двух щелях закрыть одну из щелей, то интерференционные полосы исчезнут, и фотопластинка зарегистрирует распределение электронов, продифрагировавших на одной щели (Рис. 1-3). В этом случае все электроны, долетающие до фотопластинки, проходят через единственную открытую щель. Если же открыты обе щели, то появляются интерференционные полосы, и тогда возникает вопрос, через какую из щелей пролетает тот или иной электрон? Психологически очень трудно смириться с тем, что ответ на этот вопрос может быть только один: электрон пролетает через обе щели. Мы интуитивно представляем себе поток микрочастиц как направленное движение маленьких шариков и применяем для описания этого движения законы классической физики.

Но электрон (и любая другая микрочастица) обладает не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Легко представить, как электромагнитная световая волна проходит через две щели в оптическом опыте Юнга, т. к. волна не локализована в пространстве. Но если принять концепцию фотонов, то мы должны признать, что каждый фотон тоже не локализован. Невозможно указать, через какую из щелей пролетел фотон, как невозможно проследить за траекторией движения фотона до фотопластинки и указать точку, в которую он попадет.

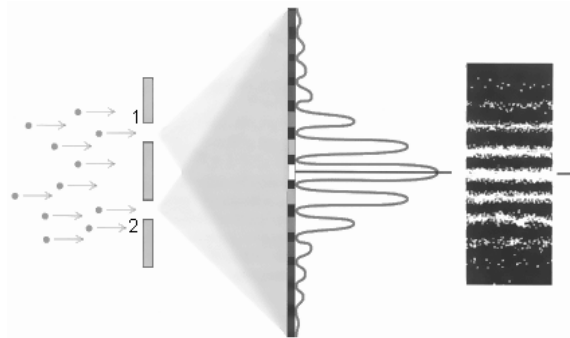


Рис. 1-4. Дифракция электронов на двух щелях.

Опыт показывает, что даже в том случае, когда фотоны пролетают через интерферометр поштучно, интерференционная картина после пролета многих независимых фотонов все равно возникает. Поэтому в квантовой физике делается вывод: фотон интерferирует сам с собой. Все вышесказанное относится и к опыту по дифракции электронов на двух щелях.

Вся совокупность известных экспериментальных фактов может найти объяснение, если принять, что дебройлевская волна каждого отдельного электрона проходит одновременно через оба отверстия, в результате чего и возникает интерференция. Поштучный поток электронов тоже дает интерференцию при длительной экспозиции, то есть **электрон, как и фотон, интерferирует сам с собой.**

1.2. Опыт Резерфорда. Ядерная модель атома

Первая попытка создания модели атома на основе накопленных экспериментальных данных принадлежит Дж. Томсону (1903 г.). Он считал, что атом представляет собой электронейтральную систему шарообразной формы радиусом примерно равным 10^{-10} м. Положительный заряд атома равномерно

распределен по всему объему шара, а отрицательно заряженные электроны находятся внутри него (Рис. 1-5). Для объяснения линейчатых спектров испускания атомов Томсон пытался определить расположение электронов в атоме и рассчитать частоты их колебаний около положений равновесия. Однако эти попытки не увенчались успехом. Через несколько лет в опытах великого английского физика Э. Резерфорда было доказано, что модель Томсона неверна. Первые прямые эксперименты по исследованию внутренней структуры атомов были выполнены Э. Резерфордом и его сотрудниками Э. Марсденом и Х. Гейгером в 1909–1911 годах. Резерфорд предложил применить зондирование атома с помощью α -частиц, которые возникают при радиоактивном распаде радия и некоторых других элементов. Масса α -частиц приблизительно в 7300 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен удвоенному элементарному заряду.

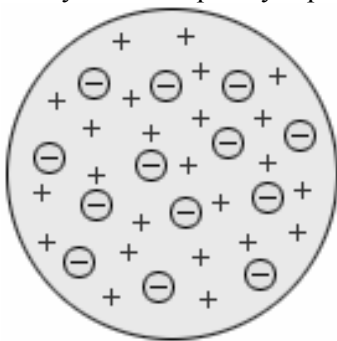


Рис. 1-5. Модель атома Дж. Томсона.

В своих опытах Резерфорд использовал α -частицы с кинетической энергией около 5 МэВ (скорость таких частиц очень велика – порядка 10^7 м/с, но она все же значительно меньше скорости света). α -частицы – это полностью ионизированные атомы гелия. Они были открыты Резерфордом в 1899 году при изучении явления радиоактивности. Этими частицами Резерфорд

бомбардировал атомы тяжелых элементов (золото, серебро, медь и др.). Электроны, входящие в состав атомов, вследствие малой массы не могут заметно изменить траекторию α -частицы. Рассеяние, то есть изменение направления движения α -частиц, может вызвать

только тяжелая положительно заряженная часть атома. Схема опыта Резерфорда представлена на Рис. 1-6. .

От радиоактивного источника, заключенного в свинцовый контейнер, α -частицы направлялись на тонкую металлическую фольгу. Рассеянные частицы попадали на экран, покрытый слоем кристаллов сульфида цинка, способных светиться под ударами быстрых заряженных частиц. Сцинтилляции (вспышки) на экране наблюдались глазом с помощью микроскопа. Наблюдения рассеянных α -частиц в опыте Резерфорда можно было проводить под различными углами ϕ к первоначальному направлению пучка. Было обнаружено, что большинство α -частиц проходит через тонкий слой металла, практически не испытывая отклонения.

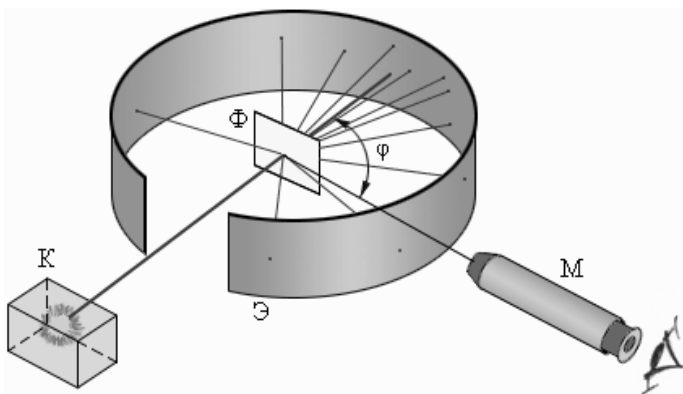


Рис. 1-6. Схема опыта Резерфорда по рассеянию α -частиц. К – свинцовый контейнер с радиоактивным веществом, Э – экран, покрытый сернистым цинком, Ф – золотая фольга, М – микроскоп.

Однако небольшая часть частиц отклоняется на значительные углы, превышающие 30° . Очень редкие α -частицы (приблизительно одна на десять тысяч) испытывали отклонение на углы, близкие к 180° . Этот результат был совершенно неожиданным даже для Резерфорда. Он находился в резком противоречии с моделью атома Томсона, согласно которой положительный заряд распределен по

всему объему атома. При таком распределении положительный заряд не может создать сильное электрическое поле, способное отбросить α -частицы назад. Электрическое поле однородного заряженного шара максимально на его поверхности и убывает до нуля по мере приближения к центру шара. Если бы радиус шара, в котором сосредоточен весь положительный заряд атома, уменьшился в n раз, то максимальная сила отталкивания, действующая на α -частицу по закону Кулона, возросла бы в n^2 раз. Следовательно, при достаточно большом значении n α -частицы могли бы испытать рассеяние на большие углы вплоть до 180° . Эти соображения привели Резерфорда к выводу, что атом почти пустой, и весь его положительный заряд сосредоточен в малом объеме. Эту часть атома Резерфорд назвал атомным ядром. Так возникла ядерная модель атома. Рис. 1-7 иллюстрирует рассеяние α -частицы в атоме Томсона и в атоме Резерфорда. Таким образом, опыты Резерфорда и его сотрудников привели к выводу, что в центре атома находится плотное положительно заряженное ядро, диаметр которого не превышает 10^{-14} – 10^{-15} м. Это ядро занимает только 10^{-12} часть полного объема атома, но содержит весь положительный заряд и не менее 99,95 % его массы. Веществу, составляющему ядро атома, следовало приписать колоссальную плотность порядка $\rho \approx 10^{15}$ г/см³. Заряд ядра должен быть равен суммарному заряду всех электронов, входящих в состав атома.



Рис. 1-7. Рассеяние α -частицы в атоме Томсона (a) и в атоме Резерфорда (b).

Впоследствии удалось установить, что если заряд электрона принять за единицу, то заряд ядра в точности равен номеру данного элемента в таблице Менделеева. Радикальные выводы о строении атома, следовавшие из опытов Резерфорда, заставляли многих ученых сомневаться в их справедливости. Не исключением был и сам Резерфорд, опубликовавший результаты своих исследований только через два года (в 1911 г.) после выполнения первых экспериментов. Опираясь на классические представления о движении микрочастиц, Резерфорд предложил планетарную модель атома. Согласно этой модели, в центре атома располагается положительно заряженное ядро, в котором сосредоточена почти вся масса атома. Атом в целом нейтрален. Вокруг ядра, подобно планетам, вращаются под действием кулоновских сил со стороны ядра электроны (Рис. 1-8.). Находиться в состоянии покоя электроны не могут, так как они упали бы на ядро.

Планетарная модель атома, предложенная Резерфордом,

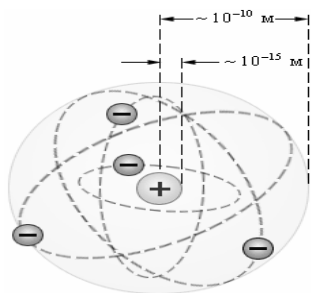


Рис. 1-8. Планетарная модель атома Резерфорда. Показаны круговые орбиты четырех электронов.

несомненно явилась крупным шагом в развитии знаний о строении атома. Она была совершенно необходимой для объяснения опытов по рассеянию α -частиц. Однако она оказалась неспособной объяснить сам факт длительного существования атома, то есть его устойчивость. По законам классической электродинамики, движущийся с ускорением заряд должен излучать электромагнитные волны, уносящие энергию. За короткое время (порядка 10^{-8} с) все электроны в атоме Резерфорда должны растратить всю свою энергию и упасть на ядро. То, что этого не происходит в устойчивых состояниях атома, показывает, что внутренние процессы в атоме не подчиняются классическим законам.

Дальнейшее развитие квантовые представления получили при объяснении закономерностей в спектре атома водорода.

Закономерности в спектре атома водорода

Опыт показывает, что спектры невзаимодействующих атомов, как это имеет место для разреженных газов, состоят из отдельных линий, сгруппированных в серии. На Рис. 1-9 показаны линии серии спектра атома водорода, расположенные в видимой области. Длина волны, соответствующая линиям в этой серии, называемой *серией Бальмера*, выражается формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\lambda} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.8)$$

где, $n = 3, 4, 5, \dots$; $R_{\lambda} = 1,1 \cdot 10^7$ (1/м) – постоянная Ридберга.

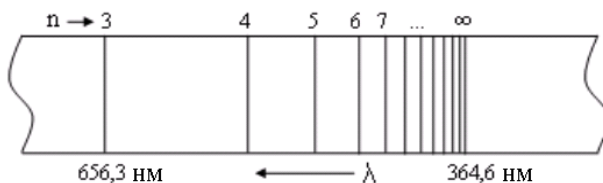


Рис. 1-9. Серия Бальмера.

Линия, соответствующая $n = 3$, является наиболее яркой и называется *головной*, а значению $n = \infty$ соответствует линия, называемая *границей серии*. В других областях спектра (ультрафиолетовой, инфракрасной) также были обнаружены серии линий. Все они могут быть представлены *обобщенной формулой Бальмера – Ридберга*

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\lambda} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.9)$$

где m – целое число, постоянное для каждой серии. При $m = 1$; $n = 2, 3, 4, \dots$ – *серия Лаймана*. Наблюдается в ультрафиолетовой области. При $m = 2$; $n = 3, 4, 5, \dots$ – *серия Бальмера* – в видимой

области. При $m = 3$; $n = 4, 5, 6, \dots$ – *серия Пашена* – в инфракрасной (ИК) области. При $m = 4$; $n = 5, 6, 7, \dots$ – *серия Брэкета* – тоже в ИК области и т. д.

Дискретность в структуре атомных спектров указывает на наличие дискретности в строении самих атомов. Для энергии квантов излучения атомов водорода можно записать следующую формулу

$$\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} = hcR_{\lambda}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (1.10)$$

При записи этого выражения использованы формулы (1.1) и (1.9). Формула (1.10) подтверждена экспериментально.

Постулаты Бора. Линейчатые спектры

Простейший из атомов, атом водорода явился своеобразным тест-объектом для теории Бора. Ко времени создания теории Бора атом водорода был хорошо изучен экспериментально. Он содержит единственный электрон. Ядром атома является протон – положительно заряженная частица, заряд которой равен по модулю заряду электрона, а масса в 1836 раз превышает массу электрона. Еще в начале XIX века были открыты дискретные спектральные линии в излучении атома водорода в видимой области (так называемый линейчатый спектр). Впоследствии закономерности, которым подчиняются длины волн (или частоты) линейчатого спектра, были хорошо изучены количественно (И. Бальмер, 1885 г.). Совокупность спектральных линий атома водорода в видимой части спектра была названа серией Бальмера. Позже аналогичные серии спектральных линий были обнаружены в ультрафиолетовой и инфракрасной частях спектра. В 1890 году И. Ридберг получил эмпирическую формулу для частот спектральных линий:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.11)$$

Для серии Бальмера $m = 2$, $n = 3, 4, 5, \dots$. Для ультрафиолетовой серии (серия Лаймана) $m = 1$, $n = 2, 3, 4, \dots$. Постоянная R в этой формуле называется постоянной Ридберга. Ее численное значение $R = 3,29 \cdot 10^{15}$ Гц. До Бора механизм возникновения линейчатых спектров и смысл целых чисел, входящих в формулы спектральных линий водорода (и ряда других атомов), оставались непонятными. Постулаты Бора определили направление развития новой науки – квантовой физики атома. Но они не содержали рецепта определения стационарных состояний (орбит) и соответствующих им значений энергии E_n . Правило квантования, приводящее к правильным, согласующимся с опытом значениям энергий стационарных состояний атома водорода, было угадано Бором. Бор предположил, что момент импульса электрона, вращающегося вокруг ядра, может принимать только дискретные значения, кратные постоянной Планка. Для круговых орбит правило квантования Бора записывается в виде

$$m_e v r_n = n \frac{h}{2\pi} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.12)$$

Здесь m_e – масса электрона, v – его скорость, r_n – радиус стационарной круговой орбиты. Правило квантования Бора позволяет вычислить радиусы стационарных орбит электрона в атоме водорода и определить значения энергий. Скорость электрона, вращающегося по круговой орбите некоторого радиуса r в кулоновском поле ядра, как следует из второго закона Ньютона, определяется соотношением

$$v^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r} \quad (1.13)$$

где e – элементарный заряд, ε_0 – электрическая постоянная. Скорость электрона v и радиус стационарной орбиты r_n связаны правилом квантования Бора. Отсюда следует, что радиусы стационарных круговых орбит определяются выражением

$$r_n = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} n^2 \quad (1.14)$$

Самой близкой к ядру орбите соответствует значение $n = 1$. Радиус первой орбиты, который называется боровским радиусом, равен

$$r_1 = a_0 = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} n^2 = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м}$$

Радиусы последующих орбит возрастают пропорционально n^2 .

Полная механическая энергия E системы из атомного ядра и электрона, обращающегося по стационарной круговой орбите радиусом r_n , равна сумме кинетической и потенциальной энергий

$$E_n = E_k + E_p = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} \quad (1.15)$$

Следует отметить, что $E_p < 0$, так как между электроном и ядром действуют силы притяжения. Подставляя в эту формулу выражения для v^2 и r_n , получим:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (1.16)$$

Целое число $n = 1, 2, 3, \dots$ называется в квантовой физике атома главным квантовым числом.

Согласно второму постулату Бора, при переходе электрона с одной стационарной орбиты с энергией E_n на другую стационарную орбиту с энергией $E_m < E_n$ атом испускает квант света, частота ν_{nm} которого равна $\Delta E_{nm}/h$:

$$\nu_{nm} = \frac{\Delta E_{nm}}{h} = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.17)$$

Эта формула в точности совпадает с эмпирической формулой Ридберга для спектральных серий атома водорода, если положить постоянную R равной

$$R = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \quad (1.18)$$

Подстановка числовых значений m_e , e , ε_0 и h в эту формулу дает результат $R = 3,29 \cdot 10^{15}$ Гц, который очень хорошо согласуется с эмпирическим значением R . На Рис. 1-10 и Рис 1-11 иллюстрируется образование спектральных серий в излучении атома водорода при переходе электрона с высоких стационарных орбит на более низкие.

На рисунках изображена диаграмма энергетических уровней атома водорода и указаны переходы, соответствующие различным спектральным сериям.

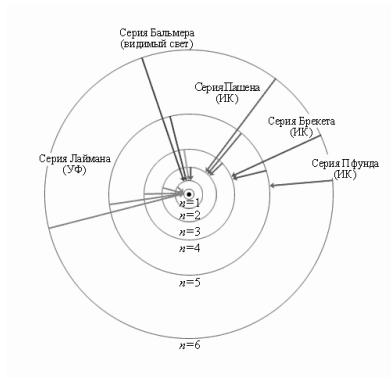


Рис. 1-10. Стационарные орбиты атома водорода и образование спектральных серий.



Рис. 1-11. Диаграмма энергетических уровней атома водорода. Показаны переходы, соответствующие различным спектральным сериям. Для первых пяти линий серии Бальмера в видимой части спектра указаны длины волн.

Прекрасное согласие боровской теории атома водорода с экспериментом служило веским аргументом в пользу ее справедливости. Однако попытки применить эту теорию к более сложным атомам не увенчались успехом. Бор не смог дать физическую интерпретацию правилу квантования. Это было сделано десятилетием позже де Бройлем на основе представлений о волновых свойствах частиц. Де Бройль предложил, что каждая орбита в атоме водорода соответствует волне, распространяющейся по окружности около ядра атома. Стационарная орбита возникает в том случае, когда волна непрерывно повторяет себя после каждого оборота вокруг ядра. Другими словами, стационарная орбита соответствует круговой стоячей волне де Бройля на длине орбиты (Рис. 1-12). Это явление очень похоже на стационарную картину стоячих волн в струне с закрепленными концами.

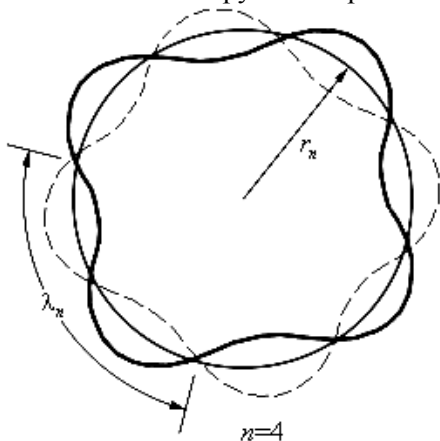


Рис. 1-12. Иллюстрация идеи де Бройля возникновения стоячих волн на стационарной орбите для случая $n = 4$.

В стационарном квантовом состоянии атома водорода на длине орбиты должно укладываться по идее де Бройля целое число длин волн λ , то есть

$$n\lambda_n = 2\pi r_n$$

Подставляя в это соотношение длину волны де Бройля

$$\lambda = h/p,$$

где $p = m_e v$ – импульс электрона, получим:

$$n \frac{h}{m_e v} = 2\pi r_n$$

или

$$m_e v r_n = n \frac{h}{2\pi}.$$

Таким образом, боровское правило квантования связано с волновыми свойствами электронов.

Успехи теории Бора в объяснении спектральных закономерностей в изучении атома водорода были поразительны. Стало ясно, что атомы – это квантовые системы. Энергетические уровни стационарных состояний атомов дискретны. Почти одновременно с созданием теории Бора было получено прямое экспериментальное доказательство существования стационарных состояний атома и квантования энергии. Дискретность энергетических состояний атома была продемонстрирована в опыте Д. Франка и Г. Герца (1913 г.), в котором исследовалось столкновение электронов с атомами ртути. Оказалось, что если энергия электронов меньше 4,9 эВ, то их столкновение с атомами ртути происходит по закону абсолютно упругого удара. Если же энергия электронов равна 4,9 эВ, то столкновение с атомами ртути приобретает характер неупругого удара, то есть в результате столкновения с неподвижными атомами ртути электроны полностью теряют свою кинетическую энергию. Это означает, то атомы ртути поглощают энергию электрона и переходят из основного состояния в первое возбужденное состояние, $E_2 - E_1 = 4,9$ эВ. Согласно боровской концепции, при обратном самопроизвольном переходе атома ртути должна испускаться кванты с частотой

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$$

Спектральная линия с такой частотой действительно была обнаружена в ультрафиолетовой части спектра в излучении атомов ртути.

Представление о дискретных состояниях противоречит классической физике. Поэтому возник вопрос, не опровергает ли квантовая теория законы классической физики. Квантовая физика не отменила фундаментальных классических законов сохранения энергии, импульса, электрического заряда и т. д. Согласно сформулированному Н. Бором принципу соответствия, квантовая физика включает в себя законы классической физики, и при определенных условиях можно обнаружить плавный переход от квантовых представлений к классическим. Это можно видеть на примере энергетического спектра атома водорода (Рис. 1-11). При больших квантовых числах $n \gg 1$ дискретные уровни постепенно сближаются, и возникает плавный переход в область непрерывного спектра, характерного для классической физики.

Волновая функция (пси-функция). Уравнение Шредингера

Половинчатая, полуклассическая теория Бора явилась важным этапом в развитии квантовых представлений, введение которых в физику требовало кардинальной перестройки механики и электродинамики. Такая перестройка была осуществлена в 20-е – 30-е годы XX века. Представление Бора об определенных орбитах, по которым движутся электроны в атоме, оказалось весьма условным. На самом деле движение электрона в атоме очень мало похоже на движение планет или спутников. Физический смысл имеет только вероятность обнаружить электрон в том или ином месте, описываемая квадратом модуля волновой функции $|\Psi|^2$. Волновая функция Ψ является решением основного уравнения квантовой механики – уравнения Шредингера. Оказалось, что состояние электрона в атоме характеризуется целым набором квантовых чисел. Главное квантовое число n определяет квантование энергии атома.

Для квантования момента импульса вводится так называемое орбитальное квантовое число l . Проекция момента импульса на любое выделенное в пространстве направление (например, направление вектора магнитного поля \vec{B}) также принимает дискретный ряд значений. Для квантования проекции момента импульса вводится магнитное квантовое число m . Квантовые числа n , l , m связаны определенными правилами квантования. Например, орбитальное квантовое число l может принимать целочисленные значения от 0 до $(n - 1)$. Магнитное квантовое число m может принимать любые целочисленные значения в интервале $\pm l$. Таким образом, каждому значению главного квантового числа n , определяющему энергетическое состояние атома, соответствует целый ряд комбинаций квантовых чисел l и m . Каждой такой комбинации соответствует определенное распределение вероятности $|\Psi|^2$ обнаружения электрона в различных точках пространства («электронное облако»). Состояния, в которых орбитальное квантовое число $l = 0$, описываются сферически симметричными распределениями вероятности. Они называются s -состояниями ($1s$, $2s$, ..., ns , ...). При значениях $l > 0$ сферическая симметрия электронного облака нарушается. Состояния с $l = 1$ называются p -состояниями, с $l = 2$ – D -состояниями и т. д.

На Рис. 1-13 изображены кривые распределения вероятности

$$\rho(r) = 4\pi r^2 |\Psi|^2$$

обнаружения электрона в атоме водорода на различных расстояниях от ядра в состояниях $1s$ и $2s$. Как видно из Рис. 1-13., электрон в состоянии $1s$ (основное состояние атома водорода) может быть обнаружен на различных расстояниях от ядра. С наибольшей вероятностью его можно обнаружить на расстоянии, равном радиусу r_1 первой боровской орбиты. Вероятность обнаружения электрона в состоянии $2s$ максимальна на расстоянии $r = 4r_1$ от ядра. В обоих случаях атом водорода можно представить в виде сферически симметричного электронного облака, в центре которого находится ядро.

Опыты показали, что частицы ведут себя как волны, а волны - как частицы. Но волну можно разделить на части, а частицы неделимы. В таком случае волновые свойства частиц можно трактовать только статистически. Частицы остаются частицами, но вероятность их появления в различных точках пространства подчиняется волновым законам.

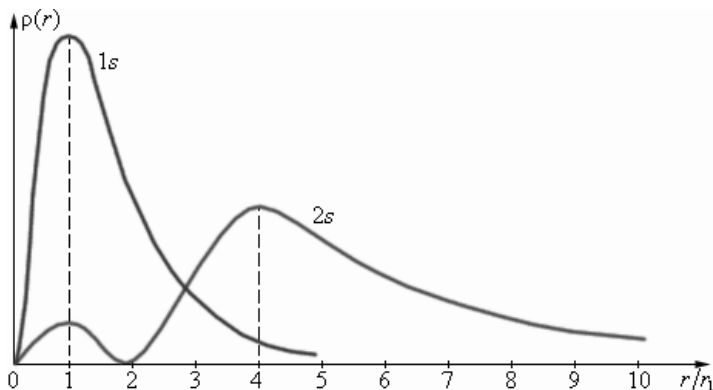


Рис. 1-13. Распределение вероятности обнаружения электрона в атоме водорода в состояниях 1s и 2s. $r_1 = 5,29 \cdot 10^{-11}$ м – радиус первой боровской орбиты.

Волны де Бройля - это волны вероятности. Волны вероятности описываются волновой функцией Ψ (пси-функция). Статистическую трактовку волн де Бройля дал выдающийся немецкий физик Макс Борн.

Квадрат модуля волновой функции характеризует вероятность нахождения частицы в данном единичном объеме, т. е.

$$|\Psi|^2 = \frac{dw}{dV} \quad (1.19)$$

где dw/dV - плотность вероятности.

Чтобы рассчитать поведение частицы, нужно знать значение волны вероятности, т. е. Ψ - функции, во всей интересующей нас области пространства. Вероятность dw нахождения частицы в объеме dV равна

$$dw = |\Psi|^2 dV . \quad (1.20)$$

Вид волновой функции находится из решения уравнения Шредингера - основного уравнение нерелятивистской квантовой механики сформулировано в Э. Шредингером. Уравнение Шредингера, как и все основные уравнения физики не выводится, а постулируется. Уравнение Шредингера имеет вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \cdot \psi = i \cdot \hbar \frac{d\psi}{dt} \quad (1.21)$$

где

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} ,$$

m - масса частицы, Δ - оператор Лапласа

$$\Delta \psi = \frac{\Delta \psi^2}{\Delta x^2} + \frac{\Delta \psi^2}{\Delta y^2} + \frac{\Delta \psi^2}{\Delta z^2} ,$$

i – мнимая единица, $U(x, y, z, t)$ - потенциальная функция частоты в силовом поле, в котором она движется, $\psi(x, y, z, t)$ - искомая волновая функция частицы.

Уравнение (1.21) является **общим уравнением Шредингера**. Его также называют **уравнением Шредингера, зависящим от времени**. Уравнение (1.21) справедливо для любой частицы со спином (*спин* – *собственный момент импульса*), равным 0, движущейся с малой по сравнению со скоростью света скоростью, т. е. со скоростью $v \ll c$. Оно дополняется условиями, накладываемыми на волновую функцию:

1) волновая функция должна быть конечной, однозначной и непрерывной;

2) производные $\frac{\Delta\psi}{\Delta x}$, $\frac{\Delta\psi}{\Delta y}$, $\frac{\Delta\psi}{\Delta z}$, должны быть непрерывны;

3) функция $|\psi|^2$ должна быть интегрируема.

Чтобы прийти к уравнению Шредингера, рассмотрим свободно движущуюся частицу, которой, согласно идее де Бройля, сопоставляется плоская волна. Уравнение плоской волны, распространяющейся вдоль оси x , имеет вид:

$$\xi(x, t) = A \cdot \cos(\omega t - kt),$$

или в комплексной записи

$$\xi(x, t) = A \cdot e^{i(\omega t - kt)}.$$

Учитывая, что

$$\omega = \frac{E}{\hbar}, \quad k = \frac{p}{\hbar},$$

плоская волна де Бройля имеет вид:

$$\psi = A \cdot e^{-\left(\frac{i}{\hbar}\right)(Et - px)} \quad (1.22)$$

В квантовой механике показатель экспоненты берёт со знаком минус, но поскольку физический смысл имеет только $|\psi|^2$, то это несущественно. Тогда:

$$\frac{d\psi}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \cdot E \cdot \psi;$$

$$\frac{d\psi^2}{dx^2} = \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \cdot p^2 \cdot \psi = -\frac{1}{\hbar^2} \cdot p^2 \cdot \psi$$

откуда

$$E = -\frac{\hbar}{t} \cdot \frac{1}{\psi} \cdot \frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{\psi} \cdot i \cdot \hbar \cdot \frac{d\psi}{dt}$$

$$p^2 = -\frac{1}{\psi} \cdot \hbar^2 \cdot \frac{d\psi^2}{dx^2} \quad (1.23)$$

Используя взаимосвязь между энергией E и импульсом p

$$E = \frac{p^2}{2 \cdot m}$$

и подставляя выражение (1.23), получим дифференциальное уравнение

$$p^2 = -\frac{1}{\psi} \cdot \hbar^2 \cdot \frac{d\psi^2}{dx^2}$$

которое совпадает с уравнением (1.21) для случая $U=0$ (мы рассматривали свободную частицу). В данном случае решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде произведения двух функций, одна из которых есть функция только координат, другая - только времени, причём зависимость от времени выражается множителем

$$e^{-i\omega t} = e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t},$$

так что:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \quad (1.24)$$

где E - полная энергия частицы, постоянная в случае стационарного поля. Подставляя (1.24) в (1.21), получим:

$$\Delta\psi + \frac{2 \cdot m}{\hbar^2} \cdot (E - U) \cdot \psi = 0 \quad (1.25)$$

Уравнение (1.25) называется уравнением **Шредингера для стационарных состояний**. Регулярные решения имеют место не при любых значениях параметра E , а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются **собственными**. Решения, которые соответствуют **собственным** значениям энергии, называются **собственными функциями**. Собственные значения E могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд. В первом случае говорят о **непрерывном**, или **сплошном**, спектре, во втором — о **дискретном спектре**.

1.5.1. Движение свободной частицы

При движении свободной частицы ($U(x) = 0$) её полная энергия совпадает с кинетической. Для свободной частицы, движущейся вдоль оси x , уравнение Шредингера

$$\Delta\psi + \frac{2 \cdot m}{\hbar^2} \cdot (E - U) \cdot \psi = 0$$

для стационарных состояний примет вид:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2 \cdot m}{\hbar^2} \cdot E\psi = 0 \quad (1.26)$$

Прямой подстановкой можно убедиться в том, что частным решением уравнения (1.26) является функция

$$\psi(x) = Ae^{ikx},$$

где $A = \text{const}$ и $k = \text{const}$, с собственным значением энергии:

$$E = \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2 \cdot m} \quad (1.27)$$

Функция

$$\psi(x) = Ae^{ikx} = A \cdot e^{\left(\frac{i}{\hbar}\right) \cdot \sqrt{2m \cdot E} \cdot x}$$

представляет собой только координатную часть волновой функции $\psi(x, t)$. Поэтому зависящая от времени волновая функция, согласно (1.24):

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t},$$

$$\psi(x, t) = A \cdot e^{-i\omega t + i \cdot k \cdot x} = A \cdot e^{-\left(\frac{i}{\hbar}\right)(E t - p_x \cdot x)} \quad (1.28)$$

Здесь

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \text{ и } k = \frac{p_x}{\hbar}.$$

Функция (1.28) представляет собой плоскую монохроматическую волну де Бройля.

Из выражения (1.27) следует, что зависимость энергии от импульса

$$E = \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2 \cdot m} = \frac{p_x^2}{2 \cdot m}$$

оказывается обычной для нерелятивистских частиц. Следовательно, энергия свободной частицы может принимать любые значения (*так как волновое число k может принимать любые положительные значения*), т.е. ее энергетический спектр является **непрерывным**. Таким образом, свободная квантовая частица описывается плоской монохроматической волной де Бройля. Этому соответствует не зависящая от времени плотность вероятности обнаружения частицы в данной точке пространства

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^* = |A|^2, \quad (1.29)$$

причем одинаковая в любой его точке.

1.5.2. Частица в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками»

Проведем качественный анализ решений уравнения Шредингера применительно к частице в одномерной прямоугольной «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками». Такая «яма» описывается потенциальной энергией вида (для простоты принимаем, что частица движется вдоль оси x)

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0 \\ 0, & 0 \leq x \leq l \\ \infty, & x > l \end{cases}$$

где l – ширина «ямы», а энергия отсчитывается от её дна (Рис. 1-14).

Уравнение Шредингера (1.25) для стационарных состояний в случае одномерной задачи запишется в виде

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2 \cdot m}{\hbar^2} \cdot (E - U) \cdot \psi = 0 \quad (1.30)$$

По условию задачи (бесконечно высокие «стенки»), частица не проникает за пределы «ямы», поэтому вероятность её обнаружения (а следовательно, и

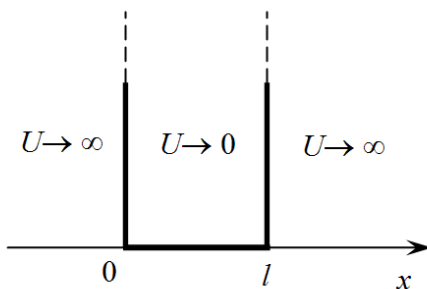


Рис. 1-14. Прямоугольная потенциальная "яма".

волновая функция) за пределами «ямы» равна нулю. На границах «ямы» (при $x = 0$ и $x = l$) непрерывная волновая функция также должна обращаться в нуль. Следовательно, граничные условия в данном случае имеют вид

$$\psi(0) = \psi(l) = 0. \quad (1.31)$$

В пределах «ямы» ($0 < x < l$) уравнение Шредингера (1.30) сведется к уравнению

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2 \cdot m}{\hbar^2} \cdot E \cdot \psi = 0$$

или

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2 \cdot \psi = 0, \quad (1.32)$$

где

$$k^2 = \frac{2 \cdot m \cdot E}{\hbar^2}. \quad (1.33)$$

Общее решение дифференциального уравнения (1.32):

$$\psi(x) = A \cdot \sin kx + B \cos kx.$$

Так как в соответствии с граничными условиями $\psi(0) = 0$, то $B = 0$. Тогда

$$\psi(x) = A \sin kx \quad (1.34)$$

Другое граничное условие $\psi(l) = A \sin kl = 0$ выполняется только при $kl = n\pi$, где n - целые числа, т. е. необходимо, чтобы

$$k = n\pi/l. \quad (1.35)$$

Из выражений (1.33) и (1.35) следует, что

$$E_n = \frac{n^2 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^2}{2 \cdot m \cdot l^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (1.36)$$

т. е. стационарное уравнение Шредингера, описывающее движение частицы в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками», удовлетворяется только при собственных значениях E_n , зависящих от целого числа n . Следовательно, энергия E_n частицы в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» принимает лишь **определенные дискретные значения, т. е. квантуется**. Квантованные значения энергии E_n называются **уровнями энергии**, а число n , определяющее энергетические уровни частицы, называется **главным квантовым числом**. Таким образом, микрочастица в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» может находиться только на определенном энергетическом уровне E_n , или, как говорят, частица находится в квантовом состоянии n .

Подставив в (1.34) значение (1.35), найдем собственные функции:

$$\psi(x) = A \cdot \sin \frac{n \cdot \pi}{l} x$$

Постоянную интегрирования A найдем из условия нормировки (*нормировка волновой функции*), которое для данного случая запишется в виде:

$$A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n \cdot \pi}{l} \cdot x \cdot dx = 1$$

В результате интегрирования получим

$$A = \sqrt{\frac{2}{l}},$$

а собственные функции будут иметь вид

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \cdot \sin \frac{n \cdot \pi}{l} x \quad (n=1,2,3, \dots). \quad (1.37)$$

Из расчета следует, что, например, в квантовом состоянии с $n = 2$ частица не может находиться в середине «ямы», в то время как одинаково часто может пребывать в её левой и правой частях. Такое поведение частицы указывает на то, что представления о траекториях частицы в квантовой механике несостоятельны.

Из выражения (1.36) вытекает, что энергетический интервал между двумя соседними уровнями равен

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2}{2 \cdot m \cdot l^2} \cdot (2 \cdot n + 1) \approx \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2}{m \cdot l^2} \cdot n \quad (1.38)$$

Для макроскопической частицы (например, пылинки массой $m=0.01$ мкг, находящейся в потенциальной яме протяженностью $l=0.1$ мм) расчет по (1.38) показывает, что разница между соседними значениями энергии столь ничтожна, что спектр значений энергии

этой частицы можно считать квазинепрерывным, что и делается в классической механике. А если речь идет об электроне (масса которого значительно меньше) в атоме (размеры которого также значительно меньше), то его энергии, как следует из (1.38) будут явно квантованы.

Применение уравнения Шредингера к частице в «потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» приводит к квантованным значениям энергии, в то время как классическая механика на энергию этой частицы никаких ограничений не накладывает.

Кроме того, квантово-механическое рассмотрение данной задачи приводит к выводу, что частица «в потенциальной яме» с бесконечно высокими «стенками» не может иметь энергию меньшую, чем (см. (1.36)) при $n = 1$) минимальная энергия, которая оказывается равна

$$E_n = \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2}{2 \cdot m \cdot l^2}.$$

Анализ приведенных выражений также показывает, что чем больше n , тем соседние уровни расположены теснее. Если n очень велико, то можно говорить о практически непрерывной последовательности уровней и характерная особенность квантовых процессов — дискретность — сглаживается. Этот результат является частным случаем **принципа соответствия Бора** (1923), согласно которому законы квантовой механики должны при больших значениях квантовых чисел переходить в законы классической физики. Более **общая трактовка принципа соответствия**, имеющего огромную роль в современной физике, заключается в следующем: всякая новая, более общая теория, являющаяся развитием классической, не отвергает ее полностью, а включает в себя классическую теорию, указывая границы ее применения, причем в определенных предельных случаях новая теория переходит в старую. Так, формулы кинематики и динамики

специальной теории относительности переходят при $v \ll c$ в формулы механики Ньютона. Например, хотя гипотеза де Бройля приписывает волновые свойства всем телам, но в тех случаях, когда мы имеем дело с макроскопическими телами, их волновыми свойствами можно пренебречь, т. е. применять классическую механику Ньютона.

1.5.3. Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер. Туннельный эффект

Рассмотрим потенциальный барьер простейшей прямоугольной формы (Рис. 1-15, *a*) для одномерного (по оси x) движения частицы. Для потенциального барьера прямоугольной формы высоты U и ширины l можем записать:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 & \text{для области 1} \\ U, & 0 \leq x \leq l & \text{для области 2} \\ 0, & x > l & \text{для области 3} \end{cases}$$

При данных условиях задачи частица, обладая энергией E , либо беспрепятственно пройдет над барьером (при $E > U$), либо отразится от него (при $E < U$) и будет двигаться в обратную сторону, т.е. она не может проникнуть сквозь барьер.

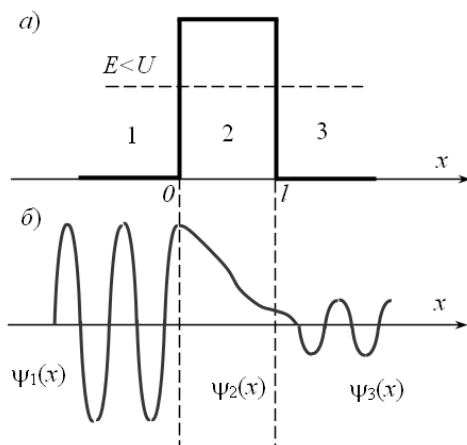


Рис. 1-15. Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер.

Квантово-механическое рассмотрение, однако, показывает, что для микрочастицы даже при $E > U$ имеется отличная от нуля вероятность, что частица отразится от барьера и будет двигаться в обратную сторону. При $E < U$ имеется также отличная от нуля вероятность, что частица окажется в области $x > l$, т.е. проникает сквозь барьер. Качественный вид функций $\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$ и $\psi_3(x)$ для последнего случая показан на рис. 1-15, б. Из рисунка следует, что волновая функция не равна нулю и внутри барьера, а в области 3, если барьер не очень широк; будет опять иметь вид волн де Бройля с тем же импульсом, т.е. с той же частотой, но с меньшей амплитудой. Следовательно, частица имеет отличную от нуля вероятность прохождения сквозь потенциальный барьер конечной ширины.

Таким образом, квантовая механика приводит к принципиально новому специфическому квантовому явлению, получившему название **туннельного эффекта**, в результате которого микробъект может «пройти» сквозь потенциальный барьер, даже не обладая для этого необходимой (с классических позиций) энергией.

Для описания туннельного эффекта используют понятие **коэффициента прозрачности** D потенциального барьера, определяемого как отношение плотности потока прошедших частиц к плотности потока падающих.

Можно показать, что

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2}$$

Для того чтобы найти отношение $\left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2$ необходимо воспользоваться условиями непрерывности ψ на границах барьера. Расчеты для прямоугольного потенциального барьера дают (в предположении, что коэффициент прозрачности мал по сравнению с единицей)

$$D = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \cdot \sqrt{2 \cdot m \cdot (U - E)} \cdot l\right), \quad (1.39)$$

где U – высота потенциального барьера, E – энергия частицы, l – ширина барьера, D_0 – постоянный множитель, который можно приравнять единице. Из выражения (1.39) следует, что D сильно зависит от массы m частицы, ширины l барьера и от $(U - E)$; чем шире барьер, больше масса частицы и меньше ее энергия, тем меньше вероятность прохождения частицы сквозь барьер.

Для потенциального барьера произвольной формы (Рис. 1-16), удовлетворяющей условиям так называемого квазиклассического приближения (достаточно гладкая форма кривой), имеем

$$D = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2 \cdot m \cdot (U - E)} \cdot dx\right),$$

где $U=U(x)$.

С классической точки зрения прохождение частицы сквозь потенциальный барьер при $E < U$ невозможно, так как частица, находясь в области барьера, должна была бы обладать отрицательной кинетической энергией. Туннельный эффект является специфическим квантовым эффектом. Прохождение частицы сквозь область, в которую, согласно законам классической механики, она не может проникнуть, можно пояснить соотношением неопределенностей.

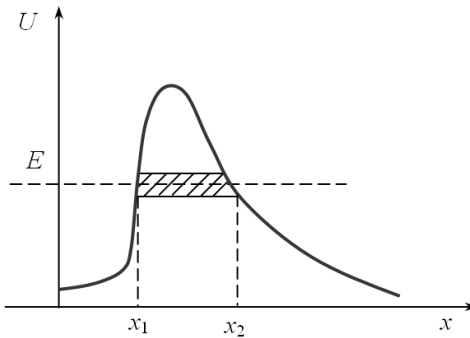


Рис. 1-16. Потенциальный барьер произвольной формы.

Неопределенность импульса Δp на отрезке

$$\Delta x = l$$

составляет

$$\Delta p > \hbar/l.$$

Связанная с этим разбросом в значениях импульса кинетическая энергия

$$\frac{(\Delta p)^2}{2 \cdot m}$$

может оказаться достаточной для того, чтобы полная энергия частицы оказалась больше потенциальной.

Основы теории туннельных переходов заложены работами Л. И. Мандельштама и М. А. Леонтовича (1903-1981). Туннельное

прохождение сквозь потенциальный барьер лежит в основе многих явлений физики твердого тела (например, явления в контактном слое на границе двух полупроводников), атомной и ядерной физики (например, α - распад, протекание термоядерных реакций).

Линейный гармонический осциллятор в квантовой механике

Линейный гармонический осциллятор – система, совершающая одномерное движение под действием квазиупругой силы. Пружинный, физический и математический маятники – примеры классических гармонических осцилляторов. Потенциальная энергия гармонического осциллятора равна

$$U = \frac{m \cdot \omega_0^2 \cdot x^2}{2} \quad (1.40)$$

где ω_0 – собственная частота колебаний осциллятора, m – масса частицы.

Зависимость (1.40) имеет вид параболы (Рисю 1-17), т.е. «потенциальная яма» в данном случае является параболической. Гармонический осциллятор в квантовой механике — **квантовый осциллятор** — описывается уравнением Шредингера, учитывающим выражение (1.40) для потенциальной энергии.

Тогда стационарные состояния квантового осциллятора определяются уравнением Шредингера вида

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2 \cdot m}{\hbar^2} \cdot \left(E - \frac{m \cdot \omega_0^2 \cdot x^2}{2} \right) \cdot \psi = 0 \quad (1.41)$$

где E – полная энергия осциллятора.

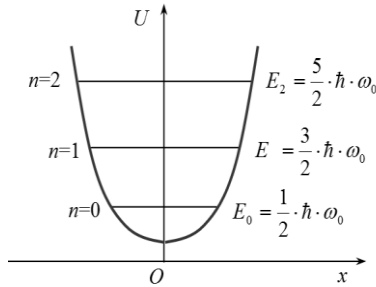


Рис. 1-17. Параболическая квантовая яма и ее уровни энергии.

В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнение (1.41) решается только при собственных значениях энергии

$$E_n = (n + 1/2) \cdot \hbar \cdot \omega_0 \quad (1.42)$$

Формула (1.42) показывает, что энергия квантового осциллятора может иметь лишь **дискретные значения, т. е. квантуется**. Энергия ограничена снизу отличным от нуля, как и для прямоугольной «ямы» с бесконечно высокими «стенками», минимальным значением энергии $E_0 = 1/2 \cdot \hbar \cdot \omega_0$. Существование минимальной энергии — она называется **энергией нулевых колебаний** — является типичной для квантовых систем и представляет собой прямое следствие соотношения неопределенностей.

Атом водорода по теории Шредингера

Уравнение Шредингера позволяет решить вопрос о строении водородоподобного атома, т. е. атома, который состоит из положительно заряженного ядра с зарядом $+Ze$ и одного электрона. Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром равна:

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.43)$$

где Z - порядковый номер элемента в таблице Менделеева (для атома водорода = 1); e - заряд электрона; r - расстояние между электроном и ядром:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2},$$

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - электрическая постоянная.

Если подставить (1.43) в уравнение Шредингера (1.25), то окажется, что это уравнение имеет решение не при всех отрицательных значениях энергии электрона E , а только таких, которые удовлетворяют условию:

$$E_n = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m_e Z^2 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (1.44)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ - целое число.

Заметим, что формула (1.44) совпадает с формулой (1.16), полученной в теории Бора. Таким образом, квантомеханический расчет подтверждает, что *энергия электрона в атоме квантуется*. Найденная при этих значениях энергии волновая функция Ψ зависит от трех квантовых чисел. Вероятность обнаружения электрона в

различных частях атома различна. Электрон при своем движении как бы "размазан" по всему объему, образуя электронное облако. Квантовые числа n и l характеризуют размер и форму электронного облака, а квантовое число m_l характеризует ориентацию электронного облака в пространстве.

В квантовой физике, по аналогии с спектроскопией, состояние электрона, характеризующееся квантовым числом $l = 0$, называется S - состоянием, $l = 1$ - p - состоянием, $l = 2$ - d - состоянием и т. д. Для обозначения различных состояний электрона в атоме используют следующие обозначения: значения главного квантового числа указывают перед условным обозначением орбитального квантового числа. Например, электроны в состояниях $n = 1, l = 0$ обозначаются $1S$, при $n = 2, l = 1$ обозначаются $2p$ и т. д.

Состояние электрона, соответствующее $n = 1$, называется **основным**, а при больших значениях n состояние называется **возбужденным**. Состояния электрона удобно изображать в виде уровней. Если электрон находится на энергетическом уровне выше основного, то он может с определенной вероятностью испустить фотон и перейти на более низкий энергетический уровень. Такой переход называется **спонтанным** (или самопроизвольным). При этом энергия фотона равна разности энергий энергетических уровней

$$h\nu = E_n - E_m. \tag{1.45}$$

E_m вычисляется по формуле, аналогичной (1.42). После подстановки формул для значений энергий и преобразований получим выражение для энергии фотона:

$$h\nu = h\frac{c}{\lambda} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{m_e Z^2 e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \tag{1.46}$$

Сравнение формул (1.46) и (1.10) показывает, что теоретическая формула (1.46) совпадает с экспериментальной формулой (1.10).

В квантовой механике вводится правило отбора, ограничивающее число возможных переходов электрона в атоме. ***Могут осуществляться только такие переходы, для которых изменение орбитального квантового числа равно единице***

$$\Delta l = \pm 1 \quad (1.47)$$

С учетом правила отбора возможные переходы электронов в атоме изображены на Рис. 1-18. .

Серии Лаймана соответствуют переходы: $np \rightarrow 1S$ ($n = 2, 3, 4, \dots$).

Серии Бальмера соответствуют переходы: $np \rightarrow 2S, nS \rightarrow 2p, nd \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, 5, \dots$).

Серии Пашена: $nS \rightarrow 3p, np \rightarrow 3S, nd \rightarrow 3p, np \rightarrow 3d, nf \rightarrow 3d$ ($n = 4, 5, 6, \dots$) и т. д.

Эти переходы описывают спектры излучения. Аналогично можно описать спектры поглощения.

Переход электрона из основного в возбужденное состояние обусловлен увеличением энергии атома и может происходить, например, за счет поглощения атомом фотона.

При этом частота (или длина волны) линий поглощения равна частоте (или длине волны) соответствующей линии испускания. На спектрограммах линии поглощения проявляются в виде темных линий. Если электрон переходит из основного состояния на бесконечно удаленный уровень, то этот переход соответствует процессу ионизации.

Итак, квантово-механическая теория полностью объясняет экспериментальные данные.

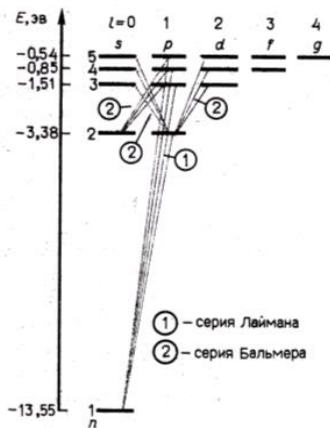


Рис. 1-18. Правила возможных переходов электрона в атоме.

Примеры решения задач

Пример 1. Определить для атома водорода радиус первой боровской орбиты, скорость движения электрона по этой орбите и частоту вращения электрона.

Решение. Кулоновская сила, действующая на электрон в атоме водорода, является центростремительной:

$$m_e v^2 / r = Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r^2).$$

С другой стороны, в соответствии с постулатом Бора

$$m_e v r = n\hbar.$$

Решая совместно эти два уравнения найдем, что радиус орбиты с номером n

$$r_n = 4\pi\epsilon_0\hbar^2 n^2 / (m_e Z e^2),$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; Z – зарядовое число ядра атома; e – заряд электрона. Для атома водорода $Z = 1$ и $n = 1$, поэтому радиус первой орбиты по $r_1 = 52,8$ пм, а скорость

$$v_1 = \hbar / (m_e r_1).$$

Частоту вращения вычислим из соотношения

$$f_1 = v_1 / (2\pi r_1).$$

Подставляя числовые значения, получим, $v_1 = 2,19 \cdot 10^6$ м/с, $f_1 = 6,6 \cdot 10^{12}$ Гц.

Пример 2. Кинетическая энергия протона в 4 раза меньше его энергии покоя. Вычислить дебройлевскую длину волны протона.

Решение. Длина волны де Бройля

$$\lambda = h/p.$$

Так как по условию задачи кинетическая энергия протона

$$E_k = E_0/4$$

сравнима с его энергией покоя E_0 , то импульс p и кинетическая энергия E_k связаны релятивистским соотношением

$$p = (1/c)\sqrt{E_k(E_k + 2E_0)},$$

где c – скорость света в вакууме. Тогда

$$p = 3E_0/4c$$

и длина волны

$$\lambda = 4hc/(3E_0) = 1,77 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Пример 3. Среднее время жизни возбужденных состояний атома 10 нс. Вычислить естественную ширину спектральной линии ($\lambda = 0,7$ мкм), соответствующую переходу между возбужденными уровнями атома.

Решение. При переходе электрона из одного стационарного состояния в другое излучается (или поглощается) энергия

$$hc/\lambda = E_n - E_k,$$

где E_n и E_k – энергии соответственно n и k состояний атома. Отсюда следует, что неопределенность $\Delta\lambda$ длины волны излучения связана с неопределенностью энергии уровней ΔE_n и ΔE_k атома соотношением

$$hc\Delta\lambda/\lambda^2 = \Delta E_n + \Delta E_k.$$

Согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга для энергии и времени

$$\Delta E\Delta t \geq \hbar,$$

где Δt – неопределенность момента времени перехода атома из одного стационарного состояния в другое. Поскольку Δt не превышает среднего времени жизни возбужденного состояния атома τ , то минимальная неопределенность энергии возбужденных уровней

$$\Delta E_{\min} = \hbar/\tau.$$

Минимальная неопределенность длины волны излучения (естественная ширина спектральной линии)

$$\Delta\lambda_{\min} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_k} \right).$$

Если одно из состояний, например k , между которыми совершается переход, является основным, то

$$\Delta\lambda_{\min} = \lambda^2 / (2\pi c \tau_n),$$

так как для основного состояния $\tau_k = \infty$. Для возбужденных состояний с одинаковым временем жизни $\tau_n = \tau_k = \tau$ имеем

$$\Delta\lambda_{\min} = \lambda^2 / (\pi c \tau).$$

Подставляя числовые данные, получим

$$\Delta\lambda_{\min} = 5,2 \cdot 10^{-14} \text{ м.}$$

Пример 4. Волновая функция основного состояния атома водорода имеет вид

$$\psi = A \exp(-r/a),$$

где a – константа (радиус Бора). Найти следующие величины: 1) значение константы A ; 2) плотность вероятности нахождения электрона на расстоянии r от ядра; 3) наиболее вероятное расстояние $r_{\text{вер}}$ электрона от ядра; 4) среднее расстояние $\langle r \rangle$ электрона от ядра; 5) вероятность того, что электрон находится на расстоянии от ядра, превышающем ηa , где $\eta = \text{const}$.

Решение. 1. Значение константы A найдем из условия нормировки (4.1). Отметим, что волновая функция сферически симметрична, т.е. не зависит от углов. Поэтому элементарный объем

$$dV = 4\pi r^2 dr.$$

Подставляя выражения для объема и волновой функции в условие нормировки, получим

$$\int_0^{\infty} A^2 e^{-2r/a} 4\pi r^2 dr = 4\pi A^2 \int_0^{\infty} r^2 e^{-2r/a} dr = 1,$$

где интеграл

$$\int_0^{\infty} r^2 e^{-2r/a} dr = \frac{2!}{(2/a)^3} = \frac{a^3}{4}.$$

Тогда

$$4\pi A^2 a^3 / 4 = 1 \text{ и } A = 1/\sqrt{\pi a^3}.$$

2. Вероятность найти электрон в интервале расстояний от ядра от r до $r + dr$

$$dW = |\psi|^2 dV = 4\pi A^2 r^2 e^{-2r/a} dr.$$

Плотность вероятности нахождения электрона на расстоянии r от ядра

$$w = \frac{dW}{dr} = 4\pi A^2 r^2 e^{-2r/a} = \frac{4}{a^3} r^2 e^{-2r/a}.$$

3. Наиболее вероятное расстояние электрона от ядра $r_{\text{вер}}$ соответствует максимуму функции $w(r)$:

$$\frac{dw}{dr} = 0.$$

Беря производную, получим

$$\frac{8r_{\text{вер}}}{a^3} e^{-2r_{\text{вер}}/a} \left(1 - \frac{r_{\text{вер}}}{a} \right) = 0.$$

Отсюда $r_{\text{вер}} = a$.

4. Среднее расстояние между электроном и ядром

$$\langle r \rangle = \int_0^{\infty} r |\psi|^2 dV.$$

Подставив выражение для объема и волновой функции, получим

$$\langle r \rangle = \int_0^{\infty} r \frac{1}{\pi a^3} e^{-2r/a} 4\pi r^2 dr = \frac{4}{a^3} \int_0^{\infty} r^3 e^{-2r/a} dr.$$

Интегрируя по частям

$$\int x^n e^{bx} dx = (1/b)x^n e^{bx} - (n/b) \int x^{n-1} e^{bx} dx,$$

найдем среднее расстояние электрона от ядра $\langle r \rangle = 3a/2$.

5. Используем полученное значение константы A , чтобы вычислить вероятность того, что электрон расположен от ядра на расстоянии, большем чем ηa :

$$W = \int dW = \int_{\eta a}^{\infty} \frac{4}{a^3} r^2 e^{-2r/a} dr = \frac{4}{a^3} \int_{\eta a}^{\infty} r^2 e^{-2r/a} dr.$$

Решая интеграл, получим

$$W = e^{-2\eta}(1 + 2\eta + 2\eta^2).$$

Пример 5. Электрон с энергией $E = 4,9$ эВ движется в положительном направлении оси x и падает на потенциальный барьер высотой $U_0 = 5$ эВ и шириной L . При какой ширине барьера вероятность W прохождения электрона через барьер будет равна 0,2?

Решение. Вероятность прохождения W частицы через барьер по смыслу есть его коэффициент прозрачности D . Поэтому

$$W = D \approx \exp\left[-(2L/\hbar)\sqrt{2m_e(U_0 - E)}\right].$$

Для удобства вычислений логарифмируем:

$$\ln W = -(2L/\hbar)\sqrt{2m_e(U_0 - E)}.$$

Поменяем знаки правой и левой частей и найдем

$$L = \frac{\hbar \ln(1/W)}{2\sqrt{2m_e(U_0 - E)}} = 4,95 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

Выводы

Квантовая механика устанавливает границы между корпускулярными и волновыми свойствами микрочастиц, которые обладают так называемым корпускулярно-волновым дуализмом.

Предложенная изначально орбитальная модель атома вызывала противоречия с классическими представлениями об электронах, которые удалось решить в рамках квантовой теории, подтверждаемой спектральными методами.

Постулаты Бора заложили теоретические основы для квантовой теории, а уравнение Шредингера сделало возможным ее математическое описание.

Точное решение уравнения Шредингера возможно только для элементарных систем, например для атома водорода. На основании уравнения Шредингера можно описать чисто квантовые эффекты, не наблюдаемые для классических частиц, в частности, эффект туннелирования.

Контрольные вопросы

1. Как вы понимаете, где заканчиваются границы применения классической физики и начинается область применения квантовой?
2. В чем можно найти отличия и сходства опыта Юнга для фотонов и электронов?
3. Как вы понимаете принцип тождественной неразличимости элементарных частиц?
4. Что такое соотношение неопределенностей?
5. Что такое корпускулярно-волновой дуализм?
6. В чем достоинства и недостатки планетарной модели атома Резерфорда?
7. Что такое альфа-частица?
8. В чем отличие моделей атома по Томпсону и Резерфорду?
9. Какую часть занимает объем ядра от объема атома?
10. Рассчитайте классическую скорость электрона на первой боровской орбите в атоме водорода.
11. В чем отличие между классической планетарной моделью атома и моделью атома по Бору?
12. Как связаны частоты в спектрах поглощения и испускания с квантованием орбит?
13. Сформулируйте постулаты Бора.
14. Как связаны наблюдаемые в спектрах линии со структурой электронных оболочек?
15. Дайте определение волны.
16. В чем состоит основное свойство волны? Обладают ли этим свойством волны де Бройля?

17. Что такое Дебройлевская длина волны?
18. Нарисуйте распределение вероятности попадания электронов в разные точки экрана при прохождении электронов через две щели.
19. Нарисуйте график зависимости длины волны от энергии частицы для фотона и для электрона.
20. Изобразите зависимость длины волны де Бройля от энергии частицы с учетом релятивистских эффектов.
21. Какая физическая величина определяется орбитальным квантовым числом?
22. Какая физическая величина определяется магнитным квантовым числом?
23. Какая физическая величина определяется спиновым квантовым числом?
24. Нарисуйте несколько разрешенных переходов, приводящих к спектральным линиям серии Бальмера.
25. Нарисуйте несколько разрешенных переходов, приводящих к спектральным линиям серии Лаймана.
26. Нарисуйте несколько разрешенных переходов, приводящих к спектральным линиям серии Пашена.
27. Какие из следующих переходов разрешены правилами отбора: $1s \rightarrow 2p$; $2p \rightarrow 3p$; $2s \rightarrow 2f$; $1s \rightarrow 2s$; $2p \rightarrow 3d$.
28. Почему орбитальное квантовое число не может превысить главное квантовое число?
29. Изобразите возможные положения вектора момента импульса для нескольких первых значений орбитального квантового числа ($l = 1, 2, 3, 4$).
30. Приведите примеры ядерно-физических явлений, объясняемых туннельным эффектом.
31. Изобразите на графике зависимость коэффициента проницаемости прямоугольного барьера от его толщины.
32. Изобразите на графике зависимость коэффициента проницаемости прямоугольного барьера от его высоты.
33. Проинтерпретируйте туннельный эффект с помощью соотношения неопределенностей для энергии и времени.

34. Приведите пример устройства, в котором туннельный эффект находит практическое применение.
35. Запишите уравнение Шредингера для стационарных состояний и поясните входящие в него величины.
36. Приведите примеры использования уравнения Шредингера для расчета собственных волновых функций и собственных значений энергии частиц, находящихся в различных условиях.

ОСНОВЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ. ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Прежде чем перейти к рассмотрению энергетических диаграмм кристаллических тел, ознакомимся с энергетической диаграммой изолированного атома.

В соответствии с принципами квантовой механики, как было показано выше, электроны атома могут обладать определенными значениями энергии или находиться на определенных (разрешенных) энергетических уровнях (Рис.2-1). В изолированном атоме существует конечное число энергетических уровней, на каждом из которых могут одновременно находиться не более двух электронов, различающихся направлением спиновых моментов (принцип Паули). Электроны низших уровней сильно связаны с атомом. По мере увеличения энергии уровня, занимаемого электроном, эта связь ослабевает.

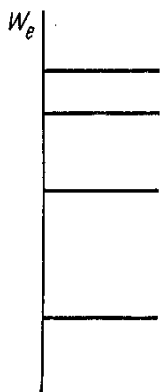


Рис.2-1.
Энергетическая
диаграмма
изолированного
атома.

Зонная теория твердого тела – это теория валентных электронов движущихся в периодическом поле кристаллической решетки.

У отдельных, не взаимодействующих друг с другом атомов электроны могут занимать вполне определенные энергетические уровни, определяемые набором квантовых чисел: главного n , орбитального l , магнитного m , спинового s . Часть этих энергетических уровней заполнена, а часть свободна. На свободные энергетические уровни электроны переходят лишь при возбуждении (Рис.2-2). Возбужденные электроны стремятся к минимуму энергии и, переходя на уровни с минимальной энергией, излучают кванты электромагнитного поля – фотоны. Если имеется система из множества удаленных друг от друга одинаковых атомов (газообразное вещество), то взаимодействие между электронами отсутствует, и энергетический спектр атомов такой же, как и у одиночного атома.

При конденсации газа в жидкость или в твердое тело расстояния между атомами резко сокращаются, и электроны соседних атомов начинают взаимодействовать друг с другом. В соответствии с принципом Паули, на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух электронов, причем спиновые магнитные моменты этих атомов должны быть противоположно направленными. Поэтому энергетические уровни расщепляются на подуровни и образуют энергетические зоны. Разница в энергии соседних подуровней составляет примерно 10^{-22} электрон-вольт. Отметим, что средняя энергия тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке при комнатной температуре примерно 0,03 электрон-вольт. Следовательно, энергетические зоны являются практически сплошными.

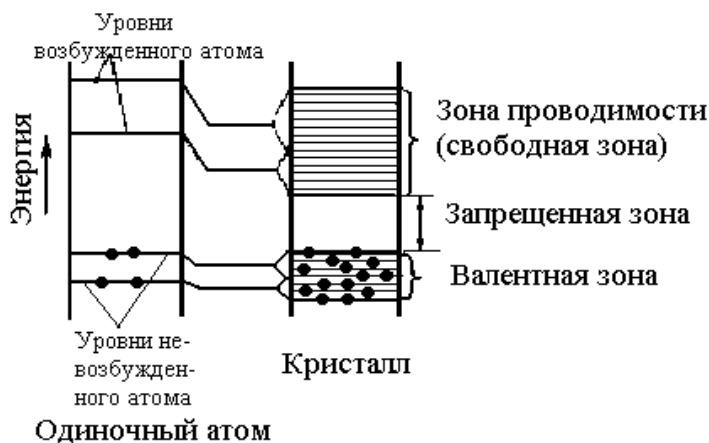


Рис.2 -2. Энергетическая структура отдельного атома и кристалла.

Очевидно, что расщепление происходит как энергетических уровней, заполненных электронами, так и свободных энергетических уровней. В ходе расщепления отдельных

энергетических уровней некоторые энергетические зоны могут перекрываться. При перекрытии заполненных и свободных энергетических зон электрон может менять свою кинетическую энергию, а следовательно, может двигаться. В том случае, когда заполненная и свободная энергетическая зоны не перекрываются, электроны не могут менять кинетическую энергию и не могут перемещаться. В последнем случае между свободной энергетической зоной и заполненной энергетической зоной появляется зона запрещенных значений энергии.

При перекрытии свободной энергетической зоны с заполненной зоной мы имеем дело с проводниками. В случае, когда зона запрещенных значений энергии велика (более 5 электрон-вольт) и электрон не может преодолеть ее за счет термического возбуждения, речь идет о диэлектриках. Наконец, в том случае, когда зона запрещенных значений энергии невелика, то материал является полупроводником

В отсутствие внешних воздействий, увеличивающих энергию электронов, атом находится в исходном (невозбужденном) состоянии, при котором все низшие энергетические уровни заняты электронами, а верхние — свободны. При наличии внешних воздействий (тепловые кванты — фононы, кванты света — фотоны, электрическое или магнитное поле и др.) электроны атома приобретают дополнительную энергию и переходят на более высокие энергетические уровни (возбуждение атома) или вовсе освобождаются от атома и становятся свободными, не связанными с атомом (ионизация атома). При этом внешнему воздействию подвержены электроны высоких энергетических уровней, слабее связанные с атомом.

Согласно квантовой теории, энергетическая диаграмма группы близко расположенных однотипных атомов претерпевает изменения по сравнению с изолированным атомом (Рис.2 -2). Вследствие взаимодействия атомов друг с другом разрешенные уровни энергии электронов соседних атомов смещаются, образуя близко расположенные смещенные уровни энергии — подуровни. При этом смещению подвергаются и уровни высоких

энергий, где электроны слабо связаны с атомами. Подуровни образуют так называемые зоны разрешенных уровней энергии, которые отделены друг от друга запрещенными зонами. Число подуровней в каждой из разрешенных зон равно количеству атомов в группе. Кристалл твердого тела характеризуется большим количеством близко расположенных атомов. Поэтому число подуровней, входящих в разрешенные зоны его энергетической диаграммы, довольно велико.

В твердых телах атомы вещества могут образовывать так называемую *кристаллическую решетку*, когда соседние атомы удерживаются межатомными силами на определенном расстоянии друг от друга в точках равновесия этих сил, называемых узлами кристаллической решетки. Под действие тепла атомы, не имея возможности перемещаться, совершают колебательные движения относительно положения равновесия.

В отличие от газа соседние атомы в твердых телах так близко находятся друг к другу, что их внешние электронные оболочки соприкасаются или даже перекрываются.

В результате этого в твердых телах происходит расщепление энергетических уровней электронов, на большое количество почти сливающихся подуровней (Рис. 2-3), образующих энергетические зоны. Разрешенная зона, в которой при температуре абсолютного нуля все энергетические зоны заняты электронами, называется валентной.

Разрешенная зона, в которой при температуре абсолютного нуля электроны отсутствуют, называется зоной проводимости. Между валентной зоной и зоной проводимости расположена *запрещенная зона*. На электропроводность твердого тела оказывает существенное влияние расположение двух соседних зон разрешенных уровней энергии в верхней части энергетической диаграммы. В зависимости от электронной структуры атома и строения кристаллической решетки между соседними зонами разрешенных уровней энергии либо может сохраниться запрещенная зона, либо ее может и не быть.

Эти две вероятности, а также ширина запрещенной зоны определяют три класса кристаллических тел: проводники, диэлектрики и полупроводники. Расположение двух соседних зон разрешенных уровней энергии в верхней части их энергетических диаграмм приведено на Рис.2-4. В металлах (Рис.2-4, *а*) энергетическая диаграмма представляет собой непрерывный спектр разрешенных значений энергии, а в полупроводниках и диэлектриках — прерывистый (Рис.2-4, *б, в*).

В полупроводниках и диэлектриках зоны разрешенных значений энергии отделены запрещенной зоной энергии ΔW_3 . На энергетических диаграммах Рис.2-4 можно выделить две характерные зоны разрешенных значений энергии: нижнюю (заполненную), или валентную зону и верхнюю (свободную), или зону проводимости. В отсутствие внешних воз действий на электроны (электрического и магнитного полей, облучения квантами света), а также при $T = 0$ К все уровни энергии нижней зоны заполнены электронами, в верхней зоне электронов нет.

Рассмотрим различие в электропроводности указанных трех классов кристаллических тел с точки зрения особенностей их энергетических диаграмм.

В *металлах* зона проводимости непосредственно примыкает к валентной зоне (Рис.2-4, *а*). Электронам валентной зоны достаточно сообщить весьма малую энергию, чтобы перевести их в зону свободных уровней. Поэтому уже при воздействии только электрического поля в металле имеется большое число свободных (не связанных с атомами) электронов, которые и обеспечивают его высокую электрическую проводимость.

В *полупроводниках* (Рис.2-4, *б*) свободная зона отделена от валентной зоны запрещенной зоной энергии ΔW_3 . Величина ΔW_3 определяет энергию (в электрон-вольтах), которую нужно сообщить электрону, расположенному на верхнем энергетическом уровне в валентной зоне, чтобы перевести его на нижний энергетический уровень в зоне свободных уровней.

Необходимость сообщения достаточной энергии для преодоления запрещенной зоны затрудняет переход электронов из

валентной зоны в зону проводимости, что приводит к уменьшению числа свободных электронов в полупроводнике по сравнению с металлом и, как следствие, к уменьшению его электрической проводимости.

Способность преодоления электронами запрещенной зоны зависит от внешних факторов. Особенно значительно влияние температуры кристалла, которое проявляется воздействием на электроны атомов полупроводника тепловых квантов (фононов), излучаемых при тепловых колебаниях кристаллической решетки. Повышению температуры соответствует увеличение энергии фононов и рост числа электронов, способных получить необходимую энергию для преодоления запрещенной зоны. По этой причине с повышением температуры проводимость чистых полупроводников возрастает.

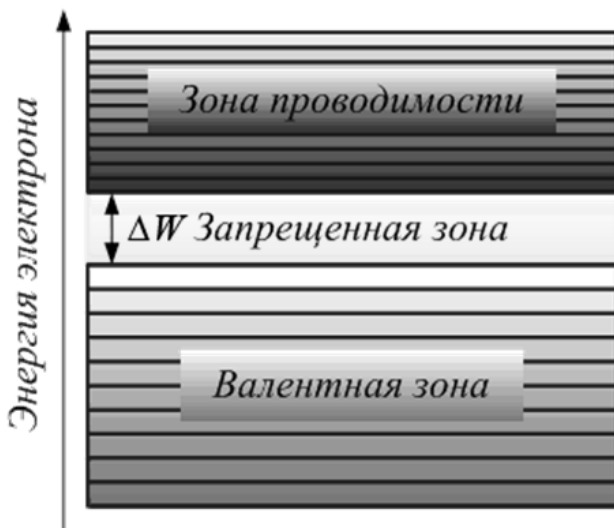


Рис. 2-3. Расщепление энергетических уровней электронов в твердых телах.

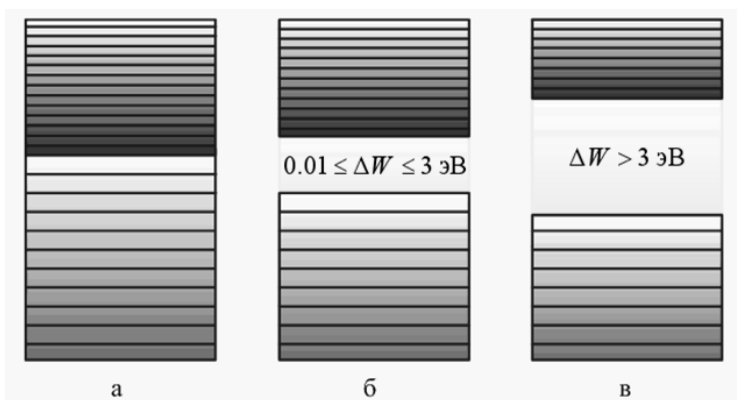


Рис.2-4. Зонные энергетические диаграммы различных твердых веществ: а – проводник; б – полупроводник; в – диэлектрик.

Ширина запрещенной зоны кристаллических твердых тел, относящихся к полупроводникам, не превышает 3 эВ. Их электрическая проводимость возникает при температуре выше 80—100 К.

Диэлектрики (Рис.2-4, в) отличаются от полупроводников более широкой запрещенной зоной. У них $\Delta W_3 > 3 \text{ эВ}$ и может достигать 6—10 эВ. В связи с этим проводимость диэлектриков мала и становится заметной лишь при температуре не ниже 400—800°C или сильных электрических полях (пробой).

Ширина запрещенной зоны является основным параметром, характеризующим свойства твердого тела. Вещества, у которых ширина запрещенной энергетической зоны $0,01 \leq \Delta W \leq 3 \text{ эВ}$, относятся к полупроводникам, а при $\Delta W > 3 \text{ эВ}$ – к диэлектрикам. У металлов (проводников) запрещенная зона отсутствует. В полупроводниковой электронике широкое применение получили германий Ge ($\Delta W = 0,67 \text{ эВ}$) и кремний Si ($\Delta W = 1,11 \text{ эВ}$) – элементы 4-й группы периодической системы элементов Менделеева, а также арсенид галлия GaAs ($\Delta W = 1,43 \text{ эВ}$). Всего лишь около 10 лет назад в качестве доступного материала для полупроводниковых приборов стал рассматриваться карбид кремния SiC, что стало возможным

благодаря развитию технологии выращивания кристаллов требуемого размера в необходимых количествах. Ширина запрещенной зоны у карбида кремния ($\Delta W=2,4\dots 3,4$ эВ) для разных политипов.

Подобно тому, как в отдельном атоме электроны могут переходить с одного энергетического уровня на другой свободный уровень, электроны в твердом теле могут совершать переходы внутри разрешенной зоны при наличии в ней свободных уровней, а также переходить из одной разрешенной зоны в другую. Плотность уровней в разрешенных зонах очень велика, поэтому для перемещения электрона с одного уровня на другой внутри разрешенной зоны требуется очень малая энергия, порядка $10^{-8}\dots 10^{-4}$ эВ, что может быть следствием тепловых колебаний атомов; ускорений электронов даже под действием слабых внешних электрических полей; попадания в атом кванта световой энергии – фотона, а также ряда других видов внешних воздействий.

Для перехода электрона из низшей энергетической зоны в высшую требуется затратить энергию, равную ширине запрещенной зоны. При ширине запрещенной зоны в несколько электрон-вольт внешнее электрическое поле практически не может перевести электрон из валентной зоны в зону проводимости, так как энергия, приобретаемая электроном, движущимся ускоренно на длине свободного пробега, недостаточна для преодоления запрещенной зоны. Длиной свободного пробега является расстояние, проходимое электроном между двумя соударениями с атомами кристаллической решетки.

Таким образом, способность твердого тела проводить ток под действием электрического поля зависит от структуры энергетических зон и степени их заполнения электронами. Необходимым условием возникновения электрической проводимости в твердом теле является наличие в разрешенной зоне свободных или не полностью занятых энергетических уровней. Так в металлах зона проводимости частично заполнена и под действием температуры электроны могут переходить из полностью заполненных зон в зону проводимости. Однако их концентрация

всегда мала по сравнению с концентрацией валентных электронов. Поэтому концентрация электронов в металлах практически не зависит от температуры. Такой электронный газ называется вырожденным. Зависимость электропроводности металлов от температуры обусловлена поэтому только подвижностью электронов, которая уменьшается с увеличением температуры из-за увеличения амплитуды колебания атомов в кристаллической решетке, что влечет за собой уменьшение длины свободного пробега электрона. У диэлектриков и полупроводников в отличие от металлов нет частично заполненных зон. При температуре абсолютного нуля валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости совершенно пуста, поэтому эти вещества проводить ток не могут. Однако если этому веществу сообщить достаточное количество энергии, то электроны, приобретая дополнительное количество энергии, могут преодолеть ширину запрещенной зоны и перейти в зону проводимости. В этом случае вещество приобретает некоторую электропроводность, которая возрастает с ростом температуры.

Функция распределения Ферми- Дирака. Особенности электронного газа в металлах и полупроводниках.

В начале нашего века на основе экспериментальных исследований было установлено, что носителями тока в металлах являются электроны.

В 1900 г. Друде разработал классическую электронную теорию металлов, которая затем (в 1904 г.) была усовершенствована Лоренцем. Согласно этой теории электроны проводимости в металле можно рассматривать как электронный газ. При своем движении электроны проводимости сталкиваются с ионами кристаллической решетки. По этому средняя длина свободного пробега электронов λ должна быть \sim периоду кристаллической решетки металлов, т. е. $\sim 10^{-8}$ см.

На основе таких представлений удалось вывести закон Ома, закон Джоуля- Ленца и некоторые другие. Однако эта теория не

смогла объяснить ряд явлений, наблюдающихся на опыте. Наиболее важными являются два.

1. Экспериментально установлено, что в довольно большом интервале температур удельное сопротивление металлов пропорционально T .

$$\rho \sim T \quad \left(\sigma \sim \frac{1}{T} \right)$$

В классической теории Друде- Лоренца

$$\sigma = \frac{n_0 e^2 \lambda}{2mV},$$

где: n_0 - число электронов проводимости в единицу времени, e - заряд электрона, m - масса электрона, λ - длина свободного пробега электрона, V - скорость теплового движения электронов, n_0 и λ не зависят от T

$$V = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \sim \sqrt{T}$$

Следовательно

$$\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{T}},$$

$$\rho \sim \sqrt{T},$$

что не соответствует эксперименту.

Еще большие затруднения возникли при подсчете теплоемкости металлов. Согласно классической теории, теплоемкость металлов должна складываться из теплоемкости ионной решетки и теплоемкости электронного газа.

$$C^{\text{теор}} = C_{\text{реш}} + C_{\text{эл}} .$$

В кристаллах атомы совершают колебательные движения. Число колебательных степеней свободы равно

$$3N-6 \approx 3N$$

(при больших N) .

Энергия

$$W_k = 3NkT .$$

Для одного моля $N=N_A$

$$W_k = 3N_A kT = 3RT$$

Теплоемкость

$$C = \frac{dW}{dT} = 3R .$$

Таким образом, теплоемкость решетки

$$C_{\text{реш}} = 3R .$$

Теплоемкость электронного газа

$$C_{\text{эл}} = \frac{i}{2} R = \frac{3}{2} R$$

Следовательно

$$C_{\text{теор}} = 3R + \frac{3}{2}R = \frac{9}{2}R.$$

Но из опытов (закон Дюлонга и Пти) известно, что молярная теплоемкость металлов как и для других твердых тел равна $\sim 3R$.

Отсюда следует, что электроны металла почти не вносят вклада в теплоемкость, т. е. энергия теплового движения электронов проводимости не изменяется при нагревании проводника. Объяснить этот вывод на основе классической электронной теории невозможно.

Все это привело к серьезному пересмотру основ классической электронной теории металлов и к созданию квантовой теории металлов.

В первоначальной квантовой теории металлов (теории свободных электронов), также как и в классической теории Друде-Лоренца, использовалось понятие об электронном газе. Считалось, что валентные электроны свободны и движутся внутри металла так, как будто положительные ионы решетки не создают никакого электрического поля.

Если принять, что вне металла потенциальная энергия электронов равна нулю, то внутри металла она равна $-W_p$.

Можно считать, что свободные электроны металла находятся внутри “потенциальной ямы” (“потенциального ящика”) с вертикальными стенками и глубиной W_p .

Плоское дно потенциального ящика свидетельствует о том, что никакого электрического поля внутри нет и весь его объем эквипотенциален

$$(W_p = \text{const}, \varphi = \text{const}, E = -\frac{d\varphi}{dr} = 0).$$

Движение электронов внутри ящика ограничено только тем, что они не могут выйти за его пределы, так как для этого они должны преодолеть потенциальный барьер высотой W_p .

Все это применимо и в классической теории металлов. Однако в квантовой теории для описания движения электронов в потенциальном ящике вместо классической статистики Максвелла – Больцмана была применена статистика Ферми – Дирака, учитывающая квантовые свойства электронов (Зоммерфельд, 1927).

Основные различия между классической и квантовой статистикой следующие:

Статистика Максвелла – Больцмана имеет дело с частицами, движение которых строго подчиняется законам классической механики. Состояние любой частицы однозначно определяется заданием ее координат x , y , z и составляющих импульса p_x , p_y , p_z . По классической теории координаты, импульсы и энергии частиц могут меняться непрерывно. Согласно квантовой теории электроны обладают волновыми свойствами, и их движение описывается волновым уравнением Шредингера. Решение этого уравнения показывает, что энергия и другие характеристики электрона в твердом теле становятся квантованными, то есть они могут принимать лишь строго определенные значения. Каждое такое значение соответствует определенному квантовому состоянию электрона в твердом теле.

В классической статистике Максвелла – Больцмана в состоянии с определенными значениями энергии W может находиться сколько угодно частиц (электронов).

В квантовой статистике Ферми – Дирака распределение электронов по энергиям подчиняется принципу Паули, согласно которому в твердом теле в каждом квантовом состоянии с энергией W может находиться не более двух электронов.

Итак, из квантовой статистики следует, что электроны в металле могут иметь только дискретные значения энергии.

Рассмотрим, как будут распределяться электроны по этим уровням при $T = 0^\circ \text{ K}$. Очевидно, что все электроны стремятся занять наиболее низкие энергетические уровни как самые

устойчивые. Согласно принципу Паули на каждом уровне могут быть не более двух электронов. Поэтому электроны попарно занимают дозволенные энергетические уровни, начиная от дна потенциальной ямы. Вид функции распределения, соответствующий этому случаю, был найден Ферми и имеет вид:

$$f(W) = \frac{1}{\ell \frac{W - W_\phi}{kT} + 1}.$$

Функция распределения Ферми – Дирака $f(W)$ определяет вероятность заполнения электронами энергетического уровня с энергией W :

$$0 \leq f(W) \leq 1,$$

где: W_ϕ – параметр системы, называемый энергией Ферми (или уровнем Ферми).

Рассмотрим, что дает функция Ферми – Дирака при $T = 0^\circ \text{ K}$.

$$W < W_\phi \quad f(W) = 1,$$

т. е. уровень полностью занят, на нем 2 электрона

$$T = 0^\circ \text{ K}, \quad W > W_\phi \quad f(W) = 0,$$

то есть уровень пустой. Таким образом энергия Ферми W_ϕ это есть энергия самого верхнего заполненного уровня при $T = 0^\circ \text{ K}$. При $W = W_\phi$ функция распределения Ферми – Дирака при любой температуре имеет значение равное $\frac{1}{2}$. Следовательно уровень Ферми совпадает с тем энергетическим уровнем, вероятность заполнения, которого равна $\frac{1}{2}$ при любой температуре.

При $T > 0^\circ \text{ K}$ имеем

$$W = W_{\phi} \quad f(W_{\phi}) = \frac{1}{2}$$

$$W < W_{\phi} \quad f(W) < \frac{1}{2}$$

$$W > W_{\phi} \quad f(W) > \frac{1}{2}$$

Очевидно, что чем выше температура, тем энергетически выше переходной участок от

$$f(W) = 1 \text{ до } f(W) = 0.$$

При $T = 0 \text{ К}$ функция Ферми обладает следующими свойствами: $f(W) = 1$, если $W < W_{\text{F}}$ и $f(W) = 0$, если $W > W_{\text{F}}$. (Рис.2-5). Если

$$\exp[(E - E_{\text{F}})/kT] \gg 1,$$

то единицей в знаменателе можно пренебречь, и оба распределения переходят в так называемое распределение Максвелла – Больцмана:

$$f(E) = A \exp(-E/kT).$$

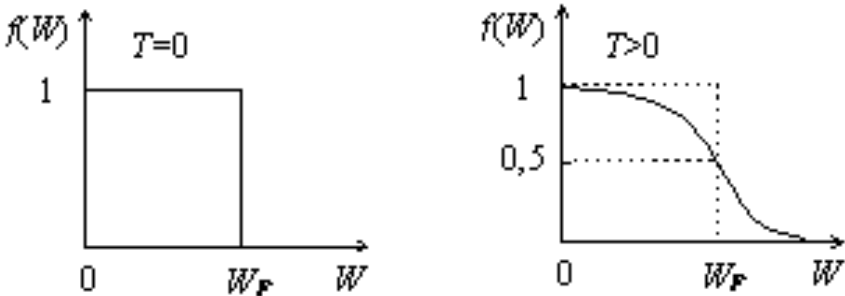


Рис.2-5. Эволюция функции Ферми-Дирака с температурой.

Температура, ниже которой квантовые эффекты становятся существенными, называется температурой вырождения T_b .

Типичным представителем фермионов является совокупность электронов проводимости в металле. Энергия Ферми не зависит от объема металла, а определяется только концентрацией свободных электронов. При $T = 0$ К положение уровня Ферми в металле

$$W_F = \frac{\hbar^2}{2m_n} (3\pi^2 n)^{2/3},$$

где m_n – масса электрона в металле («эффективная» масса); n – концентрация электронов.

При $T \neq 0$

$$W_f = W_f^0 \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{W_f^0} \right)^2 \right]$$

Значение энергии Ферми слабо зависит от температуры (при комнатной температуре $kT \approx 0,25$ эВ. Поэтому электрофизические свойства металлов определяются прежде всего свойствами его кристаллической решетки.

Интервал между соседними уровнями энергии свободных электронов в металле

$$\delta E = \frac{(2\pi\hbar)^3}{4\pi V (2m_n)^{3/2} \sqrt{E}}.$$

Распределение свободных электронов по энергиям в металле определяется не только вероятностью заполнения уровней $f(E)$, но и числом состояний, приходящихся на единичный интервал энергии в единице объема, т.е. плотностью состояний $N(E)$:

$$dn(E) = N(E)f(E)dE, \quad (2.1)$$

где dn – число электронов, приходящихся на энергетический интервал от E до $E + dE$,

$$N(E) = 4\pi \left(2m_n/\hbar^2\right)^{3/2} \sqrt{E}. \quad (2.2)$$

При $T \neq 0$ К

$$dn(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{E} dE}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}.$$

Вблизи $T = 0$ К

$$dn(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_n}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E} dE.$$

Общую концентрацию электронов в металле можно найти интегрированием по всем заполненным состояниям:

$$n = \int_0^{E_F} N(E)f(E)dE = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_n}{\hbar^2}\right)^{3/2} E_F^{3/2}. \quad (2.3)$$

Электронный газ в металлах является вырожденным, т.е. подчиняется статистике Ферми – Дирака, вплоть до температур около 10^4 К. Вследствие этого в процессе электропроводности могут принимать участие не все свободные электроны, а только небольшая их часть, имеющая энергию, близкую к энергии Ферми. Ускоряясь электрическим полем E на длине свободного пробега, эти электроны приобретают добавочную скорость направленного движения:

$$v_F = \tau_F eE/m_n = eEl_F/(m_n u_F),$$

где τ_F – время свободного пробега; l_F – длина свободного пробега; u_F – тепловая скорость быстрых электронов, обладающих энергией, близкой к E_F . С учетом этого удельная электрическая проводимость металла

$$\gamma = \frac{e^2 n l_F}{m_n u_F} = \frac{e^2 n^{2/3} l_F}{h} \left(\frac{8\pi}{3} \right)^{1/3}.$$

В большинстве случаев можно считать, что эффективная масса электронов в металле равна массе свободного электрона: $m_n = m_e$.

Ниже показана функция Ферми-Дирака, совмещенная с зонной (энергетической) диаграммой неметалла (полупроводника или диэлектрика), Рис. 2-6.

Неметаллы отличаются от проводников наличием зоны запрещенных энергий E_g для электронов. Состояния, лежащие выше запрещенной зоны, называются зоной проводимости и при $T = 0$ К пусты.

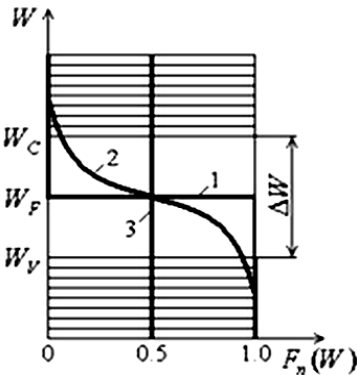


Рис. 2-6. Функция Ферми-Дирака неметалла.

Состояния, лежащие ниже запрещенной зоны, называются валентной зоной и при $T = 0$ К полностью заполнены. Распределение электронов по энергиям в общем случае подчиняется статистике Ферми – Дирака. Однако при комнатных температурах энергии электронов и дырок значительно отличаются от энергии Ферми $E - E_F > 3kT$, поэтому единицей в знаменателе функции распределения можно пренебречь и перейти к статистике Максвелла – Больцмана. Таким образом, электронный газ в

полупроводнике не вырожден, но при этом продолжает действовать принцип Паули.

При $T > 0$ К существует конечная вероятность перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости, появляются свободные электроны и дырки в зонах. Однако идет и обратный процесс – возврат электронов из зоны проводимости в валентную зону и исчезновение пары электрон-дырка. Этот процесс называется рекомбинацией. В результате устанавливается динамическое равновесие. Равновесная концентрация собственных свободных носителей заряда в кристалле с шириной запрещенной зоны E_g при температуре T

$$n_i = p_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) = \frac{2}{\hbar^3} \left(\frac{kT}{2\pi}\right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/4} \exp[-E_g/(2kT)]$$

Здесь N_c и N_v – эффективная плотность энергетических состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно

$$N_c = 2[m_n kT/(2\pi\hbar^2)]^{3/2};$$

$$N_v = 2[m_p kT/(2\pi\hbar^2)]^{3/2}; \quad (2.4)$$

m_n и m_p – эффективная масса электронов и дырок соответственно; 2 – коэффициент, учитывающий, что на энергетическом уровне могут находиться два электрона.

Положение уровня Ферми в собственном полупроводнике зависит от температуры. При $T = 0$ К уровень Ферми расположен посередине запрещенной зоны (рис.14, а), а с ростом температуры смещается:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (2.5)$$

Подставляя в это выражение соотношение (2.4), получим

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n}.$$

При введении примесей (легировании) в запрещенной зоне возникают примесные энергетические уровни, которые в зависимости от типа примеси располагаются либо вблизи дна зоны проводимости E_c (донорные уровни), либо вблизи потолка валентной зоны E_v (акцепторные уровни) как это показано на рис.14, б и в соответственно. Примеси также могут поставлять свободные носители заряда.

В случае донорных полупроводников концентрация примесных электронов n_d определяется количеством ионизированных доноров и эффективным числом состояний в зоне проводимости N_c :

$$n_d = \sqrt{N_c N_d} \exp[-(E_c - E_d)/(2kT)].$$

В случае акцепторных полупроводников концентрация примесных дырок определяется количеством ионизированных акцепторов и эффективным числом состояний в валентной зоне N_v :

$$n_a = \sqrt{N_v N_a} \exp[-(E_a - E_v)/(2kT)].$$

Равновесная полная концентрация свободных электронов

$$n = N_c \exp[-(E_c - E_F)/(kT)],$$

а полная концентрация дырок в валентной зоне

$$p = N_v \exp[-(E_F - E_v)/(kT)].$$

Положение уровня Ферми E_F в полупроводнике зависит как от температуры, так и от концентрации примесей. Для полупроводника n -типа с концентрацией доноров N_d и для полупроводника p -типа с концентрацией акцепторов N_a соответственно

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{N_c};$$

$$E_F = \frac{E_v + E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_a}{N_v}.$$

Обычно положение уровней в полупроводнике отсчитывается от потолка валентной зоны E_v (или от дна зоны проводимости E_c).

При изменении степени легирования изменяется и положение уровня Ферми и концентрация свободных носителей заряда в зонах. В случае невырожденного полупроводника увеличение концентрации одного типа свободных носителей (например, электронов), приводит к увеличению скорости рекомбинации и соответствующему уменьшению концентрации второго типа свободных носителей (дырок). Поэтому при термодинамическом равновесии справедлив закон «действующих масс»:

$$np = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{kT}\right) = n_i^2.$$

Экспериментально ширину запрещенной зоны полупроводника и концентрацию примесей определяют по измерениям электропроводности и спектров поглощения. Электропроводность кристалла

$$\gamma = en\mu_n + ep\mu_p,$$

где μ_n и μ_p – подвижность электронов и дырок соответственно. Зависимость собственной проводимости от температуры имеет вид

$$\gamma = \gamma_0 \exp[-E_g / (2kT)].$$

При освещении кристалла светом поглощение начинается только тогда, когда энергия кванта света равна или больше ширины запрещенной зоны

$$\hbar\omega = 2\pi\hbar c/\lambda \geq E_g.$$

Поэтому в спектрах поглощения наблюдается пороговая длина волны $\lambda_{\text{пор}}$, соответствующая краю собственного поглощения.

Тип основных носителей заряда и их подвижность обычно определяют с помощью эффекта Холла. Если поместить кристалл толщиной d в поперечное магнитное поле B и пропустить по кристаллу ток I возникнет разность потенциалов

$$U_H = R_H IB/d,$$

где R_H – постоянная Холла, для полупроводников со структурой алмаза или сфалерита, обладающих носителями одного вида (n или p),

$$R_H = 1/en.$$

Знак U_H позволяет определить тип преобладающих носителей заряда.

Теплоемкость и электропроводимость металлов по квантовой теории

Как уже говорилось, в классической теории металлов не удалось объяснить теплоемкость металлов и температурную зависимость электропроводности. В квантовой теории эти явления удалось объяснить.

Как мы видели в предыдущем параграфе при $T = 0^\circ \text{K}$ график функции распределения Ферми – Дирака имеет резкий спад при $W = W_\phi$, т. е. на уровнях с энергией $W > W_\phi$ вообще нет электронов. При $T > 0^\circ \text{K}$ резкая граница размывается, т. е. появляются уже электроны с энергией $W > W_\phi$. Ширина размытия порядка kT , т. е. порядка энергии теплового движения. Т. о. часть электронов увеличивают свою энергию.

Идея объяснения теплоемкости в квантовой теории состоит в том, что увеличивают свою энергию только очень малая часть электронов, которые расположены на уровнях, отстоящих от уровня Ферми на величину $\sim kT$. Благодаря этому большинство других электронов не будут вносить вклад в теплоемкость, поскольку их энергия остаётся постоянной. (В классической теории полагалось, что все электроны могут увеличивать свою энергию при нагревании, т. е. участвовать в теплоемкости).

Оценим приблизительно величину электронной теплоемкости. Для простоты будем считать, что уровни энергии отстоят друг от друга на одинаковые интервалы ΔW . Разобьём всю ось энергий на такие интервалы ΔW . Тогда число электронов обладающих энергией в некотором интервале будет пропорционально величине этого интервала.

Термическому возбуждению подвергаются электроны полосы kT , расположенной ниже уровня Ферми.

$\Delta N \sim kT$ - число электронов в полосе kT

$N \sim W_\phi$ - общее число электронов в металле, т. е. в полосе энергий от 0 до W_ϕ .

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{kT}{W_\phi},$$

$$\Delta N = N \frac{kT}{W_\phi}.$$

Из симметрии размытия резкой границы при $W = W_\phi$ видно, что увеличат свою энергию, т. е. перейдут через уровень Ферми не более половины этих электронов, подвергшихся тепловому возбуждению.

$$\Delta N = \frac{\Delta N'}{2} = \frac{kT}{2W_\phi} N$$

- число электронов перешедших через уровень Ферми, т. е. увеличивают свою энергию.

При термическом возбуждении каждый электрон поглощает энергию $\sim kT$. Тогда энергия поглощенная всеми ΔN электронами.

$$\begin{aligned} \Delta W &\approx kT \Delta N = \\ &= kT \frac{kT}{2W_\phi} N = \\ &= Nk \frac{kT^2}{2W_\phi} \end{aligned}$$

Для одного киломоля одновалентного металла

$$N = N_A, \quad N_A k = R$$

$$\Delta W = R \frac{kT^2}{2W_\phi}$$

Количество поглощенного тепла $Q = \Delta W$. Теплоемкость

$$C = \frac{dQ}{dt}.$$

Т. о. теплоемкость обусловленная электронами в металле:

$$C_{эл} = \frac{dQ}{dt} = \frac{d(\Delta W)}{dt} = R \frac{kT}{W_{\phi}}.$$

При обычных температурах:

$$kT \approx 0.025 \text{ эВ}, \quad W_{\phi} \approx 7 \text{ эВ}$$

(для меди). Т. о.

$$\frac{kT}{W_{\phi}} < 1\% \approx 0.01.$$

$$C_{эл} \cong 0.01R$$

Общая теплоемкость металла:

$$C = C_{реш} + C_{эл} = 3R + 0.01R \approx 3R,$$

что хорошо согласуется с опытом. А согласно классической

$$\text{теории } C_{эл} = \frac{3}{2}R = 1.5R.$$

Т.о. квантовая теория разрешила трудность, существовавшую в классической теории при объяснении теплоемкости металлов.

Рассмотрим теперь коротко, как объясняет квантовая теория электропроводность металлов. Расчет электропроводности металлов, основанный на квантовой статике Ферми – Дирака был произведен Зоммерфельдом. Для проводимости σ он получил выражение:

$$\sigma = \frac{ne^2 \lambda_\phi}{mV_\phi},$$

где λ_ϕ – длина свободного пробега электрона, обладающего энергией Ферми, V_ϕ – скорость такого электрона.

Это соотношение по внешнему виду совпадает с классической формулой, но содержание этих формул различно. В классической формуле V представляет собой среднюю скорость теплового движения свободных электронов, пропорциональную \sqrt{T} .

Вследствие этого температурная зависимость

$$\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{T}},$$

в то время как эксперимент дает

$$\sigma \sim \frac{1}{T}.$$

Это было одним из затруднений классической теории металлов.

В квантовой теории V_ϕ – скорость электрона с энергией Ферми. Энергия Ферми почти не зависит от температуры. Следовательно, и V практически не зависит от T .

Как же объясняет температурную зависимость σ квантовая теория. Оказывается, квантовая теория вкладывает совсем иной смысл в длину свободного пробега λ , чем классическая теория.

Классическая теория, рассматривая электроны как обычные частицы, считает, что электроны сталкиваются почти со всеми узлами кристаллической решетки, встречающимися на их пути, и принимает λ равной параметру решетки, который слабо зависит от T . Следовательно, и λ в классической теории почти не зависит от T .

Квантовая теория рассматривает электрон как частицу, обладающую волновыми свойствами, а движение электронов проводимости через металл, как процесс распространения волны.

Идеальная кристаллическая решетка, в узлах которой находятся неподвижные частицы ($T=0^\circ \text{C}$), не должны рассеивать электронные волны. Рассеивание этих волн возникает лишь с появлением в решетке неоднородностей (искажений). Такими неоднородностями являются, прежде всего, флуктуации плотности, возникающие вследствие тепловых колебаний решетки (при $T > 0^\circ \text{K}$). С повышением T увеличивается число неоднородностей и возрастает, следовательно, рассеяние электронных волн и поэтому происходит уменьшение их средней длины свободного пробега. Можно доказать, что при обычных комнатных температурах

$$\bar{\lambda} \sim \frac{1}{T},$$

что и приводит к

$$\sigma \sim \frac{1}{T},$$

т. е. к экспериментальной зависимости σ от температуры.

Другим источником искажений решетки, приводящих к рассеянию электронных волн, являются атомы примеси. Сопротивление чистых металлов всегда меньше, чем сопротивление их сплавов. Например, серебро имеет сопротивление меньше, чем алюминий. Однако если к чистому алюминию добавить серебро, то сопротивление будет не уменьшаться, а возрастать. Причина состоит

в том, что решетка сплава получается неоднородной, рассеяние электронных волн увеличивается и сопротивление возрастает.

В общем случае удельное сопротивление металла можно представить в виде суммы:

$$\rho = \rho_T + \rho_{\text{прим}}.$$

ρ_T – сопротивление, обусловленное тепловыми колебаниями решетки, $\rho_{\text{прим}}$ – сопротивление, обусловленное рассеянием электронных волн атомами примеси.

При $T \rightarrow 0$, $\rho \rightarrow 0$, $\rho \rightarrow \rho_{\text{прим}}$, не зависящей от T .

Поэтому $\rho_{\text{прим}}$ называется остаточным сопротивлением. Пытаясь выяснить роль примесей в формировании остаточного сопротивления, Камерлинг – Оннес провел в 1911г. опыты с предельно очищенной ртутью. Результаты этих опытов оказались неожиданными: при температуре $T_k = 4.2^\circ \text{ К}$ электрическое сопротивление ртути падало до нуля. Это явление получило название сверхпроводимости. В дальнейшем сверхпроводимость была обнаружена у свинца, олова, цинка и др. металлов, а также у ряда сплавов. Для каждого сверхпроводника имеется своя критическая температура T_k , при которой он переходит в сверхпроводящее состояние. При действии на сверхпроводник магнитного поля сверхпроводящее состояние разрушается. (существует $H_{\text{кр}}$)

Теория сверхпроводимости была создана только в 1957г. Боголюбовым и американскими учеными Бардиным, Купером и Шиффером.

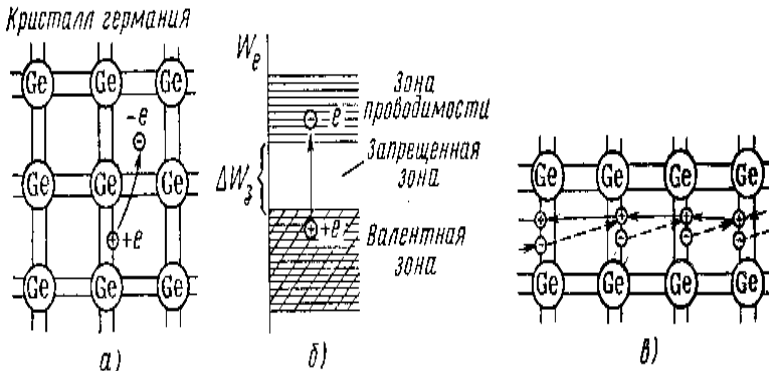


Рис. 2-7. Возникновение свободного электрона и дырки в кристалле полупроводника (а) и отражение этого процесса на энергетической диаграмме (б); схема движения дырки в кристалле полупроводника (в).

Электропроводность полупроводников

Собственные (беспримесные) полупроводники

Наличие на энергетической диаграмме запрещенной зоны обуславливает особенности образования носителей заряда в полупроводниках по сравнению с металлами. Рассмотрим эти особенности на примере германия и кремния, получивших наибольшее распространение при изготовлении полупроводниковых приборов.

Германий и кремний принадлежат к IV группе Периодической системы элементов. На внешней оболочке их атомов находятся четыре валентных электрона. Ширина запрещенной зоны германия равна 0,72 эВ, кремния — 1,12 эВ. Кристаллическая решетка этих полупроводников имеет одинаковую тетраэдрическую структуру. Двумерная (плоскостная) модель кристаллической решетки имеет вид, показанный на Рис. 2-7, а (на примере германия).

В отсутствие структурных дефектов и при $T = 0$ К четыре валентных электрона внешней электронной оболочки

каждого атома участвуют в так называемых парноэлектронных или ковалентных связях с соседними атомами. Эти связи характеризуются перекрытиями внешней электронной оболочки каждого атома с внешними электронными оболочками рядом расположенных четырех атомов кристалла. При таком перекрытии каждые два электрона принадлежат двум соседним атомам и все четыре электрона внешней оболочки атома участвуют в создании парноэлектронных связей с четырьмя соседними атомами. Парноэлектронные связи показаны на Рис. 2.7, *а* в виде двух параллельных линий, связывающих атомы, расположенные в соседних узлах кристаллической решетки.

Участие всех электронов атомов кристалла в создании ковалентных связей между атомами свидетельствует о нахождении электронов на уровнях энергии валентной зоны (Рис. 2-7, *б*). Повышение температуры кристалла вызывает увеличение энергии фононов. При некоторой температуре энергия фонона становится достаточной для освобождения электрона от связей с атомами кристаллической решетки. Валентный электрон освобождается от связей и становится свободным (Рис. 2-7 *а*). Освобождение электрона от связей с атомами соответствует на энергетической диаграмме его переходу с уровня валентной зоны на уровень зоны проводимости (Рис. 2-7, *б*). Свободный электрон способен изменять свою энергию и перемещаться между узлами кристаллической решетки под воздействием электрического поля, т.е. участвовать в создании тока.

Образование свободного электрона сопровождается разрывом ковалентной связи между атомами и появлением в месте разрыва так называемой дырки (Рис. 2-7, *а*). Отсутствие электрона в ковалентной связи равносильно появлению в данном месте положительного заряда, который и приписывают дырке. На энергетической диаграмме (Рис. 2-7, *б*) образование дырки после перехода электрона в зону проводимости отождествляют с появлением вакантного уровня энергии в валентной зоне, позволяющего электронам валентной зоны (находящимся в ковалентных связях с атомами) изменять энергию под воздействием

электрического поля, т.е. перемещаться в кристалле от атома к атому и участвовать в создании тока.

Фактическое перемещение валентных электронов под воздействием внешнего электрического поля при их последовательном заполнении образовавшегося разрыва ковалентной связи формально может быть заменено движением дырки между узлами кристаллической решетки в противоположном направлении. Действительно, валентный электрон, получив необходимую энергию, заполняет (компенсирует) дырку с приближением к ней. Дырка исчезает, и восстанавливается ковалентная связь у данного атома, но возникает новая дырка в той ковалентной связи, откуда ушел электрон. Исчезновение дырки в одном месте кристалла и ее появление в другом учитывают (условно) как движение дырки (Рис. 2-7, в).

Важность учета движения дырок как самостоятельных носителей заряда обуславливается различием в подвижностях свободных электронов и валентных электронов, перемещающихся по вакантным уровням энергии.

При температуре выше абсолютного нуля переход из валентной зоны в зону проводимости возможен у многих электронов. В результате этого процесса, получившего название термогенерации носителей заряда, в полупроводнике создается некоторая концентрация электронов n_i в свободной зоне и равная ей концентрация дырок p_i в валентной зоне (индекс i означает, что речь идет о чистых, беспримесных полупроводниках; при этом n_i , p_i называют собственными концентрациями носителей заряда в полупроводнике). Концентрация носителей заряда зависит от температуры кристалла, ширины запрещенной зоны и определяется зависимостью

$$n_i = p_i = A e^{-\frac{\Delta W_c}{2kT}}, \quad (2.6)$$

где A — коэффициент, числовое значение которого зависит от рода кристалла; $k = 1,37 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Из выражения (2.2) следует, что концентрация носителей заряда в полупроводнике и его электрическая проводимость увеличиваются с повышением температуры и уменьшаются с ростом ширины запрещенной зоны.

Электроны и дырки являются подвижными частицами. Постоянство их концентрации при неизменной температуре обуславливается тем, что в любом элементе объема полупроводника одновременно действуют два процесса: термогенерация носителей заряда, а также исчезновение электронов и дырок за счет возвращения электронов из зоны проводимости на вакантные уровни валентной зоны (рекомбинация носителей заряда). Соответствующая концентрация устанавливается из условия динамического равновесия, при котором число вновь возникающих носителей заряда равно количеству рекомбинирующих носителей.

Примесная проводимость полупроводников

При производстве полупроводниковых приборов помимо чистых полупроводников, в частности чистых германия и кремния, являющихся исходными материалами, используют примесные полупроводники.

Введение примеси связано с необходимостью создания в полупроводнике преимущественно электронной либо дырочной электропроводности и увеличения электрической проводимости. В связи с этим различают соответственно электронные (n -типа) и дырочные (p -типа) полупроводники.

Для получения полупроводника с электропроводностью n -типа в чистый полупроводник вводят примесь, создающую в

полупроводнике только свободные электроны. Вводимая примесь является «поставщиком» электронов, в связи, с чем ее называют донорной. Для германия и кремния, относящихся к IV группе Периодической системы элементов, донорной примесью служат элементы V группы (сурьма, фосфор мышьяк), атомы, которых имеют, пять валентных электронов.

При внесении такой примеси атомы примеси замещают атомы исходного полупроводника в отдельных узлах кристаллической решетки (Рис. 2-8, а). Четыре электрона каждого атома донорной примеси участвуют в ковалентной связи с соседними атомами исходного материала, а пятый («избыточный») электрон, не участвующий в ковалентной связи, оказывается значительно слабее связанным со своим атомом. Для того чтобы оторвать его от атома и превратить в свободный носитель заряда, требуется значительно меньшее количество энергии, чем для освобождения электрона из ковалентной связи. В результате приобретения такой энергии (например, энергии фонона при комнатной температуре кристалла) «избыточный» электрон покидает атом и становится свободным, а атом примеси превращается в положительный ион (ионизация атома примеси). В условиях достаточно большой концентрации атомов примеси их ионизация создает некоторую концентрацию в кристалле полупроводника свободных электронов и неподвижных положительных ионов, локализованных в местах расположения атомов примеси. Слой полупроводника остается электрически нейтральным, если освободившиеся электроны не уходят за пределы слоя. При уходе электронов под воздействием каких-либо факторов в другие слои кристалла оставшиеся положительные ионы донорной примеси создают в данном слое нескомпенсированный положительный объемный заряд.

На энергетической диаграмме полупроводника *n*-типа (Рис. 2-8, б) вводимая примесь приводит к появлению в запрещенной зоне вблизи зоны проводимости близко расположенных друг от друга локальных валентных уровней энергии, заполненных электронами при температуре абсолютного нуля. Число локальных уровней определяется количеством атомов примеси в

кристалле. На Рис. 2-8, б локальные уровни показаны пунктиром. Так как ширина ΔW_d мала (в зависимости от типа исходного полупроводника и материала донорной примеси $\Delta W_d = 0,01 \div 0,07$ эВ), при комнатной температуре практически все электроны донорных уровней перейдут в зону проводимости и смогут участвовать в создании тока.

Концентрация электронов в зоне проводимости (свободных электронов) при этом определяется преимущественно концентрацией введенной примеси N_d , а не собственными электронами валентной зоны, преодолевающими широкую запрещенную зону ΔW_z . В соответствии с этим концентрация электронов n_n в полупроводнике n -типа существенно выше концентрации дырок p_p , образующейся в результате перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Можно считать, что в полупроводнике n -типа ток создается в основном электронами. Другими словами, электроны в этом случае являются основными носителями заряда, а дырки — неосновными.

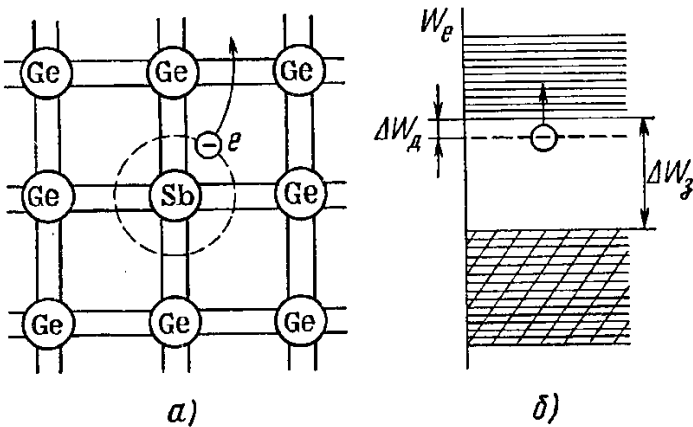


Рис. 2-8. Возникновение свободного электрона в кристалле полупроводника n -типа (а) и отражение этого процесса на энергетической диаграмме (б).

В полупроводниках p -типа введение примеси направлено на повышение концентрации дырок. Задача решается использованием в качестве примеси элементов III группы Периодической системы (индий, галлий, алюминий, бор), атомы которых имеют по три валентных электрона. При наличии такой примеси каждый ее атом образует только три заполненные ковалентные связи с соседними атомами исходного полупроводника в кристаллической решетке (Рис. 2-9, *a*). Четвертая связь остается незаполненной.

Недостающий валентный электрон для заполнения связи принимается от одного из соседних атомов кристаллической решетки, так как требуемая для такого перехода энергия невелика. Переход электрона приводит к образованию дырки в ковалентной связи соседнего атома, откуда ушел электрон, и превращению атома примеси в неподвижный отрицательный ион. В результате за счет примеси достигается повышение концентрации дырок в полупроводнике. Атомы примеси, принимающие валентные электроны соседних атомов, называют акцепторными, а саму примесь — акцепторной.

В условиях достаточно большой концентрации атомов акцепторной примеси в кристалле полупроводника создается некоторая концентрация дырок и отрицательных ионов. Пока число дырок в данном слое полупроводника остается равным числу отрицательных ионов в нем, в слое сохраняется зарядная нейтральность. Если вошедшие из других слоев электроны заполнят некоторое число существующих дефектов валентной связи (рекомбинация электронов с дырками), в данном слое появится нескомпенсированный отрицательный объемный заряд, создаваемый ионами акцепторной примеси.

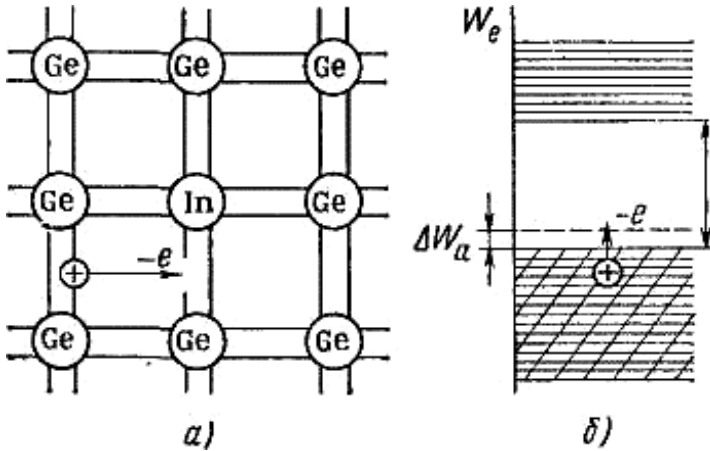


Рис. 2-9. Возникновение дырки в кристалле полупроводника p -типа (а) и отражение этого процесса на энергетической диаграмме (б).

Рассмотрим процесс образования дырок в полупроводнике p -типа, исходя из его энергетической диаграммы. При наличии акцепторной примеси в запрещенной зоне энергетической диаграммы исходного полупроводника вблизи валентной зоны появляются локальные уровни энергии, свободные от электронов при температуре абсолютного нуля (Рис. 2-9, б). Число локальных уровней определяется концентрацией атомов примеси в кристалле. Так как разность ΔW_a между энергией акцепторных уровней и энергией верхнего уровня валентной зоны мала (в зависимости от типа полупроводника и материала акцепторной примеси $\Delta W_a = 0,01 \div 0,07$ эВ), то при комнатной температуре все акцепторные уровни будут заняты электронами, перешедшими из валентной зоны. В валентной зоне появится большая концентрация дырок.

Концентрация дырок в валентной зоне при этом определяется преимущественно концентрацией внесенной акцепторной примеси N_a , а не дырками, возникающими при термогенерации носителей заряда за счет преодоления валентными электронами широкой

запрещенной зоны ΔW_z . В соответствии с этим концентрация дырок p_p в полупроводнике p -типа существенно больше концентрации свободных электронов n_p . По этой причине ток в дырочном полупроводнике переносится в основном дырками. Дырки в этом случае являются основными носителями заряда, а электроны — неосновными носителями заряда.

Таким образом, в примесных полупроводниках концентрации основных носителей заряда (n_n — электронного полупроводника и p_p — дырочного полупроводника) создаются за счет внесения примеси, а концентрации неосновных носителей заряда (p_n , n_p — соответственно электронного и дырочного полупроводников) — за счет термогенерации носителей заряда, связанной с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Необходимая примесь вносится в количестве, при котором концентрация основных носителей заряда существенно (на два-три порядка) превышает концентрацию неосновных носителей заряда. В зависимости от концентрации введенной примеси удельная проводимость примесного полупроводника возрастает по сравнению с чистым полупроводником в десятки и сотни тысяч раз.

Характерной особенностью полупроводников рассматриваемых типов является то, что произведение концентраций основных и неосновных носителей заряда при данной температуре является постоянной величиной и определяется соотношением

$$n_n p_p = p_p n_p = p_i n_i = A^2 e^{-\frac{\Delta W_z}{kT}}, \quad (2.7)$$

где $n_i = p_i$ — собственные концентрации носителей заряда в чистом полупроводнике.

В соответствии с выражением (2.7) концентрация неосновных носителей заряда в примесном полупроводнике меньше концентрации собственных носителей заряда в чистом полупроводнике. Это связано с тем, что с увеличением концентрации основных носителей заряда возрастает роль рекомбинаций, вследствие чего концентрация неосновных

носителей заряда уменьшается. Равновесие достигается, когда при данной температуре произведение концентрации носителей заряда в примесном полупроводнике становится равным произведению концентрации носителей заряда в чистом полупроводнике.

Зависимость концентрации носителей заряда от температуры накладывает ограничения на температурный диапазон применения полупроводниковых приборов. Рабочий диапазон температур характеризуется существенным превышением в примесных полупроводниках концентрации основных носителей заряда над неосновными ($n_n \gg p_n$ и $p_p \gg n_p$) при концентрации основных носителей заряда, близкой к концентрации внесенной примеси:

$$n_n \approx N_d \text{ и } p_p \approx N_a.$$

При температурах, превышающих верхний температурный предел, причиной нарушения условия $n_n \gg p_n$ и $p_p \gg n_p$ является повышение роли концентрации носителей заряда, создаваемых в кристалле при термогенерации за счет преодоления валентными электронами запрещенной зоны ΔW_z . При этом может оказаться, что концентрация носителей заряда и электрическая проводимость в полупроводнике будут определяться не концентрацией внесенной примеси, а концентрацией собственных носителей заряда — электронов и дырок (вырождение примесного полупроводника в собственный полупроводник). Верхний температурный предел зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника и составляет для германия 75—85°C, а для кремния 150—170°C. В этом проявляется существенное преимущество кремния как материала для полупроводниковых приборов.

При температуре ниже рабочего диапазона концентрация неосновных носителей заряда, создаваемая термогенерацией, ничтожно мала. Основную роль здесь играет понижение концентрации основных носителей заряда (и уменьшение электрической проводимости) вследствие уменьшения количества ионизированных атомов примеси. Нижний температурный предел работы полупроводниковых приборов составляет от –55 до –60°C.

Температурная зависимость электропроводности полупроводников

Полупроводниковыми называют материалы, основной особенностью которых является зависимость удельной электропроводности от внешних энергетических воздействий, а также от концентрации и типа примесей.

Качественные различия свойств полупроводников и проводников определяются типом их химических связей. В металлах валентные электроны атомов кристаллической решетки являются частью коллектива равноценных носителей заряда, называемого электронным газом (металлическая связь). Количество этих носителей заряда $n \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$, что соответствует числу атомов в единице объема кристаллической решетки. Заметно изменить такую концентрацию носителей заряда воздействием внешнего фактора (температурой, облучением, введением примесей, деформацией и т. д.) невозможно. Отсюда и все особенности проводимости проводников: положительный температурный коэффициент удельного сопротивления, независимость концентрации носителей заряда от примесей в решетке, сверхпроводимость и т. д.

В полупроводниках все валентные электроны атомов участвуют в образовании ковалентной (или ионно-ковалентной) насыщенной химической связи. При $T = 0\text{ К}$ в полупроводниковых кристаллах нет ни одного квазисвободного носителя заряда, способного принять участие в направленном движении при воздействии внешнего фактора, т. е. при температуре абсолютного нуля полупроводник не обладает электропроводностью. Прочность ковалентной (ионно-ковалентной) связи (энергия связи) соответствует ширине запрещенной зоны полупроводника ΔW . При температурах, отличных от 0 К , часть носителей заряда, обладая тепловой энергией способна разорвать химическую связь, что приводит к образованию равного количества электронов в зоне проводимости n_i - и дырок в валентной зоне p_i . Процесс термогенерации носителей заряда носит вероятностный характер, и

в случае генерации собственных носителей заряда их концентрации определяются соотношением

$$n_i = p_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right). \quad (2.9)$$

где N_c и N_v -эффективные плотности состояний, приведенные, соответственно, ко дну зоны проводимости к потолку свободной зоны.

Для управления типом электропроводности и значением проводимости полупроводника в узлы его кристаллической решетки вводят в малой концентрации примеси с валентностью, отличающейся в большую или меньшую сторону от валентности основных атомов полупроводника. Таким примесям в запрещенной зоне полупроводника соответствуют дополнительные энергетические уровни: донорные – вблизи дна зоны проводимости и акцепторные – вблизи потолка валентной зоны. Энергия, необходимая для термогенерации носителей заряда, обусловленных присутствием примесей (энергия ионизации примесей) в 50-100 раз меньше ширины запрещенной зоны:

$$\Delta W_{np} \ll \Delta W .$$

Процесс термогенерации примесных носителей также является вероятностным и описывается формулой

$$n_{np} = \sqrt{N_c N_{np}} \exp\left(-\frac{\Delta W_{np}}{2kT}\right), \quad (2.9)$$

где N_{np} - концентрация легирующих примесей. Пока температура низка, не все примеси ионизованы. Однако, в типичных случаях, уже при температуре значительно ниже комнатной (около -60°C) все

примеси оказываются ионизованы и при дальнейшем нагреве концентрация не меняется и равна концентрации введенных примесей (каждый атом примеси «дал» по одному носителю заряда. Однако при значительном повышении температуры (для кремния, например, сто около 120⁰С) начинаеся разрыв собственных связей по механизму, представленному формулой (2.9()) и концентрация носителей заряда начинает резко возрастать. Рассмотренное иллюстрирует Рис. 2-10.

В области примесной электропроводности концентрация примесных носителей в основном много больше собственных концентраций. Такие носители, отвечающие за тип электропроводности и значение проводимости полупроводника, называюся основными. Но при любой температуре термогенерированные собственные носители есть, хотя их и мало. Концентрация неосновных носителей заряда и основных при любой температуре подчиняются закону действующих масс:

$$n_0 p_0 = n_i^2 = const, \quad (2.10)$$

где n_0 , p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок соответственно (при $T = const$). Наличие неосновных носителей заряда в полупроводнике проявляется при работе полупроводниковых приборов (например, определяет обратный ток р-п – перехода и диапазон рабочих температур). На Рис. 2-10, где представлены зависимости концентраций основных $n_0(T)$ и неосновных $p_0(T)$ носителей заряда в полулогарифмическом масштабе $\ln n(1/T)$, легко определить ширину запрещенной зоны полупроводника $\Delta E_{з.з.}$ и энергию ионизации примесей $\Delta E_{пр.}$.

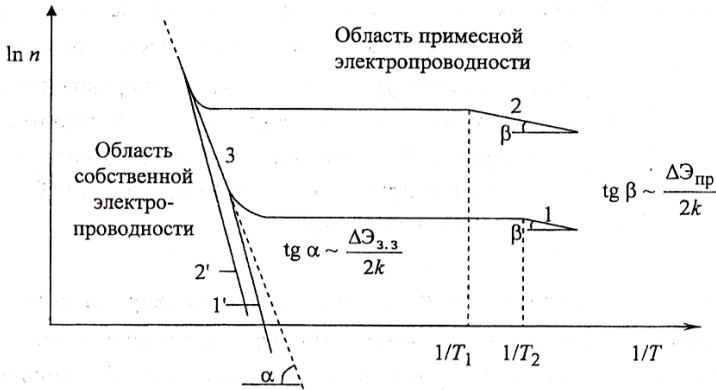


Рис. 2-10. Температурная зависимость концентрации заряда в полупроводнике, содержащем легирующие примеси. 1, 2 – основные носители ($N_{пр1} < N_{пр2}$), 1', 2' – неосновные носители заряда, 3 – собственная концентрация носителей заряда.

Кривые 1' и 2' представляют температурную зависимость концентрации неосновных носителей заряда при развой степени легирования полупроводника ($N_{пр1} < N_{пр2}$). Как видно она имеет наклон в два раза больше, чем $n_i(1/T)$, так как, согласно (2.10),

$$p_0 \sim n_i^2 / n_0, \text{ а } n_0 \approx N_{пр}.$$

Квазисвободные носители заряда (и электроны и дырки), обладая средней тепловой энергией $\sim kT$ совершают хаотическое движение с тепловой скоростью $v_T \approx 10^5$ м/с. Внешнее воздействие (электрическое поле, электромагнитное поле, градиент температуры и т.д.) лишь «упорядочивает» этот хаос, чуть-чуть направляя носители заряда, преимущественно в соответствии с приложенным воздействием. Если этим внешним воздействием является электрическое поле, возникает направленное движение носителей заряда – дрейф. При этом плотность дрейфового тока

$$J_{др.} = qn v_{др.}, \tag{2.11}$$

где n – концентрация носителей заряда; $v_{др.}$ – скорость направленного движения под влиянием внешнего электрического поля напряженностью E .

Как правило, когда выполняется закон Ома, назначение E – лишь направляет носители заряда, не изменяя их энергию (поля слабые). Таким образом, скорость движения носителей заряда остается равной $v_T \approx 10^5$ м/с а скорость дрейфа $v_{др.}$, характеризующая эффективность направленного движения коллектива носителей заряда, зависит от того, как «сильно мешают» этому движению различные дефекты в кристаллической решетки. Параметр характеризующий эффективность направленного движения носителей заряда, называется подвижностью:

$$\mu_{др} = \frac{v_{др}}{E} \quad (2.12)$$

Очевидно, чем больше в кристаллической решетке дефектов, участвующих в рассеянии носителей заряда, тем меньше $\mu_{др.}$ Под рассеянием понимаю изменения квазиимпульса направленного движения носителей заряда, обусловленное влиянием дефектов. Кроме того, так как в кристалле всегда присутствуют различные типы дефектов (тепловые колебания атомов, примеси и т.д.), то подвижность носителя заряда «контролируется» самым эффективным механизмом рассеяния:

$$\frac{1}{\mu_{\Sigma}} = \sum_i \frac{1}{\mu_i},$$

где μ_{Σ} – результирующая подвижность носителей заряда в полупроводнике; μ_i – подвижность, обусловленная i - механизмом рассеяния.

Так, например, в области высоких температур μ_{Σ} контролируется вкладом в рассеяние тепловых колебаний решетки $\mu_{\Sigma} \sim \mu_{реш.}$, и с ростом температуры $\mu_{реш.}$ уменьшается. В области

низких температур, когда вклад решеточного рассеяния в μ_{Σ} мал, носители заряда, имеющие малую v_T , длительное время оказываются в поле кулоновских сил (притяжения или отталкивания) ионизированных примесей. Именно этот механизм рассеяния «контролирует» μ_{Σ} в полупроводниках при низких температурах.

Качественная зависимость $\mu_{\Sigma}(T)$ в кристаллах представлена на Рис. 2-11. На этом рисунке кривые 1 и 2 иллюстрируют тот факт, что возрастание концентрации примесей ($N_{pp1} < N_{pp2}$) уменьшает μ_{Σ} в области низких температур, оставляя неизменным механизм решеточного рассеяния в кристалле.

Выражение для законов Ома в дифференциальной форме (2.) с учетом (2.) имеет вид

$$j_{др} = gn\mu_{др}E = \gamma E.$$

Таким образом, проводимость полупроводников, определяемая концентрацией и подвижностью носителей заряда, представленными на Рис. 2-10 и Рис. 2-11, имеет температурную зависимость

$$\gamma(T) \sim n(T)\mu(T).$$

На Рис. 2-12 суммированы кривые, изображенные на Рис. 2-10 и Рис. 2-11 и указаны температурные интервалы, соответствующие областям преимущественно собственной и примесной электропроводности.

Очевидно, что в полупроводниках с различными $\Delta E_{з.з.}$ и концентрацией примесей характер зависимости $\gamma(T)$ качественно одинаков, но количественно сильно различается.

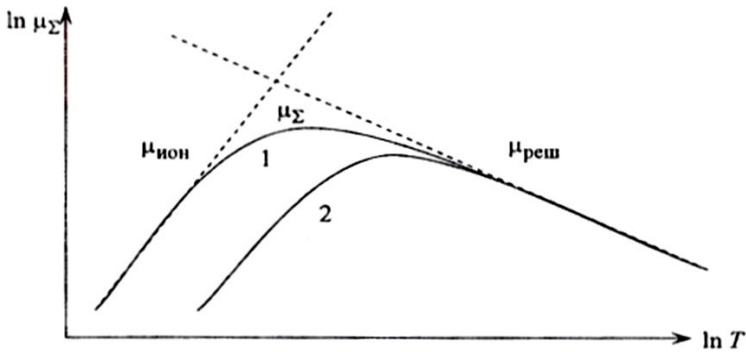


Рис. 2-11. Температурная зависимость подвижности носителей заряда в полупроводниках. $N_{пр1} < N_{пр2}$.

Время жизни носителей заряда. Дрейфовое и диффузионное движение носителей заряда

Процесс рекомбинации (взаимного уничтожения электрона и дырки) в примесных полупроводниках играет большую роль во многих полупроводниковых приборах.

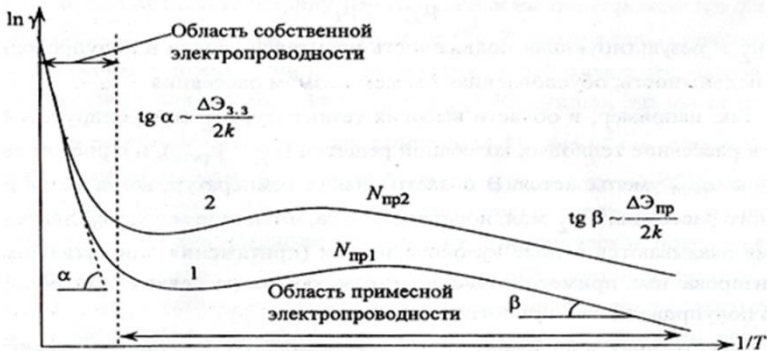


Рис. 2-12. Температурная зависимость удельной электропроводности полупроводника, содержащего различную концентрацию легирующих примесей $N_{пр1} < N_{пр2}$

Предположим, что в некотором слое кристалла полупроводника n -типа с помощью какого-либо внешнего воздействия, например облучения световым потоком, созданы концентрации дырок

$$p_0 = p_n + \Delta p_{(0)}$$

и электронов

$$n_0 = n_n + \Delta n_{(0)},$$

превышающие равновесные концентрации, определяемые выражением (2.11) для данной температуры. Абсолютные приращения концентрации носителей заряда обоих знаков

$$\Delta p_{(0)} = \Delta n_{(0)}$$

(слой остается электрически нейтральным), так как в данном примере повышение концентрации носителей заряда обуславливается увеличением числа переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости. Однако относительное приращение концентраций дырок существенно больше относительного приращения концентраций электронов

$$p_0/p_n \gg n_0/n_n,$$

поскольку $n_n \gg p_n$. Иными словами, можно считать, что внешнее воздействие привело к образованию в слое полупроводника неравновесной концентрации неосновных носителей заряда (дырок) при оставшейся почти неизменной концентрации основных носителей заряда (электронов). Процесс уменьшения концентрации носителей заряда в слое до значения равновесных после прекращения внешнего воздействия следует рассматривать как рекомбинацию дырок с электронами в условиях высокой концентрации электронов. Спад начальной концентрации дырок $\Delta p(0)$ во времени подчиняется экспоненциальному закону

$$\Delta p(t) = \Delta p(0) e^{-t/\tau_p}, \quad (2.13)$$

где τ_p — характеристическая постоянная, называемая временем жизни дырок в электронном полупроводнике (параметр τ_p соответствует времени, в течение которого избыточная концентрация неравновесных дырок уменьшается в e раз).

Соотношение, аналогичное (2.13), можно записать и для дырочного полупроводника. Процесс уменьшения концентрации носителей заряда здесь следует рассматривать как рекомбинацию неравновесных электронов с дырками в условиях высокой концентрации дырок. Характеристическую постоянную τ_n в этом случае называют временем жизни электронов в дырочном полупроводнике.

Параметры τ_p , τ_n входят в число основных для примесных полупроводников. Их уменьшение, в частности, сказывается на повышении быстродействия полупроводниковых приборов. Обычные значения τ_p , τ_n находятся в пределах 10^{-7} — 10^{-5} с, но в ряде случаев могут быть больше или меньше.

Рекомбинация носителей заряда, когда свободный электрон непосредственно переходит из зоны проводимости в валентную зону, т.е. заполняет дырку в ковалентной связи атомов (прямая рекомбинация), мало вероятна. Причиной этого является редкость события, при котором электрон и дырка находились бы одновременно в одном и том же месте кристалла и имели бы небольшую скорость. Основную роль в рекомбинации носителей заряда играют так называемые центры рекомбинации — ловушки, имеющие в запрещенной зоне энергетические уровни, способные захватить электроны. Процесс рекомбинации с участием ловушки протекает в две стадии: свободный электрон вначале переходит на уровень ловушки, а затем в валентную зону.

Центрами рекомбинаций могут быть примесные атомы, дефекты кристаллической решетки, расположенные в объеме или на поверхности кристалла. Для повышения интенсивности рекомбинационных процессов (уменьшения τ_p , τ_n) в примесный

полупроводник вводят в небольшом количестве золото или никель, создающие эффективные центры рекомбинаций носителей заряда. Время жизни носителей при этом снижается до 10^{-9} — 10^{-8} с.

В отсутствие электрического поля в кристалле и одинаковой концентрации носителей заряда в объеме полупроводника электроны и дырки находятся в непрерывном тепловом (хаотическом) движении, распределенном по всем направлениям. Ввиду хаотического характера движения носителей заряда ток в кристалле равен нулю.

Электрическое поле и неравномерность распределения концентраций носителей заряда являются факторами, создающими упорядоченное движение носителей заряда, т.е. обуславливающими электрический ток в кристалле полупроводника. Направленное движение носителей заряда под воздействием электрического поля называют дрейфом (дрейфовое движение), а под воздействием разности концентраций носителей заряда — диффузией (диффузионное движение). В зависимости от характера движения носителей заряда различают соответственно дрейфовый и диффузионный токи в полупроводниках, а в зависимости от типа носителей заряда — электронные и дырочные составляющие этих токов.

Перемещение носителей заряда в кристалле под воздействием электрического поля происходит при непрерывном их столкновении с узлами кристаллической решетки и атомами примеси. Носители заряда перемещаются в кристалле с некоторой средней скоростью, пропорциональной напряженности электрического поля:

$$v_{cpi} = -\mu_n E \quad (2.14)$$

$$v_{cpi} = \mu_p E \quad (2.14 \text{ a})$$

Коэффициент пропорциональности называют подвижностью электронов (μ_n) и дырок (μ_p). Электроны перемещаются в направлении, противоположном действию поля, а

дырки — в направлении действия поля. Этим объясняется наличие знака минус в формуле (2.). Движение дырок, обусловливаемое замещением валентными электронами дефектов ковалентных связей атомов в решетке, является более затруднительным, чем свободных электронов. Поэтому при одинаковой напряженности электрического поля средняя скорость электронов выше, чем дырок, и $\mu_n > \mu_p$. Так, для германия $\mu_n = 3800 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_p = 1800 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а для кремния $\mu_n = 1300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_p = 500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Плотности дрейфовых составляющих тока в кристалле определяются величиной заряда, переносимого носителями через единичное сечение в единицу времени:

$$J_{\text{др } n} = -qnv_{\text{др } n} \quad (2.15)$$

$$J_{\text{др } p} = qpv_{\text{др } p}, \quad (2.15 \text{ а})$$

где n , p — концентрации электронов и дырок в объеме полупроводника; q — заряд электрона.

Знак минус в выражении (2.15) означает, что принятому направлению тока соответствует противоположное направление движения электронов.

С учетом (2.14) соотношения для плотностей дрейфового электронного и дырочного токов приобретают вид

$$J_{\text{др } n} = qn\mu_n E, \quad (2.16)$$

$$J_{\text{др } p} = qp\mu_p E. \quad (2.16 \text{ а})$$

Суммарная плотность тока, протекающего через полупроводник под действием электрического поля,

$$\begin{aligned} J &= J_{\text{др}} = J_{\text{др } n} + J_{\text{др } p} = \\ &= qn\mu_n E + qp\mu_p E \end{aligned} \quad (2.17)$$

В чистых полупроводниках $n = p$, но μ_n примерно вдвое выше μ_p . По этой причине в чистых полупроводниках электронная составляющая плотности тока в то же число раз больше дырочной. В примесных же полупроводниках концентрации n и p различаются на несколько порядков, в связи с чем в электронном полупроводнике дрейфовый ток обуславливается преимущественно электронами, а в дырочном — дырками.

Из формулы (2.17) следует, что плотность тока (проводимость) полупроводников зависит от концентрации носителей заряда и их подвижности. Подвижность носителей заряда уменьшается с ростом температуры. Это объясняется повышением интенсивности тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке и увеличением вероятности столкновений с ними электронов и дырок. В чистых полупроводниках, несмотря на снижение подвижности носителей, плотность тока и проводимость увеличиваются с ростом температуры вследствие повышения концентрации носителей заряда. В примесных полупроводниках в рабочем диапазоне температур концентрация носителей заряда мало изменяется, так как ее определяет главным образом концентрация основных носителей заряда, созданная примесью (все атомы примеси ионизированы). В связи с этим плотность тока и проводимость здесь с ростом температуры несколько уменьшаются вследствие уменьшения подвижности ($\mu = T^{-3/2}$). Ввиду меньшей подвижности носителей заряда удельное сопротивление кремния больше, чем германия.

Диффузионное движение носителей заряда возникает, когда имеется различие в концентрации электронов (дырок) в соседних слоях полупроводника. Носители заряда перемещаются из слоя с большей концентрацией в слой с меньшей концентрацией. Если в данном слое постоянно поддерживается более высокая концентрация носителей заряда, чем в соседнем с ним слое, то создается непрерывный диффузионный поток носителей заряда в направлении убывания концентрации.

Плотности потоков носителей заряда пропорциональны градиенту их концентрации; при одномерной диффузии (когда концентрация вдоль оси x падает:

$$dn / dx < 0$$

или

$$dp / dx < 0)$$

их находят из соотношений

$$J_{\text{диф}n} = (-q)D_n \left(-\frac{dn}{dx} \right) = qD_n \frac{dn}{dx},$$

$$J_{\text{диф}p} = qD_p \left(-\frac{dp}{dx} \right) = -qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (2.18)$$

Коэффициент пропорциональности называют коэффициентом диффузии электронов (D_n) и дырок (D_p). Коэффициент диффузии равен числу носителей заряда, диффундирующих за 1 с через площадку в 1 см^2 при единичном градиенте концентрации, и имеет размерность $\text{см}^2/\text{с}$. Коэффициент диффузии связан с подвижностью носителей заряда соотношением Эйнштейна

$$D = \varphi_T \mu, \quad (2.19)$$

где:

$$\varphi_T = kT/q$$

— тепловой потенциал, выражаемый, так же как и электрический потенциал, в вольтах; T — абсолютная температура

(при $T = 300 \text{ К}$ $\varphi_T = 0,025 \text{ В}$). В кремнии при комнатной температуре $D_n = 32 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_p = 12 \text{ см}^2/\text{с}$.

Зависимость φ_T и μ от температуры обуславливает и температурную зависимость коэффициента диффузии:

$$D = T^{-1/2}.$$

Носители заряда, выходящие из слоя с повышенной концентрацией и входящие в слой с меньшей концентрацией, по мере продвижения рекомбинируют с носителями заряда противоположного знака (носители заряда обладают конечным временем жизни). Их концентрация уменьшается по экспоненциальному закону, стремясь к равновесной. Расстояние, на котором избыточная концентрация носителей заряда уменьшается в e раз, называют диффузионной длиной L (соответственно L_n — для электронов и L_p — для дырок). Иными словами, это среднее расстояние, на которое носитель заряда может переместиться за время своей жизни. Диффузионная длина связана с коэффициентом диффузии и временем жизни носителей заряда соотношениями

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n},$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}. \quad (2.20)$$

Примеры решения задач

Пример 1. Считая, что квантовые свойства «свободных» электронов проводимости в металле становятся существенными в том случае, когда их дебройлевская длина волны становится сравнимой с постоянной решетки a , получить оценку температуры вырождения электронного газа в кристалле с концентрацией атомов n .

Решение. Длина волны де Бройля

$$\lambda = 2\pi\hbar/p.$$

Учитывая тепловую энергию kT и связь импульса с энергией в виде

$$p = \sqrt{2m_e E} = \sqrt{2m_e kT},$$

получим

$$\lambda = 2\pi\hbar/\sqrt{2m_e kT_{\text{д}}}.$$

Считая $\lambda \cong a$, имеем

$$T_{\text{д}} = 2\pi^2\hbar^2/(m_e k a^2).$$

Учитывая, что постоянная кристаллической решетки a и концентрация n электронов в простом металле связаны соотношением

$$a \sim (V/N)^{1/3} \sim n^{-1/3}$$

(здесь N – количество атомов в образце объемом V), окончательно имеем

$$T_{\text{д}} \cong 2\pi^2\hbar^2 n^{2/3}/(m_e k).$$

Пример 2. Найти среднюю энергию свободных электронов в металле при $T \approx 0$ К.

Решение. При $T \approx 0$ К уровень Ферми характеризует максимальную энергию электронов в металле. Распределение электронов по энергиям дается выражением (9.1). В соответствии с распределением Ферми – Дирака (рис.13) при $E < E_F$ функция $f(E) = 1$, а при $E > E_F$ функция $f(E) = 0$. Для определения средней энергии электронов необходимо суммарную энергию всех электронов, находящихся в единице объема, разделить на их концентрацию n :

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= \frac{1}{n} \int_0^{E_F} E dn(E) = \\ &= \frac{1}{n} \int_0^{E_F} EN(E) f(E) dE = \\ &= \frac{1}{n} \int_0^{E_F} EN(E) dE \end{aligned}$$

Учитывая, (9.2) и (9.3), имеем

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= \frac{3}{8\pi} \left(\frac{\hbar^2}{2m_n} \right)^{3/2} \frac{1}{E_F^{3/2}} \int_0^{E_F} E 4\pi \left(\frac{2m_n}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} dE = \\ &= \frac{3}{2E_F^{3/2}} \int_0^{E_F} E \sqrt{E} dE = \frac{3E_F}{5} \end{aligned}$$

Пример 3. Рассчитать положение уровня Ферми и среднее энергетическое расстояние между разрешенными энергетическими уровнями зоны проводимости в 1 см^3 серебра при температуре вблизи абсолютного нуля, полагая, что число свободных электронов равно количеству атомов серебра. Плотность серебра $\rho = 10,49 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

Решение. Концентрация свободных электронов равна концентрации атомов

$$n = \frac{N_A m}{AV} = \frac{N_A \rho}{A},$$

где N_A – число Авогадро; A – атомная (или молекулярная) масса; m – масса образца; V – объем образца; ρ – плотность материала.

Тогда энергия Ферми

$$E_F = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3N_A \rho}{\pi A} \right)^{2/3}.$$

Подставляя числовые значения величин, получим

$$E_F = 8,8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 5,5 \text{ эВ}.$$

Среднее энергетическое расстояние между разрешенными уровнями

$$\delta E = E_F / N,$$

где N – число уровней, заполненных электронами.

Концентрация электронов связана с энергией Ферми. Все уровни, лежащие ниже уровня Ферми, практически полностью заполнены электронами, причем, согласно принципу Паули, на каждом уровне находятся два электрона. Поэтому

$$\begin{aligned} \delta E &= \frac{E_F}{nV/2} = \frac{3E_F}{V4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2}\right)^{3/2} E_F^{3/2}} = \\ &= \frac{3h^3}{4\pi V(2m_n)^{3/2} \sqrt{E_F}} = 0,188 \text{ эВ} \end{aligned}$$

Пример 4. Вычислить длину свободного пробега электронов в меди при $T = 300 \text{ К}$, если ее удельное сопротивление при этой температуре равно $0,017 \text{ мОм}\cdot\text{м}$.

Решение. Удельное сопротивление металлов связано с длиной свободного пробега электронов l_F соотношением

$$\rho = \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/3} \frac{h}{e^2 n^{2/3} l_F},$$

концентрацию свободных электронов в меди можно выразить в виде

$$n = mN_A / (VA),$$

где m/V – плотность кристалла. В данном случае $m/V = 8,92 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

Тогда

$$n = 8,45 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3},$$

а длина свободного пробега

$$l_F = (3/8\pi)^{1/3} h / e^2 n^{2/3} \rho.$$

Подставляя числовые данные, получим

$$I_F = 3,89 \cdot 10^{-8} \text{ м.}$$

Пример 5. Найти положение уровня Ферми в собственном полупроводнике из германия при 300 К, если известно, что ширина его запрещенной зоны $E_g = 0,665$ эВ, а эффективная масса плотности состояний для дырок и электронов $m_v = 0,388m_e$ и $m_c = 0,55m_e$, где m_e – масса электрона.

Решение. Положение уровня Ферми в собственном полупроводнике определяется выражением (2.5)). Эффективную плотность состояний для электронов в зоне проводимости и для дырок в валентной зоне вычислим по формуле (2.4)). В данном случае $N_v = 6,04 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и $N_c = 1,02 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Таким образом,

$$E_F - E_v = = E_g / 2 + kT \ln(N_v / N_c).$$

Подставляя числовые данные, получим

$$E_F - E_v = 0,326 \text{ эВ.}$$

Пример 6. Вычислить для температуры $T = 40$ К концентрацию дырок и удельное сопротивление кремния, легированного бором до концентрации $N_a = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, если эффективная масса плотности состояний $m_v = 0,56m_e$, положение энергетического уровня бора $E_a = E_v + 0,045$ эВ, а подвижность дырок $\mu_p = 0,928 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Решение. Оценим энергию теплового возбуждения при температуре 40 К

$$kT = 8,625 \cdot 10^{-5} \cdot 40 \text{ эВ} = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ.}$$

Эта величина много меньше энергии активации акцептора

$$\Delta E_a = E_a - E_v = 0,045 \text{ эВ} \gg 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}.$$

Поэтому концентрация собственных носителей (дырок) пренебрежимо мала и концентрация дырок определяется только примесями:

$$p = n_a = \sqrt{N_v N_a} \exp[-\Delta E_a / (2kT)].$$

Подставляя числовые значения в формулу (2.4) получим эффективную плотность состояний для дырок валентной зоны

$$N_v = 5,1 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}.$$

Тогда концентрация дырок $p = 1,05 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Удельное сопротивление материала

$$\rho = 1 / (e \mu_p p).$$

Окончательно получим $\rho = 6,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

Пример 7. Прямоугольный образец полупроводника n-типа с размерами $a = 50 \text{ мм}$, $b = 5 \text{ мм}$, $d = 1 \text{ мм}$ помещен в магнитное поле с индукцией $B = 0,5 \text{ Тл}$. Вектор магнитной индукции перпендикулярен плоскости образца. Под действием напряжения $U_a = 0,42 \text{ В}$, приложенного вдоль образца, по нему протекает ток $I = 20 \text{ мА}$. Согласно измерениям ЭДС Холла $U_H = 6,25 \text{ мВ}$. Найти удельную проводимость, подвижность и концентрацию носителей заряда для этого полупроводника, полагая, что электропроводность обусловлена носителями только одного знака.

Решение. Удельное сопротивление полупроводника

$$\rho = U_a b d / (I a).$$

Подставив числовые значения, вычислим $\rho = 2,1 \cdot 10^{-3}$ Ом·м.
Тогда удельная проводимость

$$\gamma = 1/\rho = 480 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}.$$

Коэффициент Холла

$$R_H = U_H d / (IB) = 6,25 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{Кл}.$$

Концентрация электронов

$$n = 1/(eR_H) = 10^{22} \text{ м}^{-3}.$$

Из выражения

$$\gamma = en\mu_n$$

следует, что подвижность электронов

$$\mu_n = \gamma R_H = 0,3 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с}).$$

Выводы

На основании теории валентности, возможно так называемое зонное описание структуры твердых тел, согласно которому можно объяснить различия между металлами и неметаллами.

С точки зрения зонной теории можно построить модели электропроводности полупроводников, учитывающие особенности собственных и примесных полупроводников. Зависимость электропроводности полупроводников от температуры так же находит объяснение с помощью зонной теории.

Контрольные вопросы и задания

1. Дайте определение следующих понятий: удельное сопротивление, удельная проводимость, подвижность носителей заряда. В каких единицах измеряются эти величины в системе СИ?

2. Объясните, с чем связана сложная температурная зависимость удельной проводимости полупроводников?
3. Каким образом примеси влияют на удельную проводимость полупроводников?
4. Каким образом влияет на свойства полупроводников ширина запрещенной зоны материала?
5. Укажите основные области применения полупроводников

ОСНОВНЫЕ ДИСКРЕТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Контактные явления в полупроводниках. Полупроводниковые диоды

Образование р-n-перехода на границе р- и n- областей полупроводника происходит вследствие диффузии носителей заряда (электронов и дырок) из-за границы в концентрации одного типа носителей по обе стороны этой границы. Например, концентрация электронов в n- области (n_{n0}), являющихся основным носителем заряда, намного превышает концентрацию электронов в р- области (n_{p0}), где они являются не основными носителями. В результате носители вблизи границы начинают двигаться из области, где их много, в область где их количество существенно меньше. Электроны двигаются из n- области в р- область, а дырки – в противоположном направлении. При этом, уходя из приграничной области, носители оставляют там нескомпенсированный заряд ионизированных примесей: в n- области – положительный заряд ионизированных доноров, в р- области – отрицательный заряд ионизированных акцепторов. Таким образом на границе р-и n- областей возникает двойной заряженный слой (Рис. 3-1, а), электрическое поле которого ($E_{\text{диф}}$) начинает препятствовать дальнейшей диффузии носителей (заряда. В соответствии равновесия сила,двигающая носители вследствие диффузии и определяемая разностью концентраций

носителей одного знака, уравнивается силой,двигающая носители полем двойного заряженного слоя и определяемой разностью потенциалов этого слоя. Таким образом, численное значение контактной разности потенциалов р-п-перехода (ϕ_k) определяется разностью концентрации носителей ($n_{n0} - p_{p0}$) и ($p_{n0} - n_{p0}$). Тогда увеличение концентраций примесей в прилегающих к р-п-переходу областях приведет к увеличению концентраций основных носителей заряда n_{n0} , p_{p0} разности концентраций возрастут, и больше будет контактная разность потенциалов. При увеличении температуры концентрации основных носителей заряда практически не изменяется, если примеси полностью ионизированы, но существенно возрастет концентрация неосновных носителей n_{n0} , p_{p0} за счет увеличения ионизации собственных атомов. Тогда разности концентраций уменьшатся и, следовательно, уменьшится ϕ_k . В полупроводниках с большей шириной запрещенной зоны концентрации неосновных носителей меньше, так как больше энергии требуется на ионизацию собственных атомов, поэтому разность концентраций будет больше, а значит, больше и ϕ_k .

С энергетической точки зрения, наличие двойного заряженного слоя в р-п-переходе означает присутствие потенциального барьера для основных носителей на границе р- и п-областей (Рис. 3-1, г). Высота этого барьера определяется контактной разностью потенциалов. Высоту потенциального барьера р-п-перехода можно изменить, прикладывая внешнее напряжение. Если направление внешнего поля противоположно направлению диффузионного поля р-п-перехода (прямое включение, Рис. 3-1, б, д), то высота потенциального барьера понижается и становится возможной диффузия основных носителей через р-п-переход.

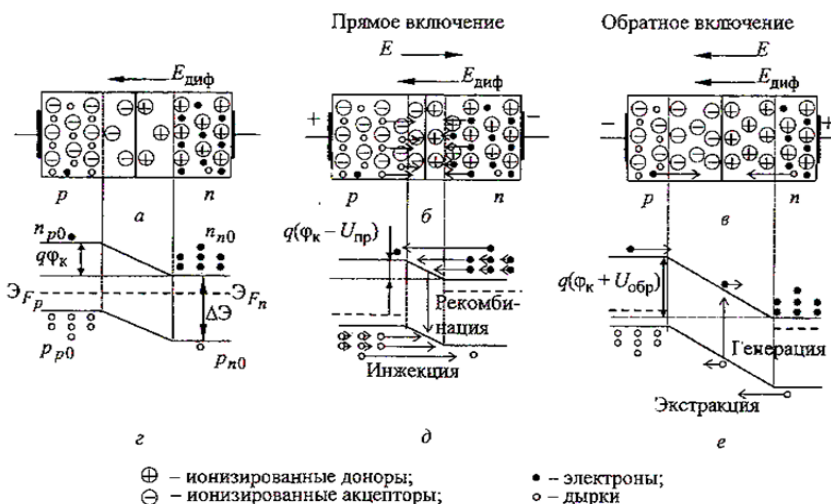


Рис. 3-1. p-n переход: а-в- пространственное распределение зарядов; г-е- энергетические диаграммы.

Если направление внешнего поля совпадает с направлением диффузионного поля p-n-перехода (обратное включение, Рис. 3-1, в, е), то потенциальный барьер возрастает и переход основных носителей затрудняется. Правда, при этом возможно движение через p-n-переход неосновных носителей заряда, для которых потенциального барьера не существует. Описанные процессы определяют вид вольт-амперной характеристики (ВАХ) полупроводникового диода.

Основным процессом образования прямого тока через диод является инжекция носителей заряда, т.е. их введение через p-n-переход при понижении высоты потенциального барьера. При увеличении прямого напряжения высота потенциального барьера уменьшается пропорционально приложенному напряжению. Носители заряда распределены по энергетическим уровням в соответствии со статистикой Максвелла-Больцмана по

экспоненциальному закону, поэтому количество носителей, переходящих через р-п- переход, будет экспоненциально изменяться в соответствии с приложенным напряжением т.е. прямой ток будет экспоненциально зависеть от напряжения.

Таким образом, прямой ток в диоде в основном определяется высотой потенциального барьера р-п- перехода, поэтому влияние различных факторов на значение прямого тока обусловлено влиянием этих факторов на высоту потенциального барьера. При увеличении температуры высота потенциального барьера р-п- перехода понижается, а значит, тот же прямой ток может быть получен при меньшем прямом напряжении на диоде. В диодах на основе полупроводников с большой шириной запрещенной зоны высота потенциального барьера р-п- перехода больше, а значит, тот же прямой ток достигается при большем прямом напряжении на диоде. Другой составляющей прямого тока может быть ток, связанный с рекомбинацией носителей заряда в область р-п- перехода (см. Рис. 3-1, д). Однако с увеличением прямого напряжения ширина р-п- перехода уменьшается, и уменьшается вклад этой составляющей в прямой ток.

Основным процессом образования обратного тока через диод, изготовленный из материала с небольшой шириной запрещенной зоны (например германий), является экстракция носителей заряда, т.е. вытягивание неосновных носителей заряда из областей полупроводника, прилегающих к р-п- переходу. Поскольку обратное напряжение не влияет на интенсивность тепловой генерации неосновных носителей, обратный ток в этом случае не зависит от обратного напряжения.

Основным процессом образования обратного тока через диод, изготовленный из материала с большой шириной запрещенной зоны (например, кремния), является тепловая генерация носителей в р-п- переходе. Возникшее при тепловой генерации пары «электрон-дырка» разделяются электрическим полем перехода, что приводит к появлению обратного тока (см. Рис. 3-1, е). С увеличением обратного напряжения увеличивается ширина р-п- перехода, поэтому

генерационная составляющая тока заметно увеличивается с ростом напряжения.

При увеличении температуры обратные токи диодов растут из-за увеличения тепловой генерации носителей заряда в *p-n*-переходе и генерации неосновных носителей заряда прилегающих к нему областях полупроводника. В диодах на основе полупроводника с меньшей шириной запрещенной зоны интенсивность тепловой генерации носителей заряда выше, следовательно, обратный ток больше.

Работа выпрямительного диода основана на том, что его прямой ток значительно больше обратного. В конечном итоге это определяется тем, что прямой ток обусловлен переходом через потенциальный барьер основных носителей заряда, а обратный – движением неосновных носителей заряда, концентрация которых в полупроводнике значительно (в миллиарды раз) меньше, чем концентрация основных.

Ухудшение выпрямляющих свойств диода на высокой частоте связано с тем, что в этом случае происходит быстрое переключение *p-n*-перехода с прямого включения на обратное. При прямом включении через *p-n*-переход инжектируются неосновные носители заряда, которые при быстром изменении полярности напряжения могут обеспечить довольно большой обратный ток. Другой причиной ухудшения выпрямляющих свойств может быть барьерная емкость *p-n*-перехода. На высокой частоте барьерная емкость может шунтировать большое обратное сопротивление *p-n*-перехода, обеспечивая довольно большие обратные токи.

Электрические процессы в *p-n*-переходе в отсутствие внешнего напряжения

В германиевых и кремниевых диодах двухслойная *p-n*-структура (Рис. 3-2, *a*) создается введением в один из слоев монокристалла акцепторной примеси, а в другой — донорной примеси. При комнатной температуре атомы акцепторов и доноров можно считать полностью ионизированными, т.е. практически все

акцепторные атомы присоединяют к себе электроны, создавая при этом дырки, а донорные атомы отдают свои электроны, которые становятся свободными. Кроме основных носителей заряда в каждом из слоев имеются неосновные носители заряда, создаваемые путем перехода электронов основного материала из валентной зоны в зону свободных уровней. На практике наибольшее распространение получили p - n -структуры с неодинаковой концентрацией внесенных акцепторной N_a и донорной N_d примесей, т.е. с неодинаковой концентрацией основных носителей заряда в слоях $p_p \approx N_a$ и $n_n \approx N_d$. Типичными являются структуры с

$$N_a \gg N_d \quad (p_p \gg n_n).$$

Распределение концентраций носителей заряда для таких структур показано на Рис. 3-2, б на примере германия, где приняты $p_p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация собственных носителей заряда в германии при комнатной температуре $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Концентрации неосновных носителей заряда, существенно меньшие концентраций основных носителей заряда, составят для рассматриваемой структуры в соответствии с (2.11) $n_p = 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

В p - n -структуре на границе раздела слоев AB возникает разность концентраций одноименных носителей заряда: в одном слое они являются основными, в другом — неосновными. В приграничной области под действием разности концентраций возникает диффузионное движение основных носителей заряда во встречном направлении через границу раздела. Дырки из p -области диффундируют в n -область, электроны из n -области — в p -область. Дырки, вошедшие в n -область, рекомбинируют с электронами этой области, а электроны, вошедшие в p -область, — с дырками p -области. Вследствие двух факторов (ухода основных носителей заряда из приграничных областей и их рекомбинации с носителями заряда противоположного знака) концентрации основных носителей заряда (p_p и n_n) в обеих приграничных областях, суммарная ширина которых l_0 , снижаются (Рис. 3-2, б).

Кроме того, в соответствии с выражением (2.) снижение концентрации носителей заряда одного знака сопровождается повышением концентрации носителей заряда другого знака.

Вследствие этого в приграничной p -области повышается концентрация электронов, а в приграничной n -области — концентрация дырок. Таким образом, становится понятным характер распределения концентрации носителей заряда в p - n -переходе, показанной на Рис. 3-2, б сплошными линиями.

Электроны же, ушедшие из n -слоя, оставляют здесь нескомпенсированный положительный объемный заряд, создаваемый положительными ионами донорных атомов примеси. Наличие объемного заряда является главной особенностью p - n -перехода. Кривая распределения объемного заряда в p - n -переходе показана на Рис. 3-2, г.

Ввиду наличия объемного заряда в p - n -переходе создаются электрическое поле и разность потенциалов. Кривые $E(x)$ и $\phi(x)$ показаны на Рис. 3-2, д, е (за нулевой принят потенциал n -слоя). Отметим, что рассмотренный процесс формирования p - n -перехода происходит уже на этапе введения в монокристалл акцепторной и донорной примесей. Толщина слоя объемного заряда l_0 составляет доли микрометров и зависит от концентрации примеси (основных носителей заряда) в p - и n -областях (от удельного сопротивления слоев).

Объемные заряды по обе стороны границы раздела равны и создаются, как известно, неподвижными ионами примеси. Если бы концентрации акцепторной N_a и донорной N_d примесей были равны (симметричный p - n -переход), то концентрации отрицательных ионов слева от границы раздела и положительных ионов справа были бы также равны и p - n -переход имел бы одинаковые толщины слоев l_{0p} и l_{0n} . В рассматриваемом случае несимметричного p - n -перехода ($N_a > N_d$) концентрация неподвижных отрицательных ионов слева от границы раздела AB будет выше концентрации неподвижных положительных ионов справа (Рис. 3-2, а), в связи с чем равенству объемных зарядов обоих знаков (Рис. 3-2, г) здесь будет отвечать условие $l_{0n} \gg l_{0p}$. Иными словами, p - n -переход толщиной l_0

будет преимущественно сосредоточен в n -области, как в более высокоомной.

Внутреннее электрическое поле, созданное объемными зарядами, является фактором, под действием которого обеспечивается равенство потоков носителей заряда через переход в обоих направлениях, т.е. равенство нулю суммарного тока в отсутствие внешнего электрического поля. Это обуславливается тем, что внутреннее электрическое поле с потенциальным барьером φ_0 (Рис. 3-2, *e*) создает тормозящее действие для основных и ускоряющее — для неосновных носителей заряда. Таким образом, внутреннее электрическое поле приводит к уменьшению плотности диффузионного тока $J_{\text{диф}}$ через переход и появлению встречного ему дрейфового тока плотностью $J_{\text{др}}$.

Плотность диффузионного тока $J_{\text{диф}}$, обусловленного основными носителями заряда (Рис. 3-2, *e*), направлена вдоль оси x и состоит из потока дырок, перемещающихся под действием диффузии из p -области в n -область, и потока электронов, диффундирующих из n -области в p -область.

Плотность дрейфового тока $J_{\text{др}}$ (Рис. 3-2, *e*) создается неосновными носителями заряда прилегающих к p - n -переходу слоев с толщиной, равной диффузионной длине: L_n — для электронов p -слоя и L_p — для дырок n -слоя (Рис. 3-2, *a*).

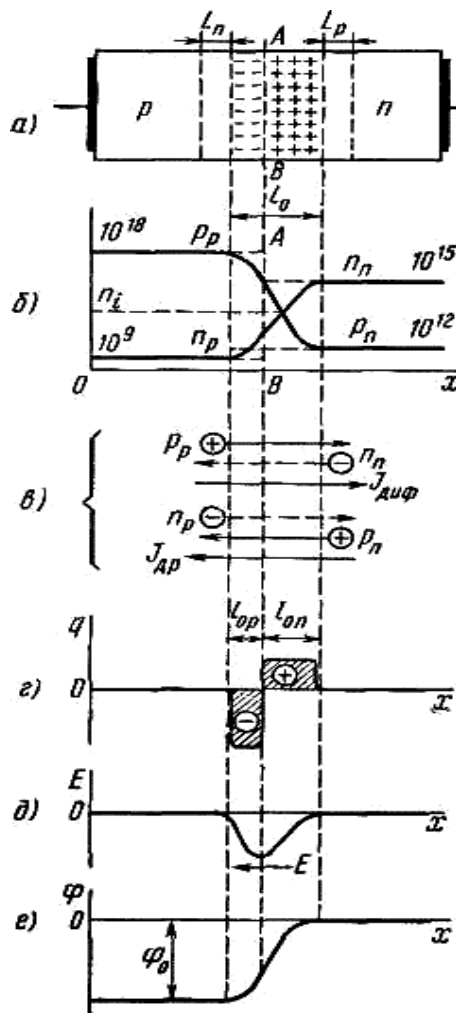


Рис. 3-2. Образование p - n -перехода в p - n -структуре полупроводника.

Неосновные носители заряда, совершая тепловое движение в этих слоях, успевают за время своей жизни попасть в область действия электрического поля, увлекаются этим полем и перебрасываются через переход. Таким образом, плотность дрейфового тока определяется потоками подходящих неосновных носителей заряда из прилегающих к p - n -переходу слоев. Она зависит от концентрации неосновных носителей заряда в слоях и диффузионной длины. Дрейфовый ток имеет направление, противоположное направлению диффузионного тока.

Равенству нулю тока через переход в отсутствие внешнего напряжения соответствует уменьшение диффузионной составляющей тока до величины его дрейфовой составляющей. Равенство составляющих тока $J_{\text{диф}} = J_{\text{др}}$ создается установлением соответствующей величины потенциального барьера φ_0 в p - n -переходе. Величина потенциального барьера φ_0 (называемого также контактной разностью потенциалов) зависит от соотношения концентраций носителей заряда одного знака по обе стороны перехода и определяется соотношением

$$\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{p_p}{p_n} = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p}. \quad (3.1)$$

Высота потенциального барьера зависит от температуры ввиду зависимости от нее теплового потенциала и концентрации неосновных носителей заряда в слоях полупроводниковой структуры. Более сильное влияние температуры на концентрацию неосновных носителей заряда, чем влияние на величину φ_T , приводит к тому, что с ростом температуры высота потенциального барьера уменьшается. При комнатной температуре для германия $\varphi_0 = 0,3 \div 0,5$ В, а для кремния $\varphi_0 = 0,6 \div 0,8$ В. Различие в значениях φ_0 объясняется большей величиной ΔW_3 в кремнии и, следовательно, меньшей концентрацией неосновных носителей заряда (при одинаковой температуре и одинаковых концентрациях внесенных примесей).

Уход неосновных носителей заряда через p - n -переход из прилегающих к нему слоев, казалось бы, должен привести к уменьшению их концентрации с приближением к границе p - n -перехода. Вместе с тем концентрации неосновных носителей заряда в прилегающих к p - n -переходу слоях сохраняются на уровнях p_n и n_p (Рис. 3-2, б), так как в условиях динамического равновесия уменьшение концентрации неосновных носителей заряда за счет их ухода через p - n -переход будет постоянно восполняться носителями того же знака за счет их диффузии из противоположных слоев.

Электрические процессы в p - n -переходе при наличии внешнего напряжения

Подключение к p - n -структуре внешнего напряжения (напряжения смещения) приводит к изменению условий переноса заряда через p - n -переход. Существенную роль при этом играет полярность внешнего напряжения, с которой оно прикладывается к p - n -переходу.

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики p - n -перехода

Рассмотрим случай, когда внешнее напряжение подключено к p - n -структуре в прямом направлении, т.е. плюсом источника к выводу p -области, а минусом источника — к выводу n -области (Рис. 3-3, а). При таком подключении источника создаваемое им электрическое поле направлено противоположно внутреннему полю в переходе, что приводит к уменьшению результирующего поля в p - n -переходе. Объемный заряд обоих знаков, сосредоточенный в переходе по разные стороны границы раздела, будет определяться не только величиной φ_0 , обуславливаемой, как было показано, диффузионным движением носителей заряда под действием разности их концентраций в приграничных слоях, но и внешним напряжением U_a . Если пренебречь падением напряжения в слоях p -и n -структуры, то объемному заряду в переходе будет отвечать напряжение $\varphi_0 - U_a$, меньшее, чем в отсутствие внешнего источника.

Следовательно, уменьшится и обусловленный напряжением объемный заряд в p - n -переходе.

Величина $\phi_0 - U_a$ определяет высоту потенциального барьера в p - n -переходе при включении внешнего напряжения в прямом направлении (Рис. 3-3, б). Уменьшение объемного заряда (потенциального барьера) проявляется в сужении p - n -перехода, которое происходит в основном за счет n -слоя, как более высокоомного. Уменьшение потенциального барьера облегчает переход основных носителей заряда под действием диффузии через границу раздела в соседние области, что приводит к увеличению диффузионного тока через p - n -переход (Рис. 3-3, в). Указанное явление называют инжекцией носителей заряда через p - n -переход. Плотность прямого тока равна

$$J_a = J_{\text{диф}} - J_{\text{др}}. \quad (3.2)$$

С повышением приложенного внешнего напряжения диффузионный ток увеличивается (так как уменьшившийся потенциальный барьер способны преодолеть основные носители заряда, обладающие меньшей энергией), в связи с чем возрастает прямой ток через p - n -переход. Примерный вид прямой ветви вольт-амперной характеристики p - n -перехода показан на Рис. 3-3, г (ток I_a на Рис. 3-3 равен произведению плотности тока J_a через p - n -переход на площадь его сечения S).

В кремниевых диодах величина ϕ_0 выше, чем в германиевых. Одинаковая величина внешнего напряжения U_a здесь создает меньшее относительное снижение потенциального барьера, чем в германиевых диодах, и обуславливает меньший прямой ток при одинаковой площади p - n -перехода. Большая величина ϕ_0 является одной из причин большего падения напряжения ΔU_a в кремниевых переходах (0,8—1,2 В) по сравнению с германиевыми переходами (0,3—0,6 В) при протекании тока в прямом направлении. Таким образом, падение напряжения ΔU_a не превышает 1,2 В, что выгодно отличает их от переходов других типов, в частности электровакуумных и газоразрядных (ионных).

Рассмотрим распределение неравновесных концентраций носителей заряда в прилегающих к p - n -переходу слоях (Рис. 3-3, в), создаваемых диффузией носителей через смещенный в прямом направлении p - n -переход. Это важно для лучшего уяснения вида прямой ветви вольт-амперной характеристики перехода и представления общей картины протекания тока через переход в цепи с внешним источником. При прямом смещении p - n -перехода диффузионные составляющие тока существенно превышают дрейфовые составляющие. В связи с этим избыточные концентрации неравновесных носителей заряда в прилегающих к p - n -переходу слоях, создаваемые диффузией носителей через p - n -переход, будут значительно превышать снижение концентрации одноименных (неосновных) носителей заряда, создаваемое вследствие их ухода через p - n -переход за счет дрейфа. Иными словами, граничные концентрации электронов $n_p(0)$ и дырок $p_n(0)$, а также распределение концентрации $n_p(x)$ и $p_n(x)$

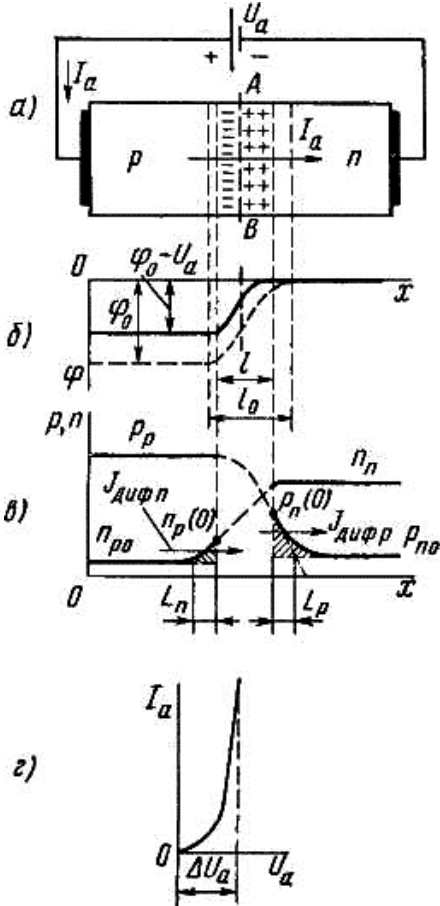


Рис. 3-3. Полупроводниковый диод при подключении внешнего напряжения в прямом направлении.

в прилегающих к переходу слоях (Рис. 3-3, б) будут определяться входящими в эти слои в результате диффузии через p - n -переход электронами и дырками.

Граничные концентрации входящих в p -слой электронов $n_p(0)$ и в n -слой дырок $p_n(0)$ влияют на градиенты концентрации неравновесных носителей заряда на границе с p - n -переходом и тем самым согласно (2.14) определяют соответственно диффузионные составляющие токов $J_{\text{диф } n}$ и $J_{\text{диф } p}$, протекающие через p - n -переход.

Граничные концентрации неосновных носителей заряда связаны с прямым напряжением на p - n -переходе соотношениями

$$n_p(0) = n_{p0} e^{U_a / \varphi_T}, \quad (3.3)$$

$$p_n(0) = p_{n0} e^{U_a / \varphi_T}, \quad (3.4)$$

где n_{p0} — равновесная концентрация электронов в p -слое; p_{n0} — равновесная концентрация дырок в n -слое.

Экспоненциальный характер зависимости граничных концентраций от приложенного прямого напряжения определяет экспоненциальную зависимость от него диффузионных составляющих, а следовательно, и анодного тока на прямой ветви вольт-амперной характеристики (Рис. 3-3, г).

Диффундируя в глубь слоев, неравновесные электроны рекомбинируют с дырками p -слоя, а неравновесные дырки — с электронами n -слоя. В связи с этим концентрации неравновесных носителей заряда уменьшаются по экспоненциальному закону до значений равновесных концентраций (Рис. 3-3, в). На расстоянии диффузионных длин L_n и L_p их концентрации уменьшаются в e раз.

В несимметричном p - n -переходе концентрация дырок в p -слое на несколько порядков превышает концентрацию электронов в n -слое ($p_p \gg n_n$), а для концентраций неосновных носителей заряда характерно обратное соотношение: $n_{p0} \ll p_{n0}$. Этим объясняется, что в несимметричном переходе граничная концентрация $p_n(0) \gg n_p(0)$ и ток через p - n -переход создается в основном диффузией дырок из p -

слоя в n -слой (дырочной составляющей диффузионного тока), p -слой, осуществляющий эмиссию дырок через p - n -переход, называют эмиттером. Поскольку основой при получении p - n -структуры диода обычно служит полупроводниковый материал n -типа, n -слой называют базой.

Неравновесная концентрация дырок в близлежащем к p - n -переходу слое базы создает положительный заряд. Его компенсируют вошедшие под действием сил электрического притяжения электроны от отрицательного полюса источника, в связи с чем базовый слой остается электрически нейтральным. Эти электроны увеличивают концентрацию основных носителей заряда в примыкающем к p - n -переходу базовом слое (на Рис. 3-3, *в* не показано). Ее распределение вдоль оси x соответствует распределению вдоль этой оси концентрации неравновесных дырок, вызванной их диффузией через p - n -переход.

Непрерывная диффузия дырок через p - n -переход, и их рекомбинация с электронами в прилегающем слое базы создают непрерывный приток электронов от отрицательного полюса источника, а следовательно, и ток в рассматриваемом участке цепи. Таким образом, в то время как прямой ток в p - n -переходе определяется диффузионным током дырок, ток в основной части базового слоя и внешнем выводе обуславливается дрейфовым током электронов. В примыкающем к p - n -переходу базовом слое прямой ток равен сумме диффузионного тока дырок и дрейфового тока электронов. Уменьшение дырочной диффузионной составляющей тока по мере удаления от границы p - n -перехода объясняется уменьшением градиента концентрации дырок вследствие их рекомбинации с электронами. Описанное явление обычно наблюдается при относительно большой ширине n -слоя в так называемых переходах с толстой базой.

В переходах с тонкой базой, когда ее толщина соизмерима с диффузионной длиной дырок L_p (Рис. 3-3, *в*), большинство дырок успевает в результате диффузии пройти базу без рекомбинации, в связи с чем ток в базе будет преимущественно определяться диффузионным током дырок.

Подобные процессы наблюдаются и в слое эмиттера. Избыточная концентрация электронов, созданная в прилегающей к p - n -переходу области под действием диффузии, компенсируется повышением там концентрации дырок (на Рис. 3-3, *в* не показано). Однако для несимметричного p - n -перехода роль электронной составляющей диффузионного тока в общем токе, протекающем через переход, мала. Ее роль незначительна и в токе, протекающем через эмиттерный слой. Ток через эмиттерный слой обуславливается в основном дрейфовым током дырок ввиду существующей в этом слое напряженности электрического поля от внешнего источника.

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики перехода

При подключении к диоду источника внешнего напряжения в обратном направлении (Рис. 3-4, *а*) потенциальный барьер возрастает на величину U_b и становится равным $(\varphi_0 + U_b)$ (Рис. 3-4, *б*). При этом увеличиваются объемный заряд в p - n -переходе и его ширина. Возросший потенциальный барьер затрудняет прохождение через p - n -переход основных носителей заряда, вследствие чего диффузионный ток, создаваемый этими носителями, уменьшается. Дрейфовый же ток, обусловленный концентрациями неосновных носителей заряда по обе стороны перехода

$$(J_{др} = J_{др p} + J_{др n}),$$

можно считать неизменным (Рис. 3-4, *в*). Однако теперь он будет превышать диффузионный ток. Через диод будет протекать ток в обратном направлении:

$$J_b = J_{др} - J_{диф}. \quad (3.5)$$

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики перехода показана на Рис. 3-4, *г*. При небольших обратных напряжениях (участок 0—1) увеличение обратного тока наблюдается за счет уменьшения диффузионной составляющей. При обратном

напряжении, соответствующем точке I и большем, основные носители заряда не способны преодолеть потенциальный барьер, в связи с чем диффузионный ток равен нулю. Этим объясняется отсутствие роста обратного тока при увеличении обратного напряжения (участок характеристики левее точки I).

Приведенная на Рис. 3-4, ϵ диаграмма распределения концентраций соответствует обратным напряжениям, превышающим напряжение в точке I . Она подтверждает неизменность обратного тока на рассматриваемом участке. В отсутствие инжекции распределение концентраций носителей заряда в прилегающих к p - n -переходу слоях характеризуется уменьшением концентраций неосновных носителей вследствие их ухода через p - n -переход. Составляющие дрейфового тока ($J_{дрp}$ и $J_{дрn}$) создаются неосновными носителями заряда (дырками и электронами), диффундирующими к границам p - n -перехода из прилегающих к ним слоев. Они определяются по градиентам концентрации неосновных носителей заряда на границах p - n -перехода, т.е. из условия их

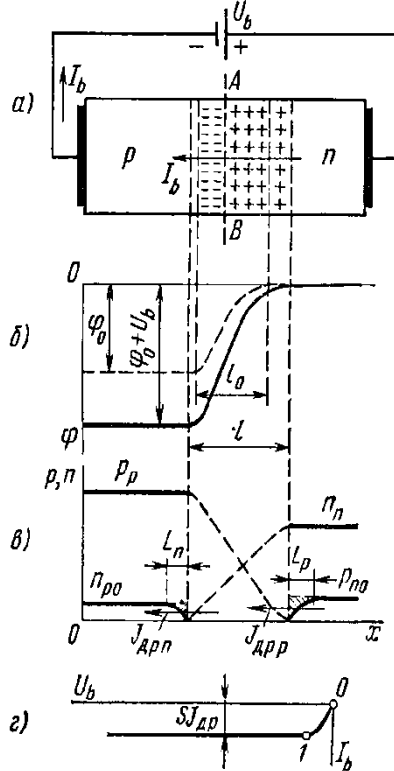


Рис. 3-4. Полупроводниковый диод при подключении внешнего напряжения в обратном направлении: a — схема включения; b — потенциальный барьер при обратном напряжении; c — распределение концентраций носителей заряда; d — обратная ветвь вольт-амперной характеристики.

диффузии в направлении перехода, и не зависят от приложенного напряжения U_b .

Обратный ток, создаваемый неосновными носителями заряда, зависит от их концентраций в p - и n -слоях, а также от рабочей поверхности p - n -перехода. Этим объясняется тот факт, что в мощных диодах, имеющих большую площадь p - n -перехода, обратный ток больше, чем в маломощных. Поскольку концентрация неосновных носителей заряда является функцией температуры кристалла, обратный ток диода также зависит от температуры. По этой причине обратный ток иногда называют тепловым. Увеличение обратного тока с ростом температуры подчиняется примерно экспоненциальному закону.

Как известно концентрация неосновных носителей заряда уменьшается с ростом ширины запрещенной зоны на энергетической диаграмме полупроводника. Ширина запрещенной зоны в кремнии (1,12 эВ) больше, чем в германии (0,72 эВ). В силу этого обратный ток в кремниевых переходах на несколько порядков меньше, чем в германиевых, и кремниевые переходы допускают эксплуатацию при более высокой температуре полупроводниковой структуры (135—140°C против 50—60°C у германиевых переходов). Кроме того, кремниевые переходы применимы при более высоких обратных напряжениях, чем германиевые (2500—3500 В против наибольших значений 500—600 В у германиевых переходов).

Полная вольт-амперная характеристика перехода

Полная вольт-амперная характеристика полупроводникового перехода приведена на Рис. 3-5. От характеристики идеального диода она отличается наличием некоторого падения напряжения на приборе при пропускании прямого тока и обратного тока в случае приложения обратного напряжения.

Как известно, прямой ток перехода создается основными, а обратный — неосновными носителями заряда. Концентрация основных носителей заряда на несколько порядков превышает

концентрацию неосновных носителей. Этим и обуславливаются вентильные свойства р-п-перехода.

Проведенному техническому анализу вольт-амперной характеристики перехода соответствует ее запись в аналитической форме:

$$I_a = I_s (e^{U/\varphi_T} - 1), \tag{3.6}$$

где:

$$I_s = sJ_{др}$$

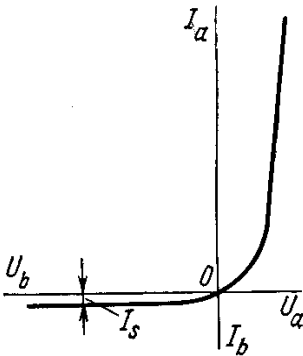


Рис. 3-5. Идеализированная вольт-амперная характеристика диода.

—ток насыщения (тепловой ток), создаваемый неосновными носителями заряда: φ_T — тепловой потенциал.

При $U = 0$ согласно соотношению (3.6) $I_a = 0$. В случае приложения прямого напряжения ($U = U_a > 0$) в (3.6) единицей можно пренебречь и зависимость $I_a(U_a)$ будет иметь экспоненциальный характер. В случае обратного напряжения ($U = U_b < 0$) можно не учитывать достаточно малую величину e^{-U/φ_T} и тогда

$$I_a = I_b = -I_s.$$

Учет дополнительных факторов, влияющих на вольт-амперную характеристику перехода

В проведенном анализе, позволяющем главным образом объяснить принцип действия $p-n$ -перехода, не учитывались некоторые факторы, отражающиеся на его реальной вольт-амперной характеристике.

На прямую ветвь вольт-амперной характеристики перехода оказывает влияние объемное сопротивление слоев $p-n$ -структуры (особенно при больших токах), увеличивающее падение напряжения ΔU_a на диоде. В кремниевых диодах это влияние более значительно, чем в германиевых, так как из-за меньшей подвижности носителей заряда удельное сопротивление кремния выше. С учетом падения напряжения в слоях в кремниевых диодах при протекании прямого тока $\Delta U_a = 0,8 \div 1,2$ В, а в германиевых $\Delta U_a = 0,3 \div 0,6$ В.

На обратную ветвь вольт-амперной характеристики перехода оказывают влияние ток утечки через поверхность $p-n$ -перехода и генерация

носителей заряда, которая является причиной возможного пробоя $p-n$ -перехода. Оба фактора приводят к тому, что обратная ветвь вольт-амперной характеристики диода принимает вид, показанный на Рис. 3-6.

Ток утечки связан линейной зависимостью с напряжением U_b . Он создается различными загрязнениями на внешней поверхности $p-n$ -структуры, что повышает

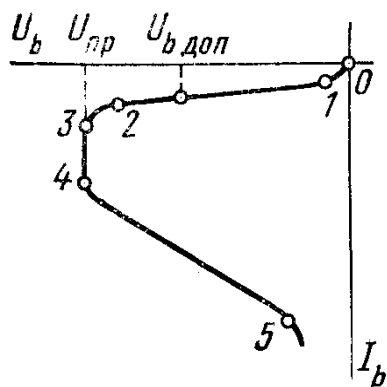


Рис. 3-6. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики реальных переходов.

поверхностную электрическую проводимость p - n -перехода и обратный ток через переход. Эта составляющая обратного тока обуславливает появление наклонного участка 1—2 на характеристике диода (Рис. 3-6).

Влияние генерации носителей заряда в p - n -переходе обычно сказывается при повышенных обратных напряжениях. Оно проявляется вначале в нарушении линейной зависимости изменения обратного тока от напряжения U_b (участок 2—3), а затем в резком возрастании обратного тока (участок 3—5), характеризующем пробой p - n -перехода.

В зависимости от причин, вызывающих появление дополнительных носителей заряда в p - n -переходе, различают электрический пробой и тепловой пробой. Электрический пробой, в свою очередь, может быть *лавинным* или *туннельным*. Рассмотрим эти виды пробоя.

Лавинный пробой обусловлен лавинным размножением носителей в p - n -переходе в результате ударной ионизации атомов быстрыми носителями заряда. Он происходит следующим образом. Неосновные носители заряда, поступающие в p - n -переход при действии обратного напряжения, ускоряются полем и при движении в нем сталкиваются с атомами кристаллической решетки. При соответствующей напряженности электрического поля носители заряда приобретают энергию, достаточную для отрыва валентных электронов. При этом образуются дополнительные пары носителей заряда — электроны и дырки, которые, ускоряясь полем, при столкновении с атомами также создают дополнительные носители заряда. Описанный процесс носит лавинный характер.

Лавинный пробой возникает в широких p - n -переходах, где при движении под действием электрического поля носители заряда, встречаясь с большим количеством атомов кристалла, в промежутке между столкновениями приобретают достаточную энергию для их ионизации.

В основе туннельного пробоя лежит непосредственный отрыв валентных электронов от атомов кристаллической решетки под действием сильного электрического поля. Образующиеся при

этом дополнительные носители заряда (электроны и дырки) увеличивают обратный ток через p - n -переход. Туннельный пробой развивается в узких p - n -переходах, где при сравнительно небольшом обратном напряжении имеется высокая напряженность поля.

Лавинный и туннельный пробои сопровождаются появлением почти вертикального участка 3—4 на обратной ветви вольт-амперной характеристики (Рис. 3-б). Причина этого заключается в том, что небольшое повышение напряжения на p - n -переходе вызывает более интенсивную генерацию в нем носителей заряда при лавинном или туннельном пробое.

Оба эти вида пробоя являются обратимыми процессами. Это означает, что они не приводят к повреждению перехода и при снижении напряжения его свойства сохраняются. На этом свойстве основана работа стабилитронов – полупроводниковых приборов для стабилизации напряжения.

Тепловой пробой возникает за счет интенсивной термогенерации носителей в p - n -переходе при недопустимом повышении температуры. Процесс развивается лавинообразно и ввиду неоднородности p - n -перехода обычно носит локальный характер. Лавинообразное развитие теплового пробоя обуславливается тем, что увеличение числа носителей заряда за счет повышения температуры вызывает увеличение обратного тока и, следовательно, еще больший разогрев участка p - n -перехода. Процесс заканчивается расплавлением этого участка и выходом прибора из строя.

Тепловой пробой может произойти в результате перегрева отдельного участка p - n -перехода вследствие протекания большого обратного тока при лавинном или туннельном пробое (участок 4—5 на Рис. 3-б). Тепловой пробой здесь является следствием недопустимого повышения обратного напряжения (перенапряжения). Велика вероятность наступления теплового пробоя при общем перегреве p - n -перехода ввиду ухудшения, например, условий теплоотвода.

В этом случае он может произойти при меньшем напряжении U_b , минуя стадии лавинного или туннельного пробоя.

Возможность теплового пробоя p - n -перехода учитывается указанием в паспорте на прибор допустимого обратного напряжения $U_{b, \text{доп}}$ и температурного диапазона работы. Величина допустимого обратного напряжения устанавливается с учетом исключения возможности электрического пробоя и составляет $(0,5 \div 0,8) U_{\text{пр}}$.

Емкости p - n -перехода

Емкость p - n -перехода равна сумме так называемых барьерной и диффузионной емкостей.

Барьерная (или зарядная) емкость характеризуется сосредоточением по обе стороны границы раздела p - и n -слоев объемных зарядов, создаваемых ионами примесей. Физическим аналогом; барьерной емкости приближенно может служить емкость плоского конденсатора.

Наличие барьерной емкости проявляется протеканием тока через p - n -переход вследствие изменения объемных зарядов (а следовательно, ширины p - n -перехода) при изменении напряжения на переходе и определяется соотношением $C_6 = dQ / dU$. Зарядная емкость возрастает с уменьшением толщины p - n -перехода, т.е. при снижении обратного напряжения. Она выше при прямых напряжениях, чем при обратных. Величина барьерной емкости зависит от площади p - n -перехода и может составлять десятки и сотни пикофард. Зависимость барьерной емкости p - n -перехода от обратного напряжения используется в варикапах (параметрических диодах), применяемых в качестве конденсаторов переменной емкости, управляемых напряжением.

В отличие от барьерной емкости, определяемой шириной области объемного заряда p - n -перехода, диффузионная емкость обуславливается изменением суммарных зарядов неравновесных электронов и дырок соответственно слева и справа от p - n -перехода в результате изменения напряжения на нем (см. Рис. 3-3, в). Так как эти заряды создаются за счет диффузии (инъекции) носителей через p - n -переход, диффузионную емкость следует учитывать при прямом напряжении смещения. В несимметричных p -

n -переходах, для которых $p_p \gg n_n$, диффузионная емкость определяется преимущественно суммарным зарядом неравновесных дырок в n -слое, величина которого изменяется при изменении прямого напряжения.

Величина диффузионной емкости зависит от протекающего через p - n -переход прямого тока и может составлять сотни и тысячи пикофарад, т.е. она существенно больше барьерной емкости. Таким образом, при прямых напряжениях смещения емкость p - n -перехода определяется в основном диффузионной емкостью, а при обратных напряжениях, когда диффузионная емкость равна нулю, — барьерной емкостью.

Принцип действия биполярных транзисторов и их основные параметры

Транзистор, или полупроводниковый триод, являясь управляемым элементом, нашел широкое применение в схемах усиления, а также в импульсных схемах. Отсутствие накала, малые габариты и стоимость, высокая надежность — таковы преимущества, благодаря которым транзистор вытеснил из большинства областей техники электронные лампы.

Биполярный транзистор представляет собой трехслойную полупроводниковую структуру с чередующимся типом электропроводности слоев и содержит два p - n -перехода. В зависимости от чередования слоев существуют транзисторы типов p - n - p и n - p - n (Рис. 3-7, *а, б*). Их условное обозначение на электронных схемах показано на Рис. 3-7, *в, г*. В качестве исходного материала для получения трехслойной структуры используют германий и кремний (германиевые и кремниевые транзисторы).

Трехслойная транзисторная структура создается по сплавной или диффузионной технологии, по которой выполняется и двухслойная p - n -структура полупроводниковых диодов. Трехслойная транзисторная структура типа p - n - p , выполненная по сплавной технологии, показана на Рис. 3-7, *д*. Пластина полупроводника «типа является основанием, базой (отсюда и

название слоя) конструкции. Два наружных p -слоя создаются в результате диффузии в них акцепторной примеси при сплавлении с соответствующим материалом. Один из слоев называется эмиттерным, а другой — коллекторным. Так же называются и p - n -переходы, создаваемые этими слоями со слоем базы, а также внешние выводы от этих слоев.

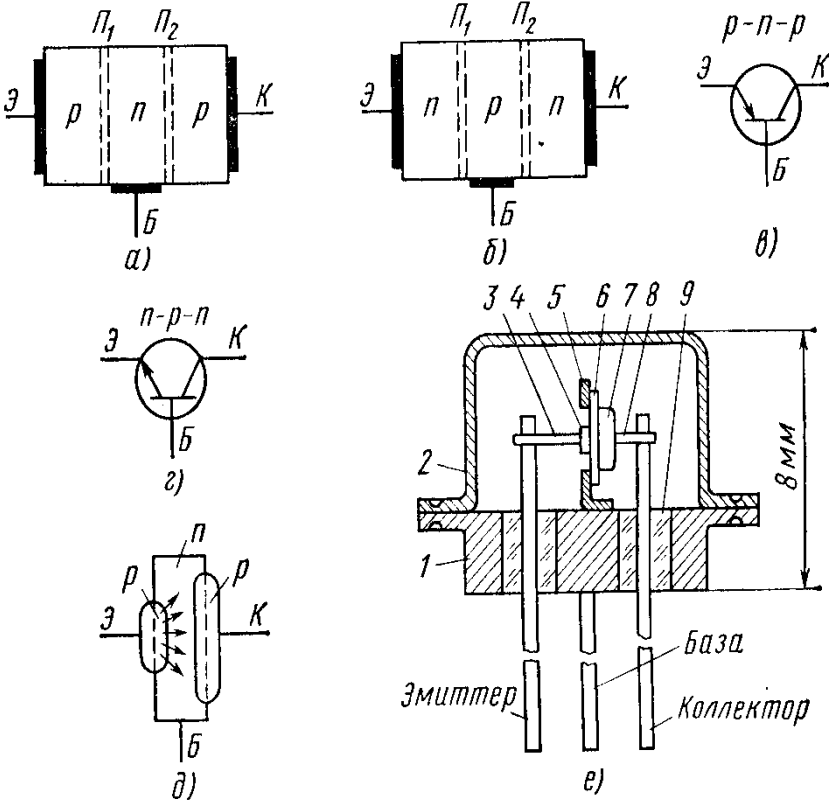


Рис. 3-7. Полупроводниковая структура транзисторов типов p - n - p (а и n - p - n (б); их условные обозначения в электронных схемах (в, г); сплавная транзисторная структура типа p - n - p (д); пример конструктивного исполнения маломощного транзистора (е): 1 — донце корпуса; 2 — колба; 3 — внутренний вывод эмиттера; 4 — таблетка индия; 5 — кристаллодержатель; 6 — пластина

германия n -типа; 7 — таблетка индия; 8 — внутренний вывод коллектора; 9 — стеклянный изолятор.

Функция эмиттерного перехода — инжектирование (эмиттирование) носителей заряда в базу, функция коллекторного перехода — сбор носителей заряда, прошедших через базовый слой. Чтобы носители заряда, инжектируемые эмиттером и проходящие через базу, полнее собирались коллектором, площадь коллекторного перехода делают больше площади эмиттерного перехода. Пример конструктивного исполнения маломощного транзистора показан на Рис. 3-7, *е*. В транзисторах типа $n-p-n$ функции всех трех слоев и их названия аналогичны, изменяется лишь тип носителей заряда, проходящих через базу: в приборах типа $p-n-p$ — это дырки, в приборах типа $n-p-n$ — электроны.

Принцип действия биполярного транзистора рассмотрим на примере структуры типа $p-n-p$ (Рис. 3-8, *а*). Сначала покажем распределение концентрации носителей заряда в слоях транзисторной структуры и разности потенциалов, создаваемой объемными зарядами $p-n$ -переходов, в отсутствие внешних напряжений (Рис. 3-8, *б*, *в*).

Обозначение концентраций основных и неосновных носителей заряда здесь то же, что и для диода. Индекс «0» в обозначениях указывает на распределение концентраций в слоях в отсутствие внешних напряжений. Соотношение концентраций основных носителей заряда в эмиттерном и коллекторном слоях транзистора несущественно, и на Рис. 3-8, *б* они приняты одинаковыми. Отличие же в концентрациях основных носителей заряда эмиттерного и базового слоев весьма важно, так как оно влияет (что будет показано в дальнейшем) на параметры транзистора, в частности на коэффициент передачи тока α . Концентрация основных носителей заряда в базе должна быть много меньше концентрации основных носителей заряда в эмиттере, т.е. $p_{p0} \gg n_{n0}$. Таким образом, для транзистора базовый слой должен быть более высокоомным, чем эмиттерный.

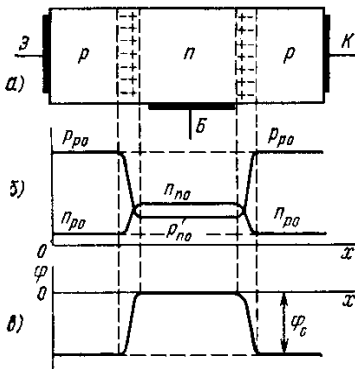


Рис. 3-8. Транзисторная структура типа $p-n-p$ (а), распределение концентраций носителей заряда (б) и внутренней разности потенциалов (в) в отсутствие внешних напряжений

Это достигается за счет использования высокоомного исходного полупроводника n -типа. С учетом того, что для определенной температуры произведение pn — величина постоянная, полная картина распределения концентраций в слоях транзистора будет иметь вид, показанный на Рис. 3-8, б.

В отсутствие внешних напряжений на границах раздела трех слоев образуются объемные заряды, создается внутреннее электрическое поле и между слоями действует внутренняя разность потенциалов. Потенциальный барьер в каждом из переходов устанавливается такой величины, чтобы обеспечивалось равновесие диффузионного и дрейфового потоков носителей заряда, движущихся через переходы в противоположных направлениях, т.е. равенство нулю протекающего через них тока. Поскольку концентрации основных (и неосновных) носителей заряда в эмиттерном и коллекторном слоях приняты одинаковыми, потенциальные барьеры в обоих $p-n$ -переходах будут равны. Если за нулевой уровень отсчета принять потенциал базы, то распределение разности потенциалов в транзисторе в отсутствие внешних напряжений будет иметь вид, показанный на Рис. 3-8, в.

Внешние напряжения подключают к транзистору таким образом, чтобы обеспечивалось смещение эмиттерного перехода в прямом направлении, а коллекторного перехода — в обратном направлении. Это достигается с

помощью двух источников напряжения U_3 и U_K (Рис. 3-9, а). Напряжение U_3 подключается положительным полюсом к эмиттеру относительно базы, напряжение U_K — отрицательным полюсом к коллектору относительно базы (схема с общей базой).

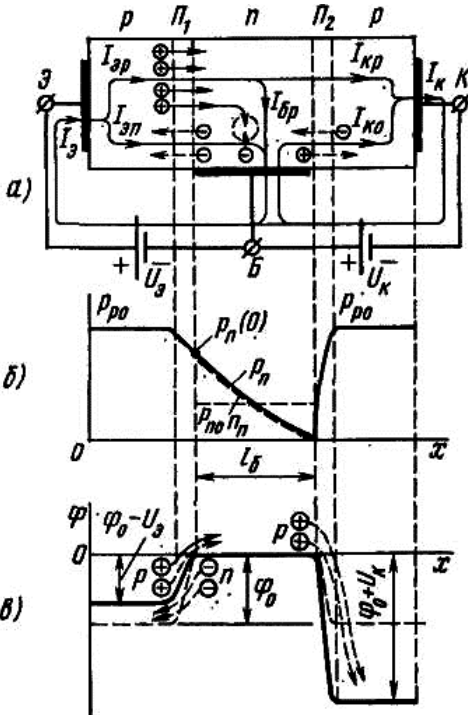


Рис. 3-9. Транзисторная структура типа $p-n-p$ (а), распределение концентраций носителей заряда (б), и внутренней разности потенциалов (в) при наличии внешних напряжений.

области базы) в эмиттер. С учетом достаточно малой для смещенного в прямом направлении $p-n$ -перехода составляющей дрейфового тока, создаваемой неосновными носителями заряда

Изучим процессы, протекающие в эмиттерном переходе, базовом слое и коллекторном переходе транзистора.

Поскольку в эмиттерном переходе внешнее напряжение U_3 действует в прямом направлении, потенциальный барьер для дырок — основных носителей зарядов эмиттерного слоя — уменьшается и дырки из эмиттера под действием диффузии будут в большем количестве переходить (инжектировать) в область базы (Рис. 3-9, а, в). Аналогичным образом увеличится диффузионный поток электронов (основных носителей заряда

областей, ток эмиттерного перехода и цепи эмиттера можно записать в виде

$$I_3 = I_{3p} + I_{3n}. \quad (3.7)$$

Дырочная составляющая тока I_{3p} создается потоком дырок, переходящих из эмиттера в базу. Большинство дырок в последующем достигает коллектора и вызывает коллекторный ток транзистора. Электронная составляющая тока I_{3n} обусловлена движением электронов из базы в эмиттер. Она замыкается по входной цепи через источник U_3 и не используется полезно (для создания тока в коллекторной цепи). Таким образом, функция эмиттерного перехода и процессы в эмиттерном переходе сводятся к инжекции носителей заряда (дырок) в базу.

Одним из важнейших показателей эмиттерного перехода является так называемый коэффициент инжекции γ , показывающий, какую часть от полного эмиттерного тока составляет его дырочная составляющая:

$$\gamma = I_{3p} / I_3. \quad (3.8)$$

С точки зрения качества эмиттерного перехода необходимо, чтобы электронная составляющая эмиттерного тока I_{3n} была существенно меньше его дырочной составляющей I_{3p} . Это достигается значительным (на два-три порядка) превышением концентрации основных носителей заряда (дырок) в эмиттере над концентрацией основных носителей заряда (электронов) в базе ($p_{p0} \gg n_{n0}$). Как указывалось, задача решается применением высокоомного исходного полупроводника для создания базового слоя и введением большой концентрации акцепторной примеси для получения эмиттерного слоя. Для выпускаемых промышленностью транзисторов коэффициент инжекции $\gamma = 0,97 \div 0,995$.

Процессы в базовом слое определяются в основном поведением дырок, перешедших в базу через эмиттерный переход. Инжектируемые дырки, попадая

в базовый слой, повышают концентрацию дырок в базе вблизи эмиттера по сравнению с равновесной концентрацией p_{n0} (Рис. 3-9, б). На границе с эмиттерным переходом создается концентрация дырок $p_n(0)$. Величину этой концентрации, зависящей от подведенного напряжения $U_э$, находят из соотношения, аналогичного для диода:

$$p_n(0) = p_{n0} e^{U_э / \varphi_T} \quad (3.9)$$

Под действием концентрации $p_n(0)$ развивается диффузионное движение дырок в базе в сторону коллектора, т.е. в направлении меньшей концентрации. Концентрация дырок в базе на границе с коллекторным переходом устанавливается близкой к нулю, так как дошедшие до коллекторного перехода под действием диффузии дырки ускоряются полем перехода и перебрасываются в коллектор. Установившееся при определенном напряжении $U_э$ (определенном токе эмиттера и соответствующей величине $p_n(0)$) распределение концентрации дырок в базе показано на Рис. 3-9, б.

Ввиду относительно малой толщины базового слоя $l_б$ (соизмеримой с диффузионной длиной дырок L_p) закон распределения концентрации дырок в базе при диффузии $p_n(x)$ близок к линейному. Градиент концентрации дырок в базе определяет диффузионный ток дырок в ней в направлении коллекторного перехода.

Описанный характер движения дырок в базе возможен только тогда, когда количество находящихся в объеме базы дырок равно количеству электронов, а распределения их концентраций близки (объемный заряд дырок скомпенсирован объемным зарядом электронов), т.е. при условии электрической нейтральности базы.

Электроны, компенсирующие объемный заряд дырок, поступают по цепи базы одновременно с дырками, входящими в слой базы сразу же после подключения напряжений $U_э$ и $U_к$. В

установившемся режиме концентрации дырок p_n и электронов n_n близки. Распределение концентрации электронов на Рис. 3-9, б показано пунктирной кривой.

Наличие дырок и электронов в базе приводит к тому, что в процессе диффузии некоторая часть дырок рекомбинирует с электронами (Рис. 3-9, а). В результате актов рекомбинации количество дырок, дошедших до коллектора, не будет равно количеству дырок, поступивших из эмиттера, и, следовательно, дырочная составляющая коллекторного тока $I_{кр}$ будет меньше дырочной составляющей эмиттерного тока $I_{эп}$. Вследствие рекомбинации некоторого числа дырок с электронами в процессе их движения через базу концентрация дырок уменьшается, что приводит к уменьшению их градиента концентрации по оси x и некоторому отклонению кривой $p_n(x)$ от линейного закона (Рис. 3-9, б).

Вместе с тем акты рекомбинации дырок с электронами создают недостаток электронов, требующихся для компенсации дырок, постоянно входящих в базу из эмиттера. Необходимые электроны поступают по цепи базы, создавая базовый ток транзистора $I_{бр}$ (Рис. 3-9, а). Следовательно, разность между дырочными составляющими эмиттерного и коллекторного токов представляет собой ток базы, обусловленный рекомбинацией в ней дырок. В соответствии с этим запишем соотношение для дырочных составляющих токов транзистора:

$$I_{эп} = I_{кр} + I_{бр}. \quad (3.10)$$

Для определения части дырок, прошедшей из эмиттера в коллектор, вводят коэффициент переноса дырок в базе δ , который равен отношению дырочной составляющей коллекторного тока к дырочной составляющей эмиттерного тока:

$$\delta = I_{кр} / I_{эп}. \quad (3.11)$$

Желательно, чтобы величина коэффициента δ как можно меньше отличалась от единицы. Способы приближения к единице коэффициента δ направлены на сокращение потерь дырок в базе за счет актов рекомбинации. Это достигается увеличением времени жизни дырок в базе и сокращением времени их нахождения в базе. Сокращение времени нахождения дырок в базе связано с уменьшением толщины базового слоя l_b и увеличением скорости их прохождения через базу. Последнее используется в так называемых дрейфовых транзисторах путем создания в слое базы ускоряющего поля. Типовые значения коэффициента δ для транзисторов лежат в пределах 0,96—0,996.

Изложенное позволяет уяснить и роль коллекторного p - n -перехода, предназначенного для перевода дырок, достигших этого перехода, в коллекторную область (Рис. 3-9, *в*).

Коллекторный ток транзистора $I_{кр}$, обусловленный дырочной составляющей $I_{кр}$ (Рис. 3-9, *а*), связан с током эмиттера I_3 коэффициентом передачи тока α :

$$\alpha = I_{кр} / I_3. \quad (3.12)$$

Умножив числитель и знаменатель равенства (3.12) на $I_{эп}$, получим

$$\alpha = (I_{эп} / I_3)(I_{кр} / I_{эп}) = \gamma \quad (3.13)$$

Следовательно, коэффициент α тем ближе к 1, чем меньше отличаются от 1 коэффициенты γ и δ . Способы приближения к 1 коэффициента α связаны со способами увеличения коэффициентов γ и δ (увеличение разности концентраций основных носителей заряда в слоях эмиттера и базы, увеличение времени жизни дырок в базе, уменьшение ширины базового слоя, создание ускоряющего поля в слое базы).

Наличие коллекторного перехода, включенного в обратном направлении, приводит к появлению дополнительной неуправляемой составляющей тока коллектора, обусловленной протеканием обратного тока коллекторного перехода $I_{к0}$ (Рис. 3-9, а). Как известно, обратный ток создается дрейфом неосновных носителей заряда из близлежащих областей обратно включенного p - n -перехода, в данном случае концентрациями дырок p_{n0} в базе и электронов n_{p0} в коллекторе (см. Рис. 3-8, б).

Поскольку концентрации неосновных носителей заряда зависят от температуры, величина обратного тока также зависит от нее, поэтому этот ток часто называют тепловым. От величины тока эмиттера ток $I_{к0}$ не зависит. На Рис. 3-10 дана наглядная картина протекания токов через транзистор в рассматриваемой схеме.

В соответствии с изложенным ток эмиттера $I_э$ равен сумме дырочной $I_{эp}$ и электронной $I_{эн}$ составляющих:

$$I_э = I_{эp} + I_{эн}.$$

Ток коллектора $I_к$ состоит из дырочной составляющей $I_{кp}$ и теплового тока $I_{к0}$:

$$I_к = I_{кp} + I_{к0}.$$

Ток базы $I_б$ равен алгебраической сумме электронной составляющей тока эмиттера $I_{эн}$, рекомбинационной дырочной составляющей $I_{бр}$ и теплового тока $I_{к0}$:

$$I_б = I_{эн} + I_{бр} - I_{к0}.$$

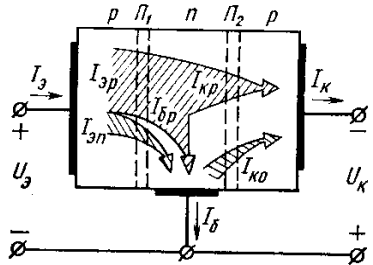


Рис. 3-10. Диаграмма составляющих токов в транзисторе.

Управляющее свойство транзистора, характеризующее изменение выходного (коллекторного) тока I_k под действием подводимого входного тока I_3 (или напряжения U_3), обуславливается изменением дырочной составляющей коллекторного тока I_{kp} за счет изменения дырочной составляющей эмиттерного тока I_{3p} (Рис. 3-10). Таким образом, принцип действия биполярного транзистора основан на создании транзитного (проходящего) потока носителей заряда из эмиттера в коллектор через базу и управлении коллекторным (выходным) током за счет изменения эмиттерного (входного) тока. Следовательно, биполярный транзистор управляется током.

Основное соотношение для токов транзистора составляется по первому закону Кирхгофа:

$$I_3 = I_k + I_6. \quad (3.14)$$

С учетом теплового тока I_{k0} и соотношения (1.21) токи I_k и I_6 можно выразить через I_3 :

$$I_k = \alpha I_3 + I_{k0}. \quad (3.15)$$

$$I_6 = (1 - \alpha) I_3 - I_{k0} \quad (3.16)$$

Статические вольт-амперные характеристики биполярного транзистора

При использовании транзисторов в различных схемах представляют практический интерес зависимости напряжения и тока входной цепи (входные вольт-амперные характеристики) и выходной цепи (выходные или коллекторные вольт-амперные характеристики). Эти характеристики могут быть записаны аналитически или построены графически. Последний способ наиболее прост и нагляден, поэтому он нашел преобладающее применение. Вольт-амперные характеристики снимают при относительно медленных изменениях тока и

напряжения (по постоянному току), в связи с чем их называют статическими. Вид характеристик зависит от способа включения транзистора.

Существуют три способа включения транзистора: с общей базой (ОБ), общим эмиттером (ОЭ) и общим коллектором (ОК). О способе включения с общей базой говорилось при рассмотрении принципа действия транзистора. Различие в способах включения зависит от того, какой из выводов транзистора

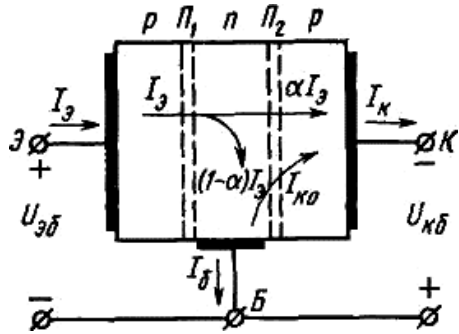


Рис. 3-11. Схема включения транзистора с общей базой (схема ОБ).

является общим для входной и выходной цепей. В схеме ОБ общей точкой входной и выходной цепей является база, в схеме ОЭ — эмиттер, в схеме ОК — коллектор.

В силу того, что статические характеристики транзистора в схемах ОЭ или ОК примерно одинаковы, далее рассматриваются характеристики только для двух способов включения: ОБ и ОЭ.

Схема ОБ (Рис. 3-11). Выходные характеристики транзистора в схеме ОБ отражают зависимость тока коллектора I_k от напряжения на коллекторе относительно базы $U_{кб}$ при фиксированном токе эмиттера $I_э$:

$$I_k = F(U_{кб})I_э = \text{const}$$

(Рис. 3-12, а). Здесь, как и ранее, рассматривается транзистор типа $p-n-p$, поэтому напряжение $U_{кб}$ отрицательное.

Вольт-амперные характеристики имеют три характерные области: I — сильная зависимость I_k от $U_{кб}$ (нелинейная начальная область), II — слабая зависимость I_k от $U_{кб}$ (линейная область), III — пробой коллекторного перехода.

Для схемы ОБ характерно расположение начальной области I левее оси ординат. Это обусловлено тем, что напряжение на коллекторном переходе транзистора в схеме ОБ определяется суммой внутренней разности потенциалов ϕ_0 и внешнего напряжения $U_{кб}$. При $U_{кб} = 0$ и заданном токе эмиттера дырки перебрасываются в коллектор из базы под действием внутренней разности потенциалов ϕ_0 ; при $U_{кб} = 0$ ток $I_k \neq 0$. Чтобы уменьшить ток I_k , нужно создать встречный поток дырок через переход, т.е. перевести коллекторный переход путем изменения полярности напряжения $U_{кб}$ в режим инжекции носителей заряда (в режим эмиттера). При подаче некоторого напряжения положительной полярности $U_{кб}$ потоки дырок через коллекторный переход будут взаимно скомпенсированы и ток $I_3 = 0$. Естественно, что с увеличением тока I_3 для этого необходимо подать напряжение $U_{кб}$ большей величины. Этим объясняется смещение влево начальных участков характеристик при большем токе I_3 .

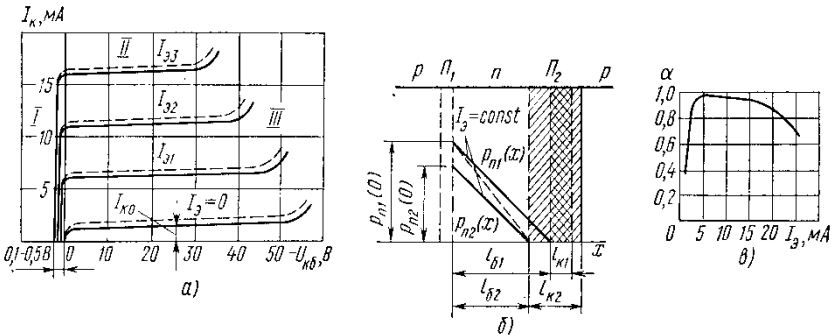


Рис. 3-12. Выходные характеристики транзистора, включенного по схеме ОБ (а); иллюстрация эффекта модуляции базы в транзисторе (б); зависимость коэффициента передачи тока α от тока эмиттера I_3 (в).

Особенностью характеристик в области II является их небольшой подъем при увеличении напряжения $U_{кб}$.

Некоторое увеличение тока I_k обуславливается увеличением коэффициента передачи тока α транзистора вследствие возникающего эффекта модуляции толщины базового слоя (эффекта модуляции базы), а также роста тока $I_{к0} = F(U_{кб})$.

Эффект модуляции базы связан с расширением коллекторного перехода l_k за счет увеличения объемного заряда в нем, вызванного повышением напряжения $U_{кб}$ (Рис. 3-12, б). Поскольку расширение перехода происходит главным образом за счет базового слоя, как более высокоомного, повышение напряжения $U_{кб}$ приводит к уменьшению толщины базового слоя $l_б$, а следовательно, к уменьшению числа актов рекомбинаций дырок с электронами в ней, увеличению коэффициента α и тока I_k .

Эффект модуляции базы иллюстрируется Рис. 3-12, б, на котором обозначения с индексом 1 относятся к напряжению $U_{кб1}$, а с индексом 2 — к напряжению $U_{кб2}$ ($U_{кб2} > U_{кб1}$).

Постоянство задаваемого тока I_3 при снятии коллекторных характеристик обуславливает постоянство градиента концентрации дырок dp/dx на границе перехода $П_1$ с базой. В связи с этим кривые распределения концентраций в базе $p_{n2}(x)$ и $p_{n1}(x)$ идут параллельно друг другу. Из Рис. 3-12, б следует, что начальные уровни концентраций дырок на границе эмиттерного перехода с базой получаются неодинаковыми, в частности $p_{n1}(0) > p_{n2}(0)$. Это может быть только в случае уменьшения напряжения на переходе $П_1$. Таким образом, изменение тока I_k с изменением напряжения $U_{кб}$ при $I_3 = \text{const}$, связанное с изменением коэффициента α из-за эффекта модуляции базы, сопровождается также изменением напряжения на эмиттерном переходе. Иными словами, модуляция базы создает внутреннюю обратную связь по напряжению в транзисторе.

Если предположить, что для транзистора задается не ток I_3 , а напряжение $U_{эб}$, определяющее напряжение на эмиттерном переходе, то при подаче напряжения $U_{кб2} > U_{кб1}$ концентрация дырок

не изменится ($p_{n1}(0) = p_{n2}(0)$) и кривая $p_{n2}(x)$ примет вид, показанный на Рис. 3-12, б пунктирной линией. Большой наклон пунктирной кривой отражает увеличение эмиттерного тока I_{32} по сравнению с I_{31} , а следовательно, и коллекторного тока. В данном случае изменение тока коллектора при проявлении эффекта модуляции базы наблюдается не только за счет изменения коэффициента α , но и за счет обратной связи, влияющей на ток эмиттера.

Некоторое возрастание тока I_k на выходных характеристиках при повышении напряжения $U_{кб}$ вследствие увеличения коэффициента α за счет эффекта модуляции базы (Рис. 3-12, а) характеризуется дифференциальным сопротивлением коллекторного перехода

$$r_{к(б)} = dU_{кб} / dI_k \Big| I_3 = \text{const},$$

которое может быть найдено из коллекторных характеристик как отношение приращений напряжения и тока. Для маломощных транзисторов величина $r_{к(б)}$ составляет 0,5—1 МОм.

При $I_3 = 0$ зависимость $I_k = F(U_{кб})$ представляет собой обратную ветвь вольт-амперной характеристики коллекторного p - n -перехода. Обратный ток коллекторного перехода определяет составляющую $I_{к0}$ в коллекторном токе транзистора.

В области II выходные характеристики практически линейны и сопротивление $r_{к(б)}$ можно принять неизменным. Тогда для этой области зависимость $I_k = F(U_{кб})$ можно представить в аналитической форме:

$$I_k = \alpha I_3 + U_{кб} / r_{к(б)} + I_{к0} \quad (3.17)$$

и тем самым уточнить соотношение (3.16), полученное без учета эффекта модуляции базы.

Наличие составляющей $I_{к0}$ в выражении (3.17) является одной из главных причин температурной зависимости выходных (коллекторных) характеристик транзистора. Влияние температуры приводит к изменению тока

$I_{к0}$ и смещению характеристик вверх при повышении температуры (пунктирные кривые на Рис. 3-12, *а*) и вниз при ее снижении. Такое же воздействие на коллекторные характеристики (в меньшей степени) оказывает и зависимость от температуры коэффициента α . Это обусловлено тем, что в рабочем диапазоне температур наблюдается некоторое увеличение коэффициента α с ростом температуры.

Коллекторные характеристики можно считать эквидистантными в небольшой области изменения тока I_3 . При этом равным приращением тока I_3 соответствуют примерно равные приращения тока I_k (Рис. 3-12, *а*). В большом диапазоне изменения эмиттерного тока характеристики нельзя считать эквидистантными в силу их более густого расположения при малых и больших токах I_3 и более редкого — при промежуточных значениях. Причиной этого является зависимость коэффициента α от тока эмиттера в виде кривой с максимумом при некотором токе I_3 (Рис. 3-12, *в*). Увеличение коэффициента α и достижение им максимального значения с возрастанием эмиттерного тока объясняется относительным уменьшением числа актов рекомбинаций дырок в базе с ростом количества входящих в нее дырок, т.е. повышением коэффициента переноса δ при увеличении тока I_3 . После достижения максимума последующее уменьшение коэффициента передачи тока α обуславливается уменьшением коэффициента инжекции γ с ростом тока I_3 . Для маломощных транзисторов максимуму коэффициента α соответствует ток эмиттера, равный 0,8—3 мА.

Для транзистора существует предел повышения коллекторного напряжения ввиду возможного электрического пробоя коллекторного перехода (область III на Рис. 3-12, *а*), который может перейти в тепловой пробой. Величина допустимого напряжения $U_{кб}$ указывается в справочниках.

Входные характеристики транзистора в схеме ОБ (Рис. 3-13) представляют собой зависимость

$$I_3 = F(U_{3б})U_{кб} = \text{const}$$

и по виду близки к прямой ветви вольт-амперной характеристики p - n -перехода (диода).

Входная характеристика, снятая при большом напряжении $U_{кб}$, располагается левее и выше. Это обусловливается эффектом модуляции базы, приводящим к повышению градиента концентрации дырок в базе и увеличению тока I_3 . Указанное явление было рассмотрено ранее.

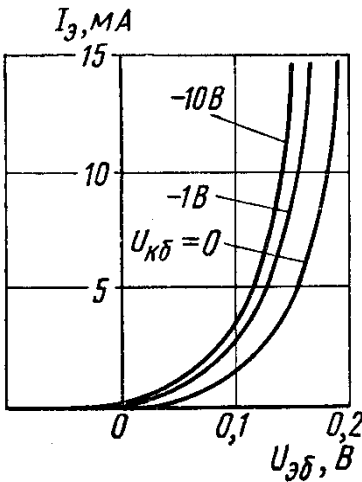


Рис. 3-13. Входные характеристики транзистора, включенного по схеме ОБ.

Выходные характеристики транзистора в схеме ОЭ определяют зависимость коллекторного тока

$$I_k = F(U_{кэ}) \text{ при } I_6 = \text{const}$$

(Рис. 3-15, а). Как и для схемы ОБ, здесь можно выделить три характерные области: I — начальная область, II — относительно слабая зависимость I_k от $U_{кэ}$, III — пробой коллекторного перехода.

Схема ОЭ (Рис. 3-14). В схеме ОЭ вывод эмиттера является общим для входной и выходной цепей транзистора. Напряжения питания $U_{бэ}$, $U_{кэ}$ подаются соответственно между базой и эмиттером, а также между коллектором и эмиттером транзистора. Без учета падения напряжения в базовом слое напряжение $U_{бэ}$ определяет напряжение на эмиттерном переходе. Напряжение на коллекторном переходе находят как разность $U_{кэ} - U_{бэ}$.

Коллекторные характеристики транзистора в схеме ОЭ отличаются от соответствующих характеристик в схеме ОБ. В частности, они начинаются из начала координат и участок I располагается в первом квадранте. При $U_{кэ} = 0$ напряжение на коллекторном переходе равно $U_{бэ}$, коллекторный переход открыт и инжектирует дырки в базу. Потоки дырок через коллекторный переход (от коллектора и базу и от эмиттера в коллектор) взаимно уравниваются и ток $I_k \approx 0$. По мере повышения напряжения $U_{кэ}$ в области I прямое напряжение на коллекторном переходе снижается, его инжекция уменьшается и ток I_k возрастает.

На границе с областью II прямое напряжение снимается с коллекторного перехода и в области II на переходе действует обратное напряжение. Точке перехода от области I к области II соответствует напряжение $U_{кэ}$ порядка 0,5—1,5 В.

Отличие характеристик для схемы ОЭ в области II покажем, выразив в (3.) ток I_3 через I_b и ток I_k в соответствии с формулой (3.). После замены $U_{кб}$ на $U_{кэ}$ получаем коллекторные характеристики транзистора в схеме ОЭ, записанные в аналитической форме:

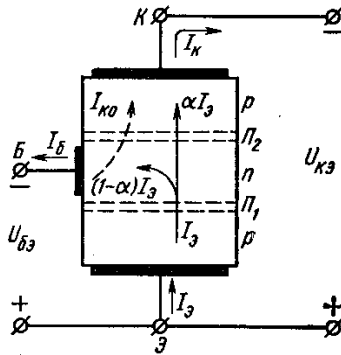


Рис. 3-14. Схема включения транзистора с общим эмиттером (схема ОЭ).

$$\begin{aligned}
 I_{\kappa} &= \frac{\alpha}{1-\alpha} I_{\delta} + \frac{U_{\kappa}}{r_{\kappa(\delta)}(1-\alpha)} + \frac{1}{1-\alpha} I_{\kappa 0} = \\
 &= \beta I_{\delta} + \frac{U_{\kappa}}{r_{\kappa(\delta)} / (1+\beta)} + (1+\beta) I_{\kappa 0}
 \end{aligned}
 \tag{3.18},$$

где

$$\beta = I_{\kappa} / I_{\delta} = \alpha / (1 - \alpha)$$

— коэффициент передачи тока в схеме ОЭ.

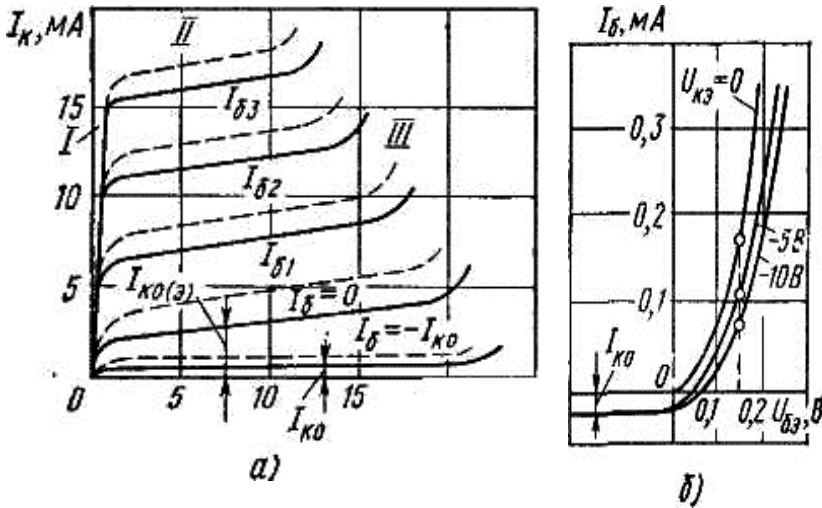


Рис. 3-15. Выходные (а) и входные (б) характеристики транзистора, включенного по схеме ОЭ.

Коэффициент β показывает связь тока коллектора с входным током I_{δ} . Если для транзисторов коэффициент $\alpha = 0,9 \div 0,99$, то коэффициент $\beta = 9 \div 99$. Иными словами, транзистор в схеме ОЭ дает усиление по току. Это является важнейшим преимуществом включения транзистора по схеме ОЭ, чем, в частности, определяется

более широкое практическое применение этой схемы включения по сравнению со схемой ОБ.

Выражение (3.18), можно переписать в виде

$$I_k = \beta I_6 + U_{кз} / r_{к(з)} + I_{к0(з)}, \quad (3.18 a)$$

где:

$$r_{к(з)} = r_{к(б)} / (1 + \beta), I_{к0(з)} = (1 + \beta)I_{к0(б)}.$$

Так же как и в схеме ОБ, коллекторные характеристики имеют некоторый наклон к оси абсцисс (Рис. 3-15, *a*), вызванный эффектом модуляции базы. Однако этот наклон в схеме ОЭ больше, чем в схеме ОБ, так как малые изменения коэффициента α под действием изменения напряжения на коллекторном переходе дают значительные изменения коэффициента $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$. Указанное явление учитывается вторым слагаемым в правой части уравнения (3.18), *a*). Дифференциальное сопротивление $r_{к(з)}$ коллекторного перехода в схеме ОЭ в $1 + \beta$ раз меньше дифференциального сопротивления $r_{к(б)}$ в схеме ОБ и составляет 30—40 кОм.

Из принципа действия транзистора известно, что через вывод базы протекают во встречном направлении две составляющие тока (см. Рис. 3-14): обратный ток коллекторного перехода $I_{к0}$ и часть тока эмиттера $(1 - \alpha)I_3$. В связи с этим нулевое значение тока базы ($I_6 = 0$) определяется равенством указанных составляющих токов, т.е. $(1 - \alpha)I_3 = I_{к0}$. Нулевому входному току соответствуют ток эмиттера

$$I_3 = I_{к0} / (1 - \alpha) = (1 + \beta)I_{к0}$$

и ток коллектора

$$I_k = \alpha I_{\text{э}} + I_{k0} = \alpha I_{k0} / (1 - \alpha) + I_{k0} = (1 + \beta) I_{k0}.$$

Иными словами, при нулевом токе базы через транзистор в схеме ОЭ протекает ток, называемый начальным или сквозным током $I_{k0(\text{э})}$ и равным $(1 + \beta)I_{k0}$.

Этим обуславливается наличие третьей составляющей тока I_k в выражениях (3.18)) и (3.18), а). Таким образом, ток коллектора при входном токе, равном нулю, в схеме ОЭ в $1 + \beta$ раз больше, чем в схеме ОБ.

Если же эмиттерный переход перевести в непроводящее состояние, т.е. подать напряжение $U_{\text{бэ}} \geq 0$, то ток коллектора снизится до I_{k0} (Рис. 3-15, а) и будет определяться обратным (тепловым) током коллекторного перехода, протекающим по цепи база — коллектор. Область характеристик, лежащая ниже характеристики, соответствующей $I_{\text{б}} = 0$, называют областью отсечки.

Коллекторные характеристики в схеме ОЭ, так же как и в схеме ОБ, подвержены температурным смещениям. Однако температурные воздействия здесь проявляются сильнее, чем в схеме ОБ. Это обусловлено, во-первых, наличием множителя $1 + \beta$ перед I_{k0} в формуле (3.18)) и, во-вторых, более сильными температурными изменениями коэффициента

$$\beta = \alpha / (1 - \alpha)$$

при относительно малых температурных изменениях коэффициента α .

Более резко здесь выражена и неэквидистантность характеристик, так как зависимость коэффициента α от тока эмиттера (коллектора) сильно сказывается на зависимости коэффициента β от тока $I_{\text{э}}(I_k)$.

Необходимо указать и на тот факт, что в схеме ОЭ пробой коллекторного перехода наступает при коллекторном напряжении в 1,5—2 раза меньшем, чем в схеме ОБ.

Входные (базовые) характеристики транзистора отражают зависимость тока базы от напряжения база — эмиттер при фиксированном напряжении коллектор — эмиттер (Рис. 3-15, б).

:

$$I_b = F(U_{бэ})U_{кэ} = \text{const}$$

При $U_{кэ} = 0$ входная характеристика соответствует прямой ветви вольт-амперной характеристики двух $p-n$ -переходов (эмиттерного и коллекторного), включенных параллельно. Ток базы при этом равен сумме токов эмиттера и коллектора, работающего в режиме эмиттера.

При $U_{кэ} < 0$ ток базы составляет малую часть тока эмиттера. При определенной величине $U_{бэ}$ подача напряжения $U_{кэ} < 0$ вызывает уменьшение тока I_b , т.е. смещение вниз характеристик относительно кривой со значением $U_{кэ} = 0$. Дальнейшее увеличение абсолютной величины $U_{кэ}$ также смещает характеристики к оси абсцисс вследствие уменьшения тока I_b из-за эффекта модуляции базы.

В токе I_b присутствует составляющая $I_{к0}$. Поэтому при $U_{кэ} < 0$ входные характеристики исходят из точки с отрицательным значением тока базы, равным $I_{к0}$.

Униполярные (полевые) транзисторы

К классу униполярных относят транзисторы, принцип действия которых основан на использовании носителей заряда только одного знака (электронов или дырок). Управление током в униполярных транзисторах осуществляется изменением проводимости канала, через который протекает ток транзистора под воздействием электрического поля. Вследствие этого униполярные транзисторы называют также полевыми.

По способу создания канала различают полевые транзисторы с $p-n$ -переходом, встроенным каналом и индуцированным каналом. Последние два типа относят к разновидностям МДП-транзисторов.

Повышенный интерес к этим приборам обусловлен их высокой технологичностью, хорошей воспроизводимостью требуемых параметров, а также меньшей стоимостью по сравнению с биполярными транзисторами. Из электрических параметров полевые транзисторы отличает их высокое входное сопротивление.

Транзисторы с управляющим *p-n*-переходом

Анализ работы полевого транзистора с *p-n*-переходом проведем на его модели, показанной на Рис. 3-16, *а*. В приведенной конструкции канал протекания тока транзистора представляет собой слой полупроводника *n*-типа, заключенный между двумя *p-n*-переходами. Канал имеет контакты с внешними электродами прибора. Электрод, от которого начинают движение носители заряда (в данном случае электроны), называют истоком, а электрод, к которому они движутся, — стоком. Полупроводниковые слои *p*-типа, образующие с *n*-слоем два *p-n*-перехода, созданы с более высокой концентрацией примеси, чем *n*-слой. Оба *p*-слоя электрически связаны между собой и имеют общий внешний электрод, называемый затвором. Подобную конструкцию имеют и полевые транзисторы с каналом *p*-типа.

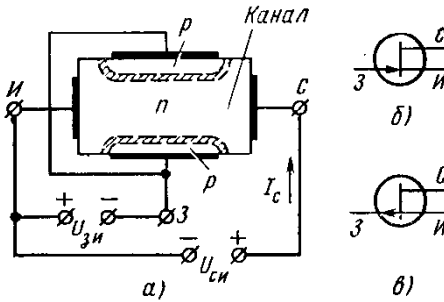


Рис. 3-16. Конструкция полевого транзистора с *p-n*-переходом (*а*); условные обозначения полевого транзистора с *p-n*-переходом и каналом *n*-типа (*б*); с *p-n*-переходом и каналом *p*-типа (*в*).

Полярность внешних напряжений, подводимых к транзистору, показана на Рис. 3-16, *а*. Управляющее (входное) напряжение подается между затвором и истоком. Напряжение $U_{зи}$ является обратным для обоих *n-p*-переходов. В выходную цепь, в которую входит канал транзистора, включается напряжение $U_{си}$ положительным

положком к стоку.

Управляющие свойства транзистора объясняются тем, что при изменении напряжения $U_{зи}$ изменяется ширина его p - n -переходов, представляющих собой участки полупроводника, обедненные носителями заряда. Поскольку p -слой имеет большую концентрацию примеси, чем n -слой, изменение ширины p - n -переходов происходит в основном за счет более высокоомного n -слоя (эффект модуляции ширины базы). Тем самым изменяются сечение токопроводящего канала и его проводимость, т.е. выходной ток I_c прибора.

Особенностью полевого транзистора является то, что на проводимость канала оказывает влияние как управляющее напряжение $U_{зи}$, так и напряжение $U_{си}$. Влияние подводимых напряжений на проводимость канала иллюстрирует Рис. 3-17, a — $в$, где для простоты не показаны участки n -слоя, расположенные вне p - n -переходов.

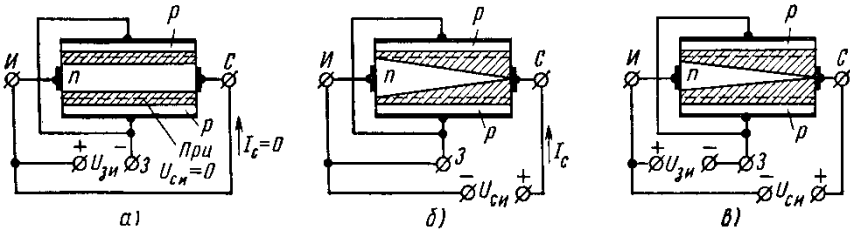


Рис. 3-17. Поведение полевого транзистора с p - n -переходом и каналом n -типа при подключении внешних напряжений: a) $U_{зи} < 0$, $U_{си} = 0$; $б$) $U_{зи} = 0$, $U_{си} > 0$; $в$) $U_{зи} < 0$, $U_{си} > 0$.

На Рис. 3-17, a внешнее напряжение приложено только к входной цепи транзистора. Изменение напряжения $U_{зи}$ приводит к изменению проводимости канала за счет изменения на одинаковую величину его сечения по всей длине канала. Но выходной ток $I_c = 0$, поскольку $U_{си} = 0$.

Рис. 3-17, $б$ иллюстрирует изменение сечения канала при воздействии только напряжения $U_{си}$ ($U_{зи} = 0$). При $U_{си} > 0$ через канал протекает ток I_c , в результате чего создается падение напряжения, возрастающее в направлении стока. Суммарное падение напряжения участка исток — сток равно $U_{си}$. В силу этого

потенциалы точек канала n -типа будут неодинаковыми по его длине, возрастая в направлении стока от нуля до $U_{\text{си}}$. Потенциал же точек p -области относительно истока определяется потенциалом затвора относительно истока и в данном случае равен нулю. В связи с указанным обратное напряжение, приложенное к p - n -переходам, возрастает в направлении от истока к стоку и p - n -переходы расширяются в направлении стока. Данное явление приводит к уменьшению сечения канала от истока к стоку (Рис. 3-17, б). Повышение напряжения $U_{\text{си}}$ вызывает увеличение падения напряжения в канале и уменьшение его сечений, а следовательно, уменьшение проводимости канала. При некотором напряжении $U_{\text{си}}$ происходит сужение канала, при котором границы обоих p - n -переходов смыкаются (Рис. 3-17, б) и сопротивление канала становится высоким. На Рис. 3-17, в отражено результирующее влияние на канал обоих напряжений $U_{\text{зи}}$ и $U_{\text{си}}$. Канал показан для случая смыкания p - n -переходов.

Рассмотрим вольт-амперные характеристики полевых транзисторов с n - p -переходом. Для этих транзисторов представляют интерес два вида вольт-амперных характеристик: стоковые и стоко-затворные.

Стоковые (выходные) характеристики полевого транзистора с p - n -переходом и каналом n -типа показаны на Рис. 3-18. Они отражают зависимость тока стока от напряжения сток — исток при фиксированном напряжении затвор — исток

$$I_c = F(U_{\text{си}}) U_{\text{зи}} = \text{const}$$

и представляются в виде семейства кривых. На каждой из этих кривых можно выделить три характерные области: I — сильная зависимость тока I_c от напряжения $U_{\text{си}}$ (начальная область); II — слабая зависимость тока I_c от напряжения $U_{\text{си}}$; III — пробой p - n -перехода.

По мере увеличения напряжения $U_{\text{си}}$ (участок а—б) сужение токопроводящего канала оказывает все более существенное влияние

на его проводимость, что приводит к уменьшению крутизны нарастания тока. При подходе к границе с участком II (точка b) сечение токопроводящего канала уменьшается до минимума в результате смыкания обоих p - n -переходов. Дальнейшее повышение напряжения на стоке не должно приводить к увеличению тока через прибор, так как одновременно с ростом напряжения $U_{си}$ будет увеличиваться сопротивление канала.

Некоторое увеличение тока I_c на экспериментальных кривых объясняется наличием различного рода утечек и влиянием сильного электрического поля в p - n -переходах, прилегающих к каналу.

Участок III резкого увеличения тока I_c характеризуется лавинным пробоем области p - n -переходов вблизи стока по цепи сток — затвор. Напряжение пробоя соответствует точке b .

Приложение к затвору обратного напряжения вызывает сужение канала (см. Рис. 3-17, a) и уменьшение его исходной проводимости. Поэтому начальные участки кривых, соответствующих большим напряжениям на затворе, имеют меньшую крутизну нарастания тока). Ввиду, наличия напряжения $U_{зи}$ перекрытие канала объемным зарядом p - n -переходов (см. Рис. 3-17, b) происходит при меньшем напряжении и границе участков I и II будут соответствовать меньшие напряжения сток — исток. Напряжениям перекрытия канала соответствуют абсциссы точек пересечения стоковых характеристик с пунктирной кривой, показанной на Рис. 3-18. При меньших напряжениях наступает и режим пробоя транзистора по цепи сток — затвор.

Важным параметром полевого транзистора является напряжение на затворе, при котором ток стока близок к нулю. Оно соответствует напряжению запирающего прибора по цепи затвора и называется напряжением запирающего или отсечки $U_{зи}$. Числовое значение $U_{зи0}$ равно напряжению $U_{си}$ в точке b вольт-амперной характеристики при $U_{зи} = 0$.

Поскольку управление выходным током полевых транзисторов производится напряжением входной цепи, для них

представляет интерес так называемая переходная или стоко-затворная вольт-амперная характеристика. Стоко-затворная характеристика полевого транзистора показывает зависимость тока стока от напряжения затвор — исток при фиксированном напряжении сток — исток:

$$I_c = F(U_{зи})U_{си} = \text{const}$$

(Рис. 3-19). Стоко-затворная характеристика связана с выходными характеристиками полевого транзистора и может быть построена по ним.

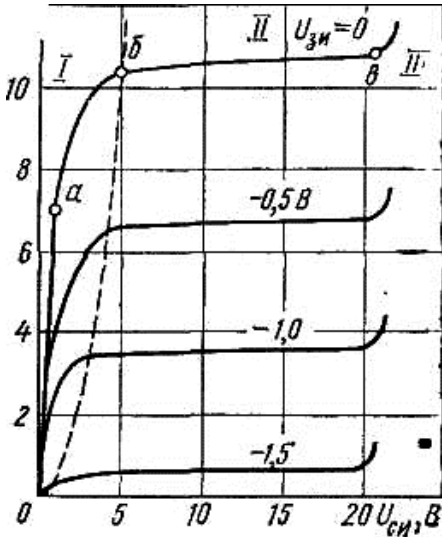


Рис. 3-18. Семейство стоковых (выходных) характеристик полевого транзистора с *p-n*-переходом и каналом *n*-типа

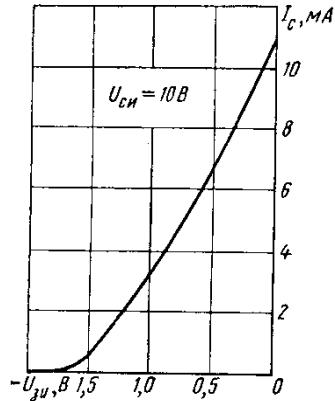


Рис. 3-19. Стоко-затворная характеристика полевого транзистора с *p-n*-переходом и каналом *n*-типа.

Основными параметрами полевого транзистора являются: максимальный ток стока $I_{c\text{max}}$, максимальное напряжение стока $U_{c\text{max}}$, напряжение отсечки $U_{зи0}$, внутреннее сопротивление r_i , крутизна S , а

также межэлектродные емкости затвор — исток $C_{зи}$, затвор — сток $C_{зс}$ и сток — исток $C_{си}$.

Максимальное значение тока стока $I_{с\text{ max}}$ соответствует его значению в точке σ на выходных характеристиках (при $U_{зи} = 0$). Максимальное значение напряжения сток — исток $U_{с\text{imax}}$ выбирают в 1,2—1,5 раза меньше напряжения пробоя участка сток — затвор при $U_{зи} = 0$. Напряжению отсечки $U_{зи0}$ соответствует напряжение на затворе при токе стока, близком к нулю.

Внутреннее сопротивление транзистора

$$r_i = \frac{dU_{си}}{dI_c},$$

при $U_{зи} = \text{const}$ характеризует наклон выходной характеристики на участке II. Крутизна стоко-затворной характеристики

$$S = \frac{dI_c}{dU_{зи}},$$

при $U_{си} = \text{const}$, отражает влияние напряжения затвора на выходной ток транзистора. Крутизну S находят по стоко-затворной характеристике прибора (Рис. 3-19). Входное сопротивление

$$r_{вх} = dU_{зи} / dI_3$$

транзистора определяется сопротивлением p - n -переходов, смещенных в обратном направлении. Входное сопротивление полевых транзисторов с p - n -переходом довольно велико, что выгодно отличает их от биполярных транзисторов. Межэлектродные емкости $C_{зи}$ и $C_{зс}$ связаны главным образом с наличием в приборе p - n -переходов (см. Рис. 3-16), примыкающих соответственно к истоку и стоку.

Полевые транзисторы с p - n -переходом выпускаются на токи I_c до 50 мА и напряжения до 50 В. Приведем типичные значения параметров этих транзисторов: $U_{зи0} = 0,8 \div 10$ В, $r_i = 0,02 \div 0,5$ МОм, $S = 0,3 \div 7$ мА/В, $r_{вх} = 10^8 - 10^9$ Ом, $C_{зи} = C_{си} = 6 \div 20$ пФ, $C_{зс} = 2 \div 8$ пФ.

Влияние температуры на характеристики и параметры рассматриваемого класса транзисторов обуславливается температурными зависимостями контактной разности потенциалов ϕ_0 и подвижности носителей заряда (электронов или дырок).

Величина ϕ_0 фактически является одной из составляющих напряжения обратносмещенных p - n -переходов. Изменение ϕ_0 в зависимости от температуры приводит к изменению напряжения на переходах и их ширины, а следовательно, к изменению сечения токопроводящего канала и его проводимости.

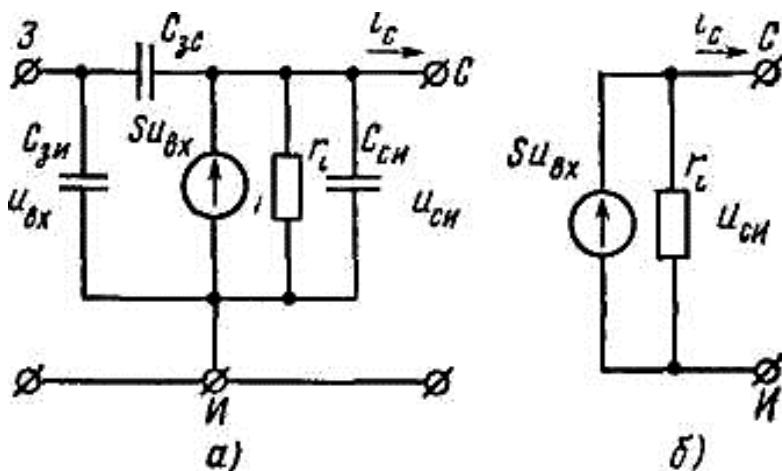


Рис. 3-20. Схема замещения полевого транзистора с p - n -переходом в области высоких (а) и низких (б) частот.

С ростом температуры контактная разность потенциалов ϕ_0 уменьшается, что сказывается на увеличении сечения канала и повышении его проводимости. Вследствие уменьшения подвижности носителей заряда проводимость канала уменьшается с повышением температуры.

Влияние температуры на характеристики и параметры полевого транзистора оказывается достаточно сложным и по-разному проявляется в конкретных типах приборов этого класса. Температурные зависимости характеристик и параметров транзисторов приводятся в справочниках.

Схема замещения полевого транзистора с p - n -переходом показана на Рис. 3-20, *а*. Она характеризует работу транзистора на участке II выходных характеристик для переменных составляющих тока и напряжения. При ее построении были использованы следующие соображения. Ток прибора на участке II определяется напряжением на затворе (входе) и крутизной, в связи с чем в выходную цепь схемы замещения введен источник тока $Su_{вх}$. Параллельно источнику тока включено сопротивление r_b , учитывающее влияние напряжения стока на ток прибора. Величины $C_{зи}$, $C_{зс}$, $C_{си}$ отражают влияние межэлектродных емкостей на работу транзистора в области высоких частот. Для области низких частот схема замещения полевого транзистора принимает вид, показанный на Рис. 3-20, *б*.

МДП-транзисторы

В отличие от полевых транзисторов с p - n -переходом, в которых затвор имеет непосредственный электрический контакт с близлежащей областью токопроводящего канала, в МДП-транзисторах затвор изолирован от указанной области слоем диэлектрика. По этой причине МДП-транзисторы относят к классу полевых транзисторов с изолированным затвором.

МДП-транзисторы (структура металл — диэлектрик — полупроводник) выполняют из кремния. В качестве диэлектрика используют окисел кремния SiO_2 . Отсюда другое название этих транзисторов — МОП-транзисторы (структура металл — окисел — полупроводник). Наличие диэлектрика обеспечивает высокое входное сопротивление рассматриваемых транзисторов (10^{12} — 10^{14} Ом).

Принцип действия МДП-транзисторов основан на эффекте изменения проводимости приповерхностного слоя полупроводника

на границе с диэлектриком под воздействием поперечного электрического поля. Приповерхностный слой полупроводника является токопроводящим каналом этих транзисторов. МДП-транзисторы выполняют двух типов — со встроенным и с индуцированным каналом.

МДП-транзисторы представляют собой в общем случае четырех- электродный прибор. Четвертым электродом (подложкой), выполняющим вспомогательную функцию, является вывод от подложки исходной полупроводниковой пластины. МДП-транзисторы могут быть как с каналом n - или p -типа. Условные обозначения МДП-транзисторов показаны на Рис. 3-21, $a—e$.

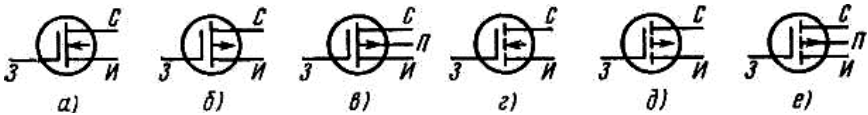


Рис. 3-21. Условные обозначения МДП-транзисторов со встроенным каналом n -типа (a), p -типа ($б$) и выводом от подложки ($в$); с индуцированным каналом n -типа ($г$), p -типа ($д$) и выводом от подложки ($е$).

Рассмотрим особенности МДП-транзисторов со встроенным каналом. Конструкция такого транзистора с каналом n -типа показана на Рис. 3-22, a . В исходной пластине кремния p -типа с помощью диффузионной технологии созданы области истока, стока и канала n -типа. Слой окисла SiO_2 выполняет функции защиты поверхности, близлежащей к истоку и стоку, а также изоляции затвора от канала. Вывод подложки (если он имеется) иногда присоединяют к истоку.

Стоковые (выходные) характеристики полевого транзистора со встроенным каналом n -типа для случая соединения подложки с истоком показаны на Рис. 3-22, $б$. По виду эти характеристики близки к характеристикам полевого транзистора с p - n -переходом. Рассмотрим характеристику при $U_{зи} = 0$, что соответствует соединению затвора с истоком. Внешнее напряжение

приложено к участку исток — сток положительным полюсом к стоку. Поскольку $U_{зи} = 0$, через прибор протекает ток, определяемый исходной проводимостью канала. На начальном участке $0—a$, когда падение напряжения в канале мало, зависимость $I_c(U_{си})$ близка к линейной. По мере приближения к точке $б$ падение напряжения в канале приводит ко все более существенному влиянию его сужения (пунктир на Рис. 3-22, а) на проводимость канала, что уменьшает крутизну нарастания тока на участке $а—б$. После точки $б$ токопроводящий канал сужается до минимума, что вызывает ограничение нарастания тока и появление на характеристике пологого участка II.

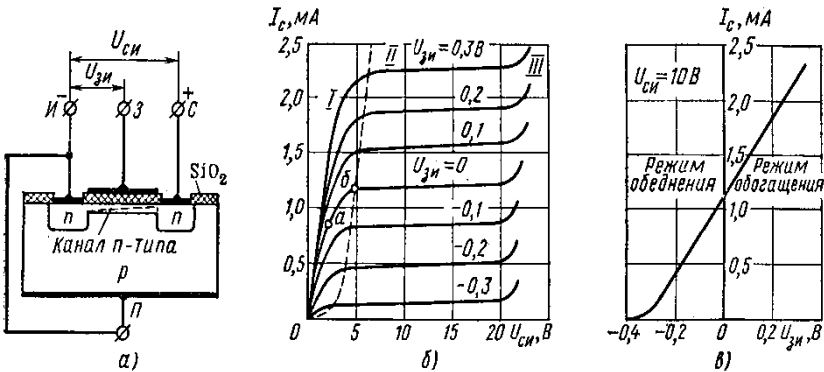


Рис. 3-22. Конструкция МДП-транзистора со встроенным каналом n -типа (а); стоко-затворная характеристика (б); стоко-затворная характеристика (в).

Покажем влияние напряжения затвор — исток на ход стоковых характеристик.

В случае приложения к затвору напряжения ($U_{зи} < 0$) поле затвора оказывает отталкивающее действие на электроны — носители заряда в канале, что приводит к уменьшению их концентрации в канале и проводимости канала. Вследствие этого

стоковые характеристики при $U_{зи} < 0$ располагаются ниже кривой, соответствующей $U_{зи} = 0$. Режим работы транзистора ($U_{зи} < 0$), при котором происходит уменьшение концентрации заряда в канале, называют режимом обеднения.

При подаче на затвор напряжения $U_{зи} > 0$ поле затвора притягивает электроны в канал из p -слоя полупроводниковой пластины. Концентрация носителей заряда в канале увеличивается, что соответствует режиму обогащения канала носителями. Проводимость канала возрастает, ток I_c увеличивается. Стоковые характеристики при $U_{зи} > 0$ располагаются выше исходной кривой ($U_{зи} = 0$).

Для транзистора имеется предел повышения напряжения $U_{сз}$ ввиду наступления пробоя прилежащего к стоку участка сток — затвор. На стоковых характеристиках пробоем соответствует достижение некоторой величины $U_{си·пр}$. В случае $U_{зи} < 0$ напряжение $U_{сз}$ увеличивается, в связи с чем при $U_{зи} < 0$ пробой наступает при меньшем напряжении $U_{си}$.

Примерный вид стоко-затворной характеристики транзистора со встроенным каналом иллюстрирует Рис. 3-22, в. Ее отличие от стоко-затворной характеристики транзистора с p - n -переходом (см. Рис. 3-23) обусловлено возможностью работы прибора как при $U_{зи} < 0$ (режим обеднения), так и при $U_{зи} > 0$ (режим обогащения).

Конструкция МДП-транзистора с индуцированным каналом n -типа показана на Рис. 3-23, с. Канал проводимости тока здесь специально не создается, а образуется (индуцируется) благодаря притоку электронов из полупроводниковой пластины в случае приложения к затвору напряжения положительной полярности относительно истока.

За счет притока электронов в приповерхностном слое происходит изменение электропроводности полупроводника, т.е. индуцируется токопроводящий канал n -типа, соединяющий области стока и истока. Проводимость канала возрастает с повышением приложенного к затвору напряжения положительной полярности.

Таким образом, транзистор с индуцированным каналом работает только в режиме обогащения.

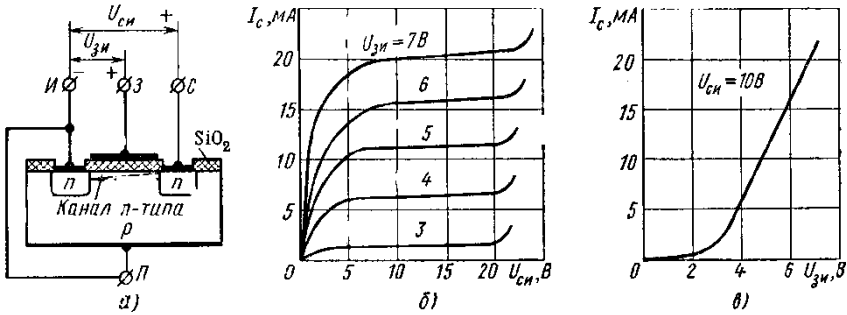


Рис. 3-23. Конструкция МДП-транзистора с индуцированным каналом p -типа (а); семейство его стоковых характеристик (б).

Стоковые (выходные) характеристики полевого транзистора с индуцированным каналом n -типа приведены на Рис. 3-23, б. Они близки по виду аналогичным характеристикам транзистора со встроенным каналом и имеют тот же характер зависимости

$$I_c = F(U_{си}).$$

Отличие заключается в том, что управление током транзистора осуществляется напряжением одной полярности, совпадающей с полярностью напряжения $U_{си}$. Ток I_c равен нулю при $U_{зи} = 0$, в то время как в транзисторе со встроенным каналом для этого необходимо изменить полярность напряжения на затворе относительно истока. Вид стоко-затворной характеристики транзистора с индуцированным каналом показан на Рис. 3-23, в.

МДП-транзисторы обоих типов выпускаются на тот же диапазон токов и напряжений, что и транзисторы с p - n -переходом.

Примерно такой же порядок величин имеют крутизна S и внутреннее сопротивление r_i . Что касается входного сопротивления и межэлектродных емкостей, то МДП-транзисторы имеют лучшие показатели, чем транзисторы с p - n -переходом. Как указывалось, входное сопротивление у них составляет 10^{12} — 10^{14} Ом. Значение межэлектродных емкостей не превышает: для $C_{зи}$, $C_{си}$ — 10 пФ, для $C_{зс}$ — 2 пФ. Схема замещения МДП-транзисторов аналогична схеме замещения полевых транзисторов с p - n -переходом (см. Рис. 3-20).

МДП-транзисторы широко применяются в интегральном исполнении. Микросхемы на МДП-транзисторах обладают хорошей технологичностью, низкой стоимостью, способностью работы при более высоком напряжении питания, чем микросхемы на биполярных транзисторах.

Устройство и принцип работы динистора, тиристора, симистора и фототиристора

Тиристор — это четырехслойный полупроводниковый прибор, обладающий двумя устойчивыми состояниями: состоянием низкой проводимости (тиристор закрыт) и состоянием высокой проводимости (тиристор открыт). Перевод тиристора из закрытого состояния в открытое в электрической цепи осуществляется внешним воздействием на прибор. К числу факторов, наиболее широко используемых для отпирания тиристора, относится воздействие напряжением (током) или светом (фототиристоры).

Основными типами являются диодные (Рис. 3-24, *а*) и триодные (Рис. 3-24, *б—г*) тиристоры. В диодных тиристорах (динисторах) переход прибора из закрытого состояния в открытое связан с тем, что напряжение между анодом и катодом достигает некоторой граничной величины, являющейся параметром прибора. В триодных тиристорах управление состоянием прибора производится по цепи третьего — управляющего электрода. По цепи управляющего электрода при этом могут выполняться либо одна, либо две операции изменения состояния тиристора. В

зависимости от этого различают одно- и двухоперационные тиристоры.

В однооперационных тиристорах (3-24, б) по цепи управляющего электрода осуществимо только отпирание тиристора. С этой целью на управляющий электрод подается положительный относительно катода импульс напряжения. Запирание однооперационного тиристора, а также динистора производится по цепи анода изменением полярности напряжения анод — катод. Двухоперационные тиристоры допускают по цепи управляющего электрода как отпирание, так и запирание прибора.

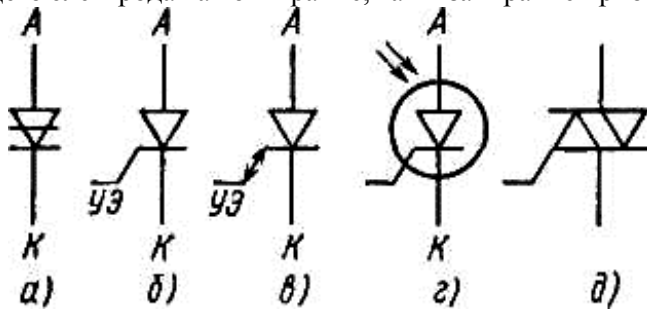


Рис. 3-24. Условные обозначения тиристоров: динистора (а), однооперационного тиристора (б), двухоперационного тиристора (в), фототиристора (г), симистора (д)

Для запирания на управляющий электрод подается отрицательный импульс напряжения. В фототиристорах (Рис. 3-24, г) отпирание прибора производится с помощью светового импульса.

Все перечисленные приборы выполняют функцию бесконтактного ключа, обладающего односторонней проводимостью тока. Прибор, позволяющий проводить ток в обоих направлениях, называют симметричным тиристором (симистором). По своему назначению симистор (Рис. 3-24, д) призван выполнять функции двух обычных тиристоров (Рис. 3-24, б), включенных встречно-параллельно.

Анализ принципа действия указанных типов тиристоров проведем следующим образом. Достаточно подробно рассмотрим

работу однооперационного тиристора (Рис. 3-24, б), как наиболее распространенного, а для других типов покажем их особенности.

Тиристор представляет собой четырехслойную полупроводниковую структуру типа $p-n-p-n$ с тремя $p-n$ -переходами (Рис. 3-25), в которой p_1 -слой выполняет функцию анода, а n_2 -слой — катода. Управляющий электрод связан с p_2 -слоем структуры. Основной материал в производстве тиристорov — кремний. Четырехслойная структура обычно создается по диффузионной технологии. Исходным материалом является кремниевая пластина n -типа толщиной 70—600 мкм (в зависимости от типа тиристора).

Вначале методом диффузии акцепторной примеси с обеих сторон пластины создают транзисторную структуру типа $p_1-n_1-p_2$. Затем после локальной обработки поверхности p_2 -слоя вносят донорную примесь в p_2 -слой для получения четвертого n_2 -слоя.

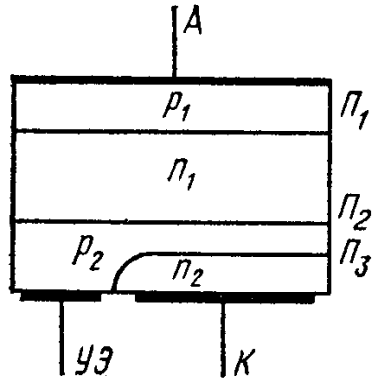


Рис. 3-25. Полупроводниковая структура тиристора

Для удобства изучения процессов, протекающих в тиристоре, представим его в виде структуры, изображенной на Рис. 3-25. Рассмотрение проведем с помощью вольт-амперной характеристики тиристора (Рис. 3-27) при включении внешних напряжений в соответствии с Рис. 3-26.

Рассмотрим обратную ветвь вольт-амперной характеристики тиристора, которая снимается при токе управления $I_y = 0$. Обратному напряжению тиристора ($E < 0, U_{ак} < 0$) соответствует подключение внешнего напряжения отрицательным полюсам к аноду и положительным — к катоду.

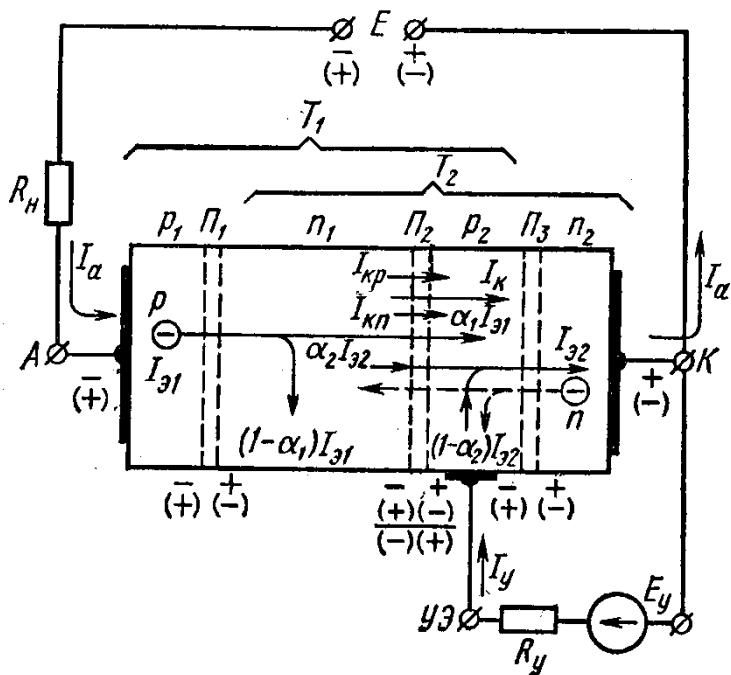


Рис. 3-26. Составляющие токов в тиристор при включении внешних напряжений.

Полярность напряжения на тиристор и его распределение по переходам структуры показаны на Рис. 3-26 без скобок. Приложение обратного напряжения к тиристор вызывает смещение среднего перехода П₂ в прямом направлении, а двух крайних переходов П₁ и П₃ — в обратном. Переход П₂ открыт, и падение напряжения на нем мало.

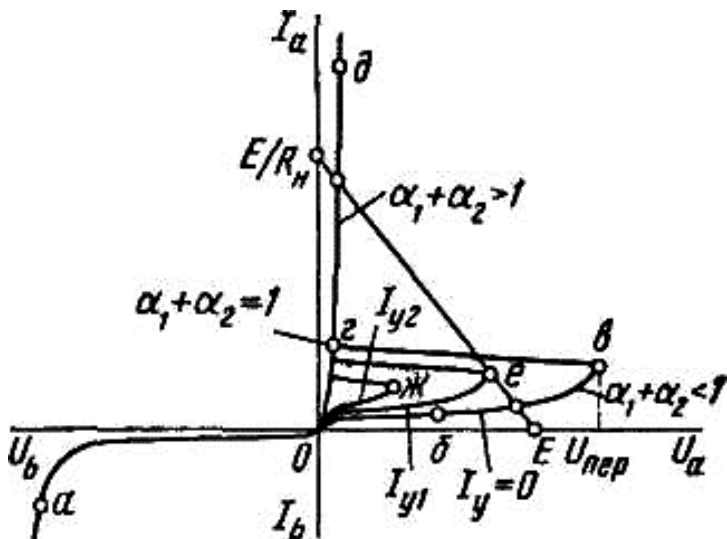


Рис. 3-27. Вольт-амперная характеристика тиристора

Поэтому можно предположить, что обратное напряжение U_b распределяется главным образом по переходам Π_1 и Π_3 . Однако в процессе изготовления тиристора концентрация примеси в p_2 - и n_2 -слоях обеспечивается достаточно высокой по сравнению с концентрацией p_1 - и n -слоях и переход Π_3 получается узким. С приложением обратного напряжения переход Π_3 вступает в режим электрического пробоя при напряжении, существенно меньшем рабочих напряжений U_b .

Обратное напряжение, по существу, прикладывается к переходу Π_1 , т.е. обратная ветвь вольт-амперной характеристики тиристора (Рис. 3-27) представляет собой обратную ветвь вольт-амперной характеристики перехода Π_1 .

Таким образом, способность тиристора выдерживать обратное напряжение возлагается на p - n -переход Π_1 . Проведенный анализ обратной ветви вольт-амперной характеристики диода целиком применим к этому p - n -переходу. В частности, здесь аналогично

решается задача получения лавинной характеристики для защиты тиристора от перенапряжений.

Проанализируем поведение тиристора при подведении к нему напряжения в прямом направлении ($E > 0, U_{ак} > 0$). Полярность внешнего напряжения на тиристоре и переходах структуры показана на Рис. 3-26 в скобках. Крайние переходы Π_1, Π_3 смещаются в прямом направлении, а средний переход Π_2 — в обратном. В связи с этим напряжение на приборе оказывается приложенным практически к переходу Π_2 . Вначале рассмотрим случай отсутствия тока управления ($I_y = 0$). Этот режим, как и предыдущий, справедлив и для диристора.

Анализ процессов в тиристоре при $U_{ак} > 0$ удобно проводить, воспользовавшись так называемой двухтранзисторной аналогией. При наличии на тиристоре напряжения в прямом направлении его можно представить в виде двух транзисторов типов $p-n-p$ и $n-p-n$: транзистора T_1 типа $p_1-n_1-p_2$ и транзистора T_2 типа $n_2-p_2-n_1$ (см. Рис. 3-26). Эмиттерным переходом для первого транзистора является переход Π_1 , для второго транзистора T_2 — переход Π_3 . Переход Π_2 служит общим коллекторным переходом обоих транзисторов. При этом полярность напряжений на переходах соответствует той, которая требуется для работы обоих транзисторов в усилительном режиме: эмиттерные переходы смещены в прямом направлении, а коллекторный — в обратном.

Представив тиристор в виде сочетания транзистора T_1 с коэффициентом передачи тока α_1 и током эмиттера I_{s1} и транзистора T_2 с коэффициентом передачи тока α_2 и током эмиттера I_{s2} , нетрудно показать составляющие тока в приборе (см. Рис. 3-26). Составляющая $(1 - \alpha_1)I_{s1}$ — это ток базы транзистора T_1 , составляющая $\alpha_1 I_{s1}$ — ток коллектора этого транзистора. Токи транзистора T_1 обусловлены главным образом движением дырок через n_1 -базу. В транзисторе T_2 ток переносится в основном электронами (пунктирные стрелки на Рис. 3-26). Его составляющие (показаны на Рис. 3-26 в сплошными линиями) представляют собой: $(1 - \alpha_2)I_{s2}$ — ток базы, $\alpha_2 I_{s2}$ — ток коллектора. Поскольку коллекторный переход смещен в обратном направлении, через него

протекают также составляющие, обусловленные неосновными носителями заряда: дырки n_1 -области создают ток $I_{кР}$, электроны p_2 -области — ток $I_{кп}$. Токи $I_{кР}$ и $I_{кп}$ образуют суммарный ток $I_к$ (см. Рис. 3-26).

Одним из факторов, влияющих на прямую ветвь вольт-амперной характеристики тиристора, является зависимость коэффициентов α_1 и α_2 от тока (Рис. 3-28). Большее значение коэффициента α_2 по сравнению с α_1 объясняется меньшей толщиной p_2 -базы по сравнению с n_1 -базой (см. Рис. 3-26). В связи с этим n_1 -базу часто называют толстой, а p_2 -базу — тонкой. Требуемая зависимость коэффициентов α от тока создается в процессе изготовления приборов. Так, например, широко применяется шунтирование перехода P_3 , что приводит к уменьшению эффективности эмиттера транзистора T_2 и коэффициента α_2 в области малых токов.

После выяснения составляющих токов тиристора и установления зависимости коэффициентов α от тока можно рассмотреть прямую ветвь вольт-амперной характеристики прибора (Рис. 3-27). На начальном участке $0—б$, соответствующем малым значениям прямого напряжения U_a , ток I_a мал. Коэффициенты α_1 и α_2 близки к нулю. Близки к нулю также составляющие токов $\alpha_1 I_{s1}$ и $\alpha_2 I_{s2}$ перехода P_2 .

Ток через переход P_2 , а следовательно, и ток через тиристор I_a будет равен току $I_к$, т.е. в данном случае будет определяться обратным (тепловым) током $I_{к0}$ перехода P_2 . Таким образом, *начальный участок $0—б$ прямой ветви вольт-амперной характеристики тиристора представляет собой обратную ветвь вольт-амперной характеристики p - n -перехода P_2 , смещенного в обратном направлении.*

По мере роста анодного напряжения, а следовательно, и напряжения на коллекторном переходе увеличиваются ток $I_к$ и анодный ток через тиристор. Причина возрастания тока $I_к$ связана, как известно, с увеличением тока утечки по поверхности перехода и умножением в нем носителей заряда. Увеличение тока через прибор сопровождается повышением коэффициентов α_1 и α_2 .

С некоторого значения тока I_a необходимо учитывать составляющие токов транзисторов $\alpha_1 I_{\beta 1}$ и $\alpha_2 I_{\beta 2}$, протекающие через коллекторный переход. Вследствие того что повышение напряжения U_a приводит к увеличению тока I_k , а также составляющих $\alpha_1 I_{\beta 1}$, $\alpha_2 I_{\beta 2}$, на вольт-амперной характеристике появляется участок б—в с более сильной зависимостью тока I_a от напряжения U_a .

Ток I_a можно найти, определив ток $I_{п2}$, протекающий через коллекторный переход:

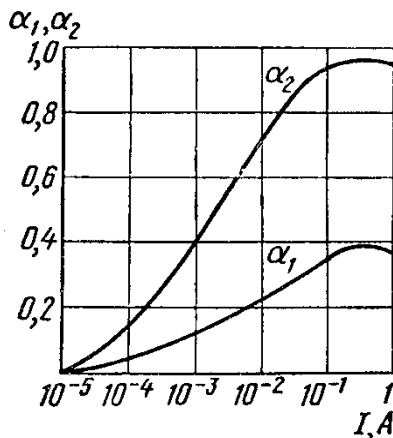


Рис. 3-28. Зависимость коэффициентов α_1 и α_2 от тока

$$I_{п2} = \alpha_1 I_{\beta 1} + \alpha_2 I_{\beta 2} + I_k. \quad (3.19)$$

С учетом того, что в любом сечении прибора при $I_y = 0$ протекает один и тот же ток

$$I_a(I_{п2} = I_{\beta 1} = I_{\beta 2} = I_a).$$

соотношение (3.19) приобретает вид

$$I_{п2} = I_a = (\alpha_1 + \alpha_2) I_a + I_k \quad (3.20)$$

Откуда

$$I_a = \frac{I_k}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (3.21)$$

Выражение (3.) подтверждает наличие участков $0—б$ и $б—в$ на вольт-амперной характеристике тиристора. При малых напряжениях U_a и токе I_a (участок $0—б$) сумма коэффициентов передачи тока $\alpha_1 + \alpha_2 \approx 0$, анодный ток $I_a \approx I_k$. На участке $б—в$ ток I_a возрастает за счет увеличения тока I_k и суммы $\alpha_1 + \alpha_2$ которая, однако, не достигает единицы на этом участке.

Точка $в$ является граничной, в которой создаются условия для отпирания тиристора. Напряжение на приборе в точке $в$ называется напряжением переключения $U_{пер}$.

Рассмотрим более подробно процесс перехода тиристора из закрытого состояния в открытое (участок $в—г$). При этом объясним сущность двух явлений, связанных с отпиранием прибора: 1) *уменьшение напряжения на переходе Π_2 и тиристоре*; 2) *действие внутренней положительной обратной связи* в приборе, благодаря которой процесс имеет скачкообразный характер.

Причиной перехода тиристора из закрытого состояния в открытое является повышение роли составляющих $\alpha_1 I_{\beta 1}$ и $\alpha_2 I_{\beta 2}$ и соответственно их суммы $(\alpha_1 + \alpha_2) I_a$ в токе через переход Π_2 по сравнению с током I_k . По мере приближения к точке $в$ увеличение тока через прибор происходит главным образом за счет составляющих $\alpha_1 I_{\beta 1}$ и $\alpha_2 I_{\beta 2}$, а не за счет увеличения тока $I_k = I_{k0}$, вызываемого повышением напряжения на переходе Π_2 . В точке $в$ роль составляющих $\alpha_1 I_{\beta 1}$ и $\alpha_2 I_{\beta 2}$ и их суммы $(\alpha_1 + \alpha_2) I_a$ столь значительна в балансе составляющих токов (3.), протекающих через переход Π_2 , что дальнейшее увеличение тока I_a возможно лишь за счет уменьшения тока I_k , а следовательно, уменьшения обуславливающего этот ток напряжения на переходе Π_2 и тиристоре U_a (отпирание прибора).

Уменьшение напряжения на переходе объясняется тем, что увеличение составляющих токов $\alpha_1 I_{\beta 1}$ и $\alpha_2 I_{\beta 2}$ через переход Π_2

вызывает увеличение потока электронов в n_1 -базу и дырок в p_2 -базу и соответственно появление в базах избыточных носителей заряда, снижающих потенциальный барьер коллекторного перехода. Одновременно с этим избыточные носители заряда в базах снижают потенциальные барьеры эмиттерных переходов Π_1 и Π_3 , вызывая дополнительную инжекцию носителей заряда. Это приводит к еще большему возрастанию коэффициентов α_1 и α_2 и заполнению носителями зарядов обеих баз тиристора. В приборе действует внутренняя положительная обратная связь, приводящая к лавинообразному развитию процесса его отпирания.

Участок $z-d$ соответствует открытому состоянию тиристора. В точке z напряжение на переходе Π_2 равно нулю, ток $I_k = 0$, сумма коэффициентов $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$. Ток через переход Π_2 равен сумме составляющих $\alpha_1 I_{s1}$ и $\alpha_2 I_{s2}$. Напряжение на приборе U_a в точке z равно сумме напряжений па переходах Π_1 и Π_3 , смещенных в прямом направлении.

При перемещении по кривой от точки z к точке d ток через тиристор возрастает, что увеличивает коэффициенты α_1 и α_2 , а также их сумму ($\alpha_1 + \alpha_2 > 1$). Баланс составляющих токов через коллекторный переход достигается изменением полярности напряжения на переходе Π_2 («переполусовка» коллекторного перехода на Рис. 3-28), вследствие чего ток I_k изменяет направление. Иными словами, коллекторный переход под действием избыточных зарядов — дырок в p_2 -базе и электронов в n_1 базе, создаваемых потоками носителей соответственно первого и второго транзисторов, переводится в проводящее состояние, обеспечивая встречную инжекцию носителей заряда (ток I_k теперь уже не является обратным током коллекторного перехода Π_2).

Таким образом, коллекторный ток I_k играет существенную роль в работе тиристора, обеспечивая баланс составляющих токов через коллекторный переход. Необходимая величина I_k устанавливается благодаря изменению напряжения на коллекторном переходе под действием зарядов, накапливаемых в базах тиристора.

На участке $z-d$ все три p - n -перехода прибора находятся под прямым напряжением смещения. Напряжения на переходах Π_1 , Π_3

противоположны по знаку напряжению на переходе Π_2 . В связи с этим падение напряжения на приборе (0,75—1,5 В) примерно равно падению напряжения на одном переходе (как в диоде). Увеличение падения напряжения на тиристоре при движении по кривой от точки ε к точке δ объясняется повышением напряжения на переходах и ростом падения напряжения в слоях полупроводниковой структуры с увеличением тока.

Рассмотрим поведение тиристора при наличии тока управления ($I_y > 0$). С этой целью получим выражение для его анодного тока. При $I_y > 0$ также справедливо выражение (3.18)), определяющее ток коллекторного перехода по его составляющим. Как и в предыдущем случае, $I_{п2} = I_{с1} = I_a$, но в ток $I_{с2}$ будет входить I_y , поэтому $I_{с2} = I_a + I_y$. С учетом приведенных соотношений решение (3.19)) относительно I_a дает

$$I_a = \frac{I_k + \alpha I_y}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (3.22)$$

В соответствии с выражением (3.22) ток управления приводит к более крутому нарастанию анодного тока. Это связано, во-первых, с наличием в числителе выражения (3.22) составляющей $\alpha_2 I_y$ и, во-вторых, с большим значением коэффициента α_2 вследствие возрастания тока $I_{с2}$ на величину тока управления. Ввиду появления дополнительной составляющей $\alpha_2 I_y$ в токе коллекторного перехода и повышения коэффициента α_2 переключение тиристора из закрытого состояния в открытое происходит при меньшем напряжении на приборе (см. Рис. 3-27). Процесс, связанный с переходом тиристора из закрытого состояния в открытое, происходит при $I_y \neq 0$ подобно рассмотренному. Влияние тока I_y на вольт-амперную характеристику тиристора иллюстрируют участки кривых 0— ε и 0— δ , показанные для двух значений тока управления $I_{y2} > I_{y1}$.

При некотором значении тока управления участок закрытого состояния тиристора на прямой ветви вольт-амперной характеристики исчезает и характеристика приближается к прямой

ветви вольт-амперной характеристики простого p - n -перехода (ветвь $0—z—d$). Наблюдается так называемое спрямление характеристики. Значение тока I_y , при котором происходит спрямление характеристики, определяет ток управления спрямления $I_{y\text{-спр}}$.

Тиристор как ключевой элемент нашел широкое применение в цепях постоянного и переменного токов. Рассмотренный режим работы, когда отпирание прибора следует после достижения на нем напряжения переключения $U_{\text{пер}}$ (переключение по цепи анода), используется лишь в схемах с динисторами.

Для тиристора переключение по цепи анода представляет интерес лишь с точки зрения анализа принципа действия и вольт-амперной характеристики этого прибора. *Практическое применение нашел режим отпирания по управляющему электроду*, т.е. за счет подачи на управляющий электрод отпирающего импульса напряжения. Сущность этого режима отпирания тиристора заключается в следующем.

В исходном состоянии тиристор закрыт, ток управления равен нулю. Напряжение источника питания E меньше напряжения переключения тиристора $U_{\text{пер}}$. При $E > 0$ рабочая точка тиристора расположена на прямой ветви вольт-амперной характеристики $0—в$. Через нагрузку и тиристор (см. Рис. 3-26) протекает малый ток, соответствующий рабочей точке на этой ветви. В требуемый момент времени подают импульс управления E_y , задавая необходимый для отпирания тиристора импульс тока управления, больший тока спрямления. Тиристор открывается, и рабочая точка переходит на ветвь $z—d$. Ток через тиристор и нагрузку находят теперь из соотношения

$$I_a = I_n = (E - U_a) / R_n,$$

где U_a — падение напряжения на тиристоре, определяемое рабочей точкой на ветви $z—d$. Задачу определения токов и напряжений удобно решать графически, построив линию, проходящую через точки с координатами $(0; E/R_n)$ и $(E; 0)$ (см. Рис. 3-27). Координаты

точек пересечения этой линии с вольт-амперной характеристикой определяют ток и напряжение на тиристоре в закрытом и открытом состояниях.

Тиристоры выпускаются на диапазон прямых токов от десятков миллиампер до нескольких сотен ампер и напряжения от десятков вольт до нескольких киловольт.

Тиристоры малой и средней мощности применяются в релейной и коммутационной аппаратуре. Их справочными параметрами по току служат допустимое значение среднего прямого тока (как для маломощных выпрямительных диодов и диодов средней мощности) или максимальный постоянный прямой ток. Параметром по напряжению этих тиристоров является максимально допустимое напряжение, которое определяется по наименьшему из значений прямого ($U_{\text{пер}}$ при $I_y = 0$) и обратного напряжений, соответствующих началу крутого нарастания обратного тока.

Мощные тиристоры используются в системах преобразования электрической энергии. Параметры по току (I_n , $I_{p,n}$, $I_{уд}$) и напряжению (U_p , U_n , $U_{\text{ин}}$) у них те же, что и для мощных диодов. Параметры по напряжению указываются по наименьшему значению прямого и обратного напряжений. Мощные тиристоры выполняют с теплоотводом. Способы теплоотвода здесь те же, что и для мощных диодов. Подобным же образом решаются задачи последовательного и параллельного соединения тиристоров.

Из других наиболее существенных параметров необходимо указать обратный ток тиристора, напряжение и ток цепи управления, соответствующие переходу тиристора из закрытого состояния в открытое. Динамические параметры тиристора характеризуют время перехода тиристора из закрытого состояния в открытое (время включения $t_{вк}$) и время восстановления запирающих свойств (время выключения $t_{в}$).

Восстановление запирающих свойств осуществляется за счет приложения к тиристору обратного напряжения. Величина $t_{в}$ определяет время, в течение которого происходит полное

рассасывание носителей заряда в базовых слоях ранее проводившего тиристора при приложении обратного напряжения, по окончании которого к прибору может быть вновь приложено напряжение в прямом направлении без опасения его самопроизвольного отпирания. Процесс восстановления запирающих свойств происходит за счет двух факторов: протекания обратного тока через тиристор, при котором отводится основная часть носителей заряда, накопленных в базах прибора, и рекомбинации оставшихся носителей заряда. Величины $t_{\text{вк}}$ и $t_{\text{в}}$ определяют частотные свойства тиристора и зависят от его типа. Время $t_{\text{вк}}$ составляет от 1—5 до 30 мкс, а время $t_{\text{в}}$ — от 5—12 до 250 мкс.

Фототиристор (см. Рис. 3-24, з) по принципу действия подобен рассмотренному. Отличие заключается в том, что увеличение числа носителей заряда в тиристоре, необходимое для его отпирания, производится не за счет тока управления, а за счет освещения прибора (p_2 -слоя на Рис. 3-26). С этой целью в корпусе прибора предусматривается специальное окно. Фототиристоры нашли широкое применение в высоковольтных установках преобразования электрической энергии, поскольку они позволяют надежно решать задачу развязки по напряжению выходной цепи прибора и системы управления.

Вольт-амперные характеристики двухоперационного тиристора (Рис. 3-24, в) такие же, как и у однооперационного. В двухоперационных тиристорах запираение осуществляется не изменением полярности напряжения анод — катод, а пропуском через управляющий электрод импульса тока, противоположного по направлению току отпирания. При этом используется свойство внутренней положительной обратной связи, действующей в приборе. При пропуске встречного тока в цепи управляющего электрода ток базы транзистора T_2 уменьшается, что приводит к уменьшению всех составляющих токов тиристора, а следовательно,

к снижению анодного тока и запираению прибора. Двухоперационные тиристоры выпускаются на токи до 10 А.

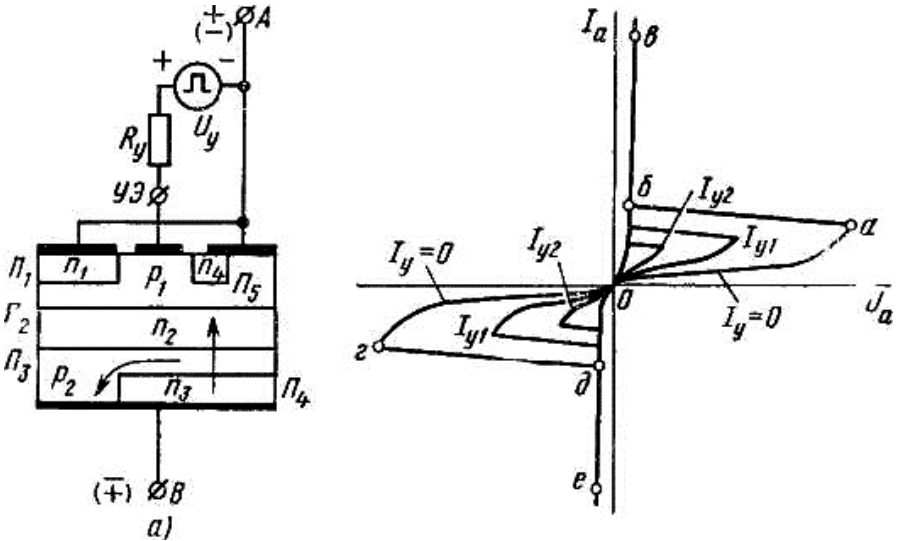


Рис. 3-29. Полупроводниковая структура симистора (а) и его вольт-амперная характеристика (б).

В симметричных тиристорах (симисторах, см. Рис. 3-24, д) с помощью комбинации p - и n -слоев создают полупроводниковую структуру (Рис. 3-29, а), в которой как при одной, так и при другой полярности напряжения выполняются условия, соответствующие прямой ветви вольт-амперной характеристики обычного тиристора. Прибор способен проводить ток в обоих направлениях; его вольт-амперные характеристики приведены на Рис. 3-29, б.

Верхняя часть структуры симистора (Рис. 3-29, а) состоит из слоев n_1 , p_1 и n_4 . Ее крайние слои металлизации электрически объединены и связаны с внешним выводом А прибора. В нижней части структуры слой металлизации, имеющий контакт с внешним выводом В прибора, связывает электрически слои p_2 и n_3 . Вывод от

центральной части p_1 -слоя является управляющим электродом тиристора. Слои с противоположным типом электропроводности образуют в структуре пять p - n -переходов.

Предположим, что тиристор закрыт и к внешнему выводу A относительно вывода B подано напряжение положительной полярности (на Рис. 3-29, a показана без скобок). При этом переходы P_2 , P_4 смещаются в прямом направлении, а переход P_3 — в обратном. Все внешнее напряжение будет приложено к переходу P_3 .

При подаче на управляющий электрод импульса напряжения положительной полярности относительно вывода A переход P_5 смещается в прямом направлении и инжектирует электроны из n_4 -слоя в p_1 -слой. Инжектируемые электроны под действием диффузии проходят p -слой в направлении перехода P_2 . Прямое напряжение на переходе P_2 будет ускоряющим для электронов, которые входят в n_2 -слой. Вошедшие электроны снижают потенциал n_2 -слоя относительно p_1 -слоя, прямое напряжение на переходе P_2 увеличивается, что приводит к инжекции дырок из p_1 -слоя в n_2 -слой. Пройдя под действием диффузии n_2 -слой, дырки попадают в ускоряющее поле перехода P_3 и перебрасываются в p_2 -слой. Диффузионное движение дырок в p_2 -слое в направлении внешнего вывода B возможно лишь по пути огибания перехода P_4 (на Рис. 3-29, a показано стрелкой), так как поле перехода P_4 для дырок будет тормозящим.

В результате протекания дырочного тока через p_2 -слой в нем создается падение напряжения, которое увеличивает прямое смещение перехода P_4 . В свою очередь, увеличиваются инжекция электронов из n_3 -слоя в p_2 -слой и последующий их переход в n_2 -слой во встречном направлении. Появление дополнительного числа электронов в n_2 -слое вызывает еще больший поток дырок в направлении внешнего вывода B .

В приборе действует внутренняя положительная обратная связь, приводящая к лавинообразному процессу нарастания тока через прибор и отпирацию правой половины тиристорной структуры p_1 - n_2 - p_2 - n_3 . Таким образом, в результате подачи импульса управления осуществляется переход тиристора с участка закрытого

состояния 0—а на участок открытого состояния б—в вольт-амперной характеристики Рис. 3-29, б.

При подведении к тиристоры напряжения противоположной полярности поведение прибора определяется структурой левой его части $n_1-p_1-n_2-p_2$, соответствующей обычному тиристоры с внешним напряжением, приложенным в прямом направлении.

Симисторы выпускаются на токи до 160 А и напряжения до 1200 В.

Примеры решения задач

Пример 1. В германиевом p - n -переходе удельная проводимость p -области $\gamma_p = 10^4$ См/м, а удельная проводимость n -области $\gamma_n = 100$ См/м. Подвижность электронов μ_n и дырок μ_p в германии соответственно 0,39 и 0,19 м²/(В·с). Получить выражение, связывающее контактную разность потенциалов с отношением концентраций основных и неосновных носителей заряда в полупроводнике и найти по нему контактную разность потенциалов в переходе при температуре $T = 300$ К. Собственная концентрация носителей заряда при этой температуре в германии $n_i = 2,5 \cdot 10^{19}$ м⁻³.

Решение. Для p -области удельная проводимость γ_p определяется основными носителями заряда, т.е. дырками. Поэтому

$$\gamma_p = e p_p \mu_p,$$

где p_p и μ_p – концентрация и подвижность дырок в p -области. Соответственно

$$p_p = \gamma_p / e \mu_p = 3,29 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}.$$

Аналогично для n -области

$$n_n = \gamma_n / e\mu_n = 1,6 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}.$$

Из закона «действующих масс» получим

$$n_i^2 / n_n = p_n.$$

Используя выражение для потенциального барьера p - n -перехода, вычислим

$$\varphi = (kT/e) \ln(p_p / p_n) = 0,35 \text{ В}.$$

Пример 2. Используя данные и результаты примера 3, найти плотность обратного тока насыщения, отношение дырочной составляющей обратного тока насыщения к электронной (диффузионная длина для электронов и дырок $L_n = L_p = 1 \text{ мм}$) и напряжение, при котором плотность прямого тока $j = 100 \text{ кА/м}^2$.

Решение. Концентрации неосновных носителей: дырок в n -области и электронов в p -области – согласно закону «действующих масс» $p_n = 3,91 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$, $n_p = 1,9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. В выражение для плотности тока насыщения подставим коэффициенты диффузии, определяемые из соотношения Эйнштейна. Тогда

$$j_0 = (kT\mu_p p_n / L_p) + (kT\mu_n p_p / L_n). \quad (3.23)$$

После вычислений получим $j_0 = 0,31 \text{ А/м}^2$.

В формуле (3.23) первое слагаемое, очевидно, представляет собой плотность тока j_p , связанного с движением

дырок в n -области, а второе – плотность тока j_n , связанного с движением электронов в p -области, поэтому

$$j_p / j_n = (\mu_p p_n L_n) / (\mu_n p_p L_p) = 100.$$

Логарифмированием найдем:

$$eU/(kT) = 12,7$$

и, следовательно, $U = 0,328$ В.

Пример 3. Обратный ток насыщения p - n -перехода $I_{обр} = 10^{-12}$ А при $T = 270$ К, а при $T = 100$ °С величина $I_{обр} = 10^{-9}$ А. Найти падение напряжения в обоих случаях при заданном прямом токе 3 мА.

Решение. Уравнение вольт-амперной характеристики p - n -перехода имеет вид

$$I = I_{обр} (e^{qU/kT} - 1).$$

Логарифмируя это выражение, получим:

$$U = (kT/q) \ln(I / I_{обр} + 1).$$

Для температуры $T = 270$ К

$$U = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot \frac{270}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot \ln\left(\frac{3 \cdot 10^{-3}}{10^{-12}} + 1\right) = 0,55 \text{ В.}$$

Для температуры $T = 100$ °С

$$U = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot \frac{373}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot \ln\left(\frac{3 \cdot 10^{-3}}{10^{-12}} + 1\right) = 0,48 \text{ В.}$$

Пример 4. Падение напряжения на р-п-переходе, включенном в прямом направлении, $U = 0,2$ В при $T = 350$ К; обратный ток $I_{обр} = 10$ мкА. Определить сопротивление диода постоянному току R_0 и его дифференциальное сопротивление.

Решение. Ток диода при прямом напряжении вычислим по формуле

$$I = I_{обр} (e^{qU/kT} - 1) = 10 \cdot 10^{-6} (e^{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,2 / 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 350} - 1) = 7,6 \text{ мА.}$$

Сопротивление диода постоянному току

$$R = U/I = 0,2 / (7,6 \cdot 10^{-3}) = 26,3 \text{ Ом}$$

Для определения дифференциального сопротивления продифференцируем выражение для U предыдущего примера. В результате получим:

$$R_{диф} = \frac{dU}{dI} = \frac{kT}{q} \left/ (I + I_{обр}) \approx \frac{kT}{qI}.$$

Подставляя исходные данные, получим:

$$R_{диф} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 350}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,0076} \approx 4 \text{ Ом}$$

Пример 5. Стабилитрон подключен для стабилизации напряжения по схеме на рис. 1.2. Параметры стабилитрона таковы:

$$U_{ст} = 13 \text{ В}; I_{ст \min} = 1 \text{ мА}; I_{ст \max} = 20 \text{ мА};$$

сопротивление нагрузки $R_n = 2,2 \text{ кОм}$. Определить величину ограничительного резистора $R_{огр}$, если напряжение источника питания изменяется от $E_{\min} = 16 \text{ В}$ до $E_{\max} = 24 \text{ В}$. Проверить, будет ли обеспечена стабилизация во всем диапазоне изменений напряжения источника E_0 .

Решение. Находим средний ток стабилизации:

$$I_{ст} = (I_{ст \max} + I_{ст \min})/2 = (20 + 1)/2 = 10,5 \text{ мА}.$$

Средняя величина питающего напряжения

$$E_0 = \frac{24 + 16}{2} = 20 \text{ В}.$$

Находим величину ограничительного резистора:

$$R_{огр} = \frac{E_0 - U_{ст}}{I_{ст} + I_n} = \frac{20 - 13}{10^{-3}(10,5 + 5,9)} \approx 430 \text{ Ом}.$$

Диапазон изменения напряжений:

$$E_{\min} = U_{ст} + (I_{ст \min} + I_n) \cdot R_{огр} = 13 + (1 + 5,9) \cdot 0,43 \approx 16 \text{ В}.$$

$$E_{\max} = U_{ст} + (I_{ст \max} + I_n) \cdot R_{огр} = 13 + (20 + 5,9) \cdot 0,43 \approx 24,1 \text{ В}.$$

Таким образом, стабилизация обеспечивается во всем диапазоне изменения напряжений.

Выводы

p-n переход является областью полупроводника, обладающей выпрямляющими свойствами. Двухэлектродный полупроводниковый прибор, содержащий p-n переход, называется диодом, а трехэлектродный прибор, содержащий 2 таких перехода, включенных особым образом, транзистором. Биполярные транзисторы состоят из базы, эмиттера и коллектора, а полевые транзисторы из истока, затвора и стока. Аналогичную структуру имеют МДП транзисторы. В зависимости от способа включения транзистора он может обладать различным входным сопротивлением и различными усилительными свойствами. Различают 3 основные схемы включения транзистора, выбираемые в каждом конкретном случае исходя из требований к характеристикам схемы.

На основании p-n переходов в принципе можно сконструировать большое количество полупроводниковых приборов, примером чему служат диодисторы, тиристоры, фототристоры и симисторы.

Контрольные вопросы и задания

- 1 Какие виды диодов Вы знаете и их условные обозначения? Каковы физические основы их работы?
- 2 Как определяют дифференциальное и статическое сопротивление полупроводниковых приборов?
- 3 Какие виды пробоя p-n-перехода существуют и в чем их отличие?
- 4 Поясните принцип действия биполярного транзистора.
- 5 Какие возможны схемы включения биполярных транзисторов и их основные параметры?

6 Поясните статические характеристики биполярного транзистора и их зависимость от температуры.

7 В чем различие принципа действия и основных характеристик полевого транзистора с $p-n$ -переходом и МДП-транзистора?

8 Какими преимуществами обладают полевые транзисторы по сравнению с биполярными?

9 Какие режимы работы биполярного и полевого транзистора Вы знаете и в чем их особенности?

10 Какие эквивалентные схемы биполярного и полевого транзистора Вам известны?

11 В чем отличие работы транзистора от диода?

12 Объясните условие образования лавинообразного тока через тиристор.

АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ СОВРЕМЕННОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Основы технологий микроэлектроники

Современное развитие всех областей промышленности характеризуется значительным усложнением задач, возлагаемых на электронную аппаратуру. В этих условиях построение аппаратуры на основе дискретных компонентов (транзисторов, диодов, резисторов, конденсаторов и т.д.) не может удовлетворить предъявляемых к ней требований. Множество компонентов, разветвленность межэлементных соединений, обилие паек, низкая плотность монтажа приводят к значительной трудоемкости изготовления, большому объему и габаритам, высокой стоимости и низкой надежности аппаратуры при таком принципе ее выполнения.

Микроэлектроника — это современное направление электроники, охватывающее конструирование, изготовление и применение электронных узлов, блоков и устройств с высокой степенью миниатюризации. Микроэлектроника решает проблемы

существенного повышения надежности, уменьшения массогабаритных показателей и стоимости электронной аппаратуры.

В основу микроэлектроники положен интегральный принцип изготовления и применения электронных компонентов, при котором каждый компонент представляет собой не отдельно взятый транзистор, диод, резистор, конденсатор и т.д., а их неразъемное схемное соединение, представляющее собой некоторый узел, блок или целое устройство электронной аппаратуры. В связи с этим компоненты микроэлектроники носят название интегральных микросхем или просто микросхем. Количество элементов, входящих в микросхему, может достигать нескольких сотен тысяч и более.

По конструктивно-технологическим признакам интегральные микросхемы классифицируются на полупроводниковые (монокристаллические), гибридные и совмещенные.

В полупроводниковых интегральных микросхемах все элементы изготавливают в общей полупроводниковой подложке (кристалле кремния) в процессе общих технологических операций. В качестве активного элемента применяют биполярный или полевой (МПД) транзистор. В соответствии с этим полупроводниковые микросхемы подразделяют на биполярные и МПД-микросхемы.

В биполярных микросхемах используются почти исключительно транзисторы типа $n-p-n$. Это объясняется большим быстродействием кремниевых транзисторов типа $n-p-n$ по сравнению с транзисторами типа $p-n-p$ и возможностью получения для транзисторов типа $n-p-n$ большего значения коэффициента α . Оба преимущества транзисторов типа $n-p-n$ обусловлены тем, что подвижность и коэффициент диффузии электронов в кремнии почти в три раза выше, чем дырок. Задача получения больших значений коэффициента α облегчается также благодаря широкому применению фосфора — лучшего донорного диффузанта для кремния, обладающего хорошей растворимостью в кремнии. Тем самым облегчается задача создания сильнолегированной эмиттерной области транзистора по сравнению с базовой для увеличения

коэффициента инжекции γ , а следовательно, и коэффициента передачи α .

Пассивные элементы в биполярных микросхемах изготавливают на основе p - n -переходов (диоды и конденсаторы) и слоев полупроводника (резисторы). При этом диоды получают на основе транзисторных структур с использованием его p - n -переходов; например, анодом диода является эмиттер транзистора, а катодом — соединенные вместе базы и коллектор. Такой принцип получения диодов на практике оказывается проще, чем специальное формирование p - n -переходов. Емкость конденсаторов, создаваемых на основе p - n -перехода (где используется его барьерная емкость при обратном напряжении), получается относительно небольшой (400 пФ). Созданные же другими методами конденсаторы занимали бы больший объем кристалла. В связи с указанным конденсаторы в полупроводниковых микросхемах находят ограниченное применение. Индуктивность как элемент здесь вообще не используют.

В МДП-микросхемах преимущественное распространение получили полевые транзисторы с индуцированным каналом. Напряжение пробоя участка сток — затвор в микросхемных МДП-транзисторах существенно выше, чем коллекторного перехода в биполярных транзисторах. По этой причине МДП-микросхемы применяются при более высоком напряжении питания, чем биполярные микросхемы. При соответствующем включении МДП-транзистор может быть использован и как пассивный элемент — резистор. Это позволяет создавать микросхемы только на основе МДП-структур. Технология изготовления МДП-микросхем существенно проще технологии изготовления биполярных микросхем.

Полупроводниковые микросхемы и изготавливают групповым методом, при котором за один технологический цикл одновременно получают несколько тысяч микросхем. Исходной является кремниевая пластина диаметром 30—50 мм и толщиной 0,2—0,3 мм. Пластина представляет собой основу 300—500 микросхем, причем одновременно обрабатывается партия до сотни пластин. Площадь

одной микросхемы определяется единицами квадратных миллиметров (или даже долями единицы) с числом активных и пассивных элементов, составляющих десятки, сотни и тысячи штук. Размеры участков кристалла, занимаемых каждым элементом, измеряются микрометрами. Соединение элементов в микросхемах производят частично в объеме кристалла, а частично — металлизацией на поверхности.

Электрическая изоляция элементов в МДП-микросхемах осуществляется межэлементными областями исходного полупроводника (Рис. 4-1, а). Для изоляции элементов в биполярных микросхемах наибольшее применение получило создание вокруг каждого элемента обратносмещенного *p-n*-перехода (Рис. 4-1, б) и размещение элементов внутри охватывающих слоев диэлектрика (Рис. 4-1, в). Обратное смещение *p-n*-переходов, расположенных между двумя соседними элементами (Рис. 4-1, б), создается подачей на подложку *p*-типа самого низкого отрицательного потенциала. Слой диэлектрика (Рис. 4-1, в) представляет собой пленку двуокиси кремния, получаемую в процессе изготовления микросхемы.

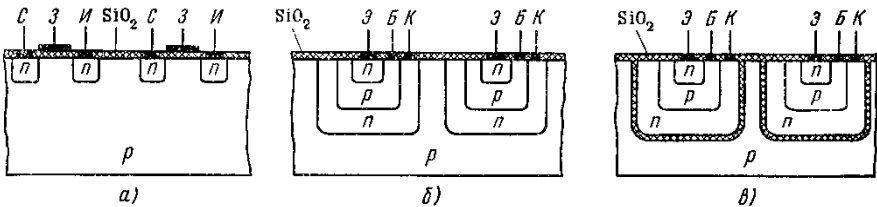


Рис. 4-1. Выполнение транзисторных структур в МДП микросхемах (а), в биполярных микросхемах с изолирующими *p-n*-переходами (б) и с изоляцией диэлектриком (в).

Процесс изготовления микросхем базируется на планарной и планарно-эпитаксиальной технологии. Полупроводниковые слои создаются способами локальной диффузии и эпитаксиального наращивания. Важнейшими этапами получения слоев требуемой конфигурации являются создание защитных слоев из двуокиси кремния и их прецизионное фотолитографическое локальное

травление. В связи с этим термическое окисление кремния и методы фотолитографии входят в число основных операций в производстве полупроводниковых микросхем.

В гибридных интегральных микросхемах на керамической подложке методом последовательного нанесения пленок получают пассивные элементы (резисторы, конденсаторы, индуктивности, соединительные проводники). Активные элементы (транзисторы), а также диоды в микроминиатюрном бескорпусном исполнении применяют в качестве навесных элементов. Использование дискретных элементов объясняется отсутствием в настоящее время отработанной технологии получения пленочных транзисторов и диодов. Микросхемы с толщиной пленки менее 1 мкм относят к тонкопленочным, а более 1 мкм — к толстопленочным.

Тонкие пленки, из которых создают пассивные элементы, получают методом осаждения в вакууме через трафареты. В основу технологии положены испарение материала путем его нагрева до соответствующей температуры и последующая конденсация материала из газовой фазы на более холодную подложку.

Исходным материалом при производстве толстопленочных микросхем являются различные проводящие пасты для создания проводников, контактных площадок, обкладок конденсаторов, индуктивностей и резисторов, а также диэлектрические пасты для получения диэлектриков конденсаторов. Пасты наносят на керамическую подложку через трафареты с последующим вжиганием.

В совмещенных интегральных микросхемах активные элементы создают по планарной или планарно-эпитаксиальной технологии в объеме полупроводника, а пассивные элементы получают методами пленочной технологии.

Интегральные микросхемы предназначены для решения самых разнообразных задач. В соответствии с функциональным назначением интегральные микросхемы подразделяют на логические элементы, усилители, генераторы и т.д. В общем виде их

можно разделить на два больших класса: цифровые и аналоговые (линейные) микросхемы.

Физические принципы фотоэлектрического преобразования энергии

Фотоэлектрическое преобразование энергии базируется на явлении фотоэффекта, открытом Г. Герцем в 1887 г. и объясненном А. Эйнштейном в 1905 г. на основе гипотезы М. Планка о квантовой природе света. Фотоэффект – это явление, связанное с освобождением электронов твердого тела (или жидкости) под действием электромагнитного излучения. Различают внешний фотоэффект (испускание электронов под действием света – фотоэлектронная эмиссия), внутренний фотоэффект (увеличение электропроводности полупроводников или диэлектриков под действием света – фотопроводимость) и вентильный фотоэффект (возбуждение светом электродвижущей силы на границе между металлом и полупроводником или между разнородными полупроводниками).

Основу фотоэлектрического преобразователя (ФЭП) солнечной энергии в электрическую составляет полупроводниковая структура с так называемым p-n переходом, возникающим на границе двух полупроводников с различными механизмами проводимости (см. Рис. 4-1) [9,10]. Эта терминология берет начало от английских слов positive (положительный) и negative (отрицательный). Получают различные типы проводимости путем изменения типа введенных в полупроводник примесей. Например, для создания полупроводника n-типа вводят атомы фосфора, а p-типа – атомы бора.

Контакт полупроводников p- и n-типов приводит к образованию между ними контактного электрического поля, играющего чрезвычайно важную роль в работе солнечного ФЭП.

При соединении в одном монокристалле полупроводников р- и п-типа возникает диффузионный поток электронов из полупроводника п-типа в полупроводник р-типа и, наоборот, поток дырок из р- в п-полупроводник. В результате такого процесса прилегающая к р-п переходу часть полупроводника р-типа будет заряжаться отрицательно, а прилегающая к р-п переходу часть полупроводника п-типа, наоборот, приобретет положительный заряд. Таким образом, вблизи р-п перехода образуется двойной заряженный слой, который противодействует процессу дальнейшей диффузии электронов и дырок.

Действительно, диффузия стремится создать поток электронов из п-области в р-область, а поле заряженного слоя, наоборот, вернуть электроны в п-область. Аналогичным образом поле в р-п переходе противодействует диффузии дырок из р- в п-область. В результате двух процессов, действующих в противоположные стороны (диффузии и движения носителей тока в электрическом поле), устанавливается стационарное, равновесное состояние: на границе возникает заряженный слой, препятствующий проникновению электронов из п-полупроводника, а дырок из р-полупроводника. Другими словами, в области р-п перехода возникает энергетический (потенциальный) барьер, для преодоления которого электроны из п-полупроводника и дырки из р-полупроводника должны затратить определенную энергию.

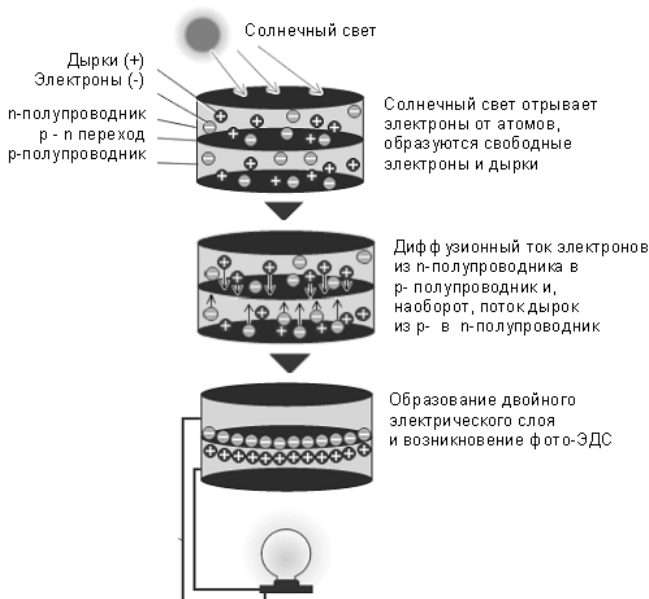


Рис. 4-2. Принцип действия солнечного фотоэлемента.

При поглощении солнечного света в полупроводнике возбуждаются электрон-дырочные пары (см. Рис. 4-1). В однородном полупроводнике фотовозбуждение увеличивает только энергию электронов и дырок, не разделяя их в пространстве, то есть электроны и дырки разделяются в «пространстве энергий», но остаются рядом в геометрическом пространстве. Для разделения носителей тока и появления фотоэлектродвижущей силы (фото-ЭДС) должна существовать дополнительная сила.

Наиболее эффективное разделение неравновесных носителей имеет место именно в области p-n перехода. Генерированные вблизи p-n перехода «неосновные» носители (дырки в n-полупроводнике и электроны в p-полупроводнике) диффундируют к p-n переходу, подхватываются полем p-n перехода и выбрасываются в полупроводник, в котором они становятся основными носителями:

электроны будут локализоваться в полупроводнике n-типа, а дырки – в полупроводнике p-типа. В результате полупроводник p-типа получает избыточный положительный заряд, а полупроводник n-типа – отрицательный. Между n- и p-областями фотоэлемента возникает разность потенциалов – фото-ЭДС. Полярность фото-ЭДС соответствует «прямому» смещению p-n перехода, которое понижает высоту барьера и способствует инжекции дырок из p-области в n-область и электронов из n-области в p-область. В результате действия этих двух противоположных механизмов – накопления носителей тока под действием света и их оттока из-за понижения высоты потенциального барьера – при разной интенсивности света устанавливается разная величина фото-ЭДС. При этом величина фото-ЭДС в широком диапазоне освещенностей растет пропорционально логарифму интенсивности света. При очень большой интенсивности света, когда потенциальный барьер оказывается практически нулевым, величина фото-ЭДС выходит на «насыщение» и становится равной высоте барьера на неосвещенном p-n переходе. При засветке же прямым, а также сконцентрированным до 100-1000 крат солнечным излучением, величина фото-ЭДС составляет 50-85% от величины контактной разности потенциала p-n перехода.

При коротком замыкании освещенного p-n перехода в электрической цепи потечет ток, пропорциональный по величине интенсивности освещения и количеству генерированных светом электронно-дырочных пар. При включении в электрическую цепь полезной нагрузки, например питаемого солнечной батареей калькулятора, величина тока в цепи несколько уменьшится. Обычно электрическое сопротивление полезной нагрузки в цепи солнечного элемента выбирают таким, чтобы получить максимальную отдаваемую этой нагрузке электрическую мощность.

Производство солнечных фотоэлементов и батарей

Солнечный фотоэлемент изготавливается на основе пластины, выполненной из полупроводникового материала, например кремния (см. Рис. 4-2).

В пластине создаются области с р- и n- типами проводимости. В качестве методов создания этих областей используется, например, метод диффузии примесей или метод наращивания одного полупроводника на другой. Затем изготавливаются нижний и верхний электроконтакты, причем, как правило, нижний контакт – сплошной, а верхний выполняется в виде гребенчатой структуры (тонкие полосы, соединенные относительно широкой токосборной шиной) [10].

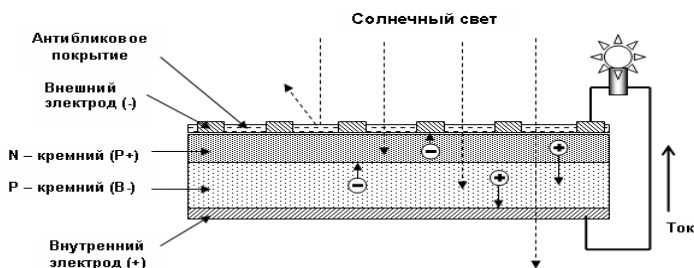


Рис. 4-3. Конструктивная схема солнечного полупроводникового фотоэлемента.

На практике элементы соединяются в батареи для того, чтобы получить требуемое выходное напряжение (стандартное напряжение, вырабатываемое одним элементом около 0,6 Вольт). Каждая солнечная батарея обычно состоит из 36, 72 или 96 отдельных солнечных элементов. Промышленные батареи собираются из отдельных элементов, которые соединяются проводами, после чего размещаются между защитными

стеклянными пластинами и полимерными плёнками. Тонкоплёночные элементы можно купить уже в готовых массивах (модулях), иногда даже в готовых механизированных корпусах, обеспечивающих автоматическое позиционирование батареи (см. Рис. 4-4.).

Основные необратимые потери энергии в ФЭП [10] связаны с

- отражением солнечного излучения от поверхности преобразователя,

- прохождением части излучения через ФЭП без поглощения в нём,

- рассеянием на тепловых колебаниях решётки избыточной энергии фотонов, - рекомбинацией образовавшихся фото-пар на поверхностях и в объёме ФЭП,

- внутренним сопротивлением преобразователя и некоторыми другими физическими процессами.

- внутренним сопротивлением преобразователя и некоторыми другими физическими процессами.

Для уменьшения всех видов потерь энергии в ФЭП разрабатываются и успешно применяется различные мероприятия. К их числу относятся:

- использование полупроводников с оптимальной для солнечного излучения шириной запрещённой зоны;

- направленное улучшение свойств полупроводниковой структуры путём её оптимального легирования и создания встроенных электрических полей;

- рекомбинацией образовавшихся фото-пар на поверхностях и в объёме ФЭП,

- переход от гомогенных к гетерогенным и варизонным полупроводниковым структурам;

- оптимизация конструктивных параметров ФЭП (глубины залегания р-п перехода, толщины базового слоя, частоты контактной сетки и др.);

- применение многофункциональных оптических покрытий, обеспечивающих просветление, терморегулирование и защиту ФЭП от космической радиации;

- разработка ФЭП, прозрачных в длинноволновой области солнечного спектра за краем основной полосы поглощения;

- создание каскадных ФЭП из специально подобранных по ширине запрещённой зоны полупроводников, позволяющих преобразовывать в каждом каскаде излучение, прошедшее через предыдущий каскад, и пр.;

Основным материалом для получения солнечных ФЭП является кремний. Кремний, по-видимому, вообще один из самых изученных материалов в природе, к тому же второй по распространенности после кислорода. Если учесть, что первые солнечные ФЭП были изготовлены из кремния около сорока лет

Коэффициент полезного действия ФЭП рассчитывается как процентное отношение солнечной энергии, поступившей на фотоэлемент к электроэнергии, поступившей к потребителю. КПД солнечных элементов невелик, он не превышает пока 25%, за исключением дорогих и поэтому пока малораспространенных арсенид-галлиевых батарей (Табл. 1-1) [10]. Это значит, что с 1 м² современных солнечных батарей снимается, мощность около 100-130 Вт. Правда, есть возможности увеличения КПД солнечных батарей за счет совершенствования их конструкции и улучшения качества полупроводникового слоя. Предлагается, например, накладывать две или несколько батарей одну на другую так, чтобы нижняя поверхность использовала ту часть спектра солнечной энергии, которую пропускает, не поглощая, верхний слой.

Для промышленного и домашнего использования чаще всего применяются ФЭП из поликристаллического (КПД до 20%) или монокристаллического кремния (КПД до 25%). У ФЭП из поликристаллического кремния меньше КПД, но и стоят они дешевле.



Рис. 4-4. Модуль тонкопленочных солнечных ФЭП японской компании “Honda”

В настоящее время более 90% производимых в мире фотоэлементов для солнечных батарей изготавливается на основе кристаллического кремния, и только менее 10% приходится на тонкопленочные фотоэлементы. Однако их доля на мировом рынке растет, из-за низкого содержания кремния тонкопленочные ФЭП дешевле в производстве. С развитием тонкопленочных технологий

производства фотоэлементов и, в особенности, повышения их КПД, доля тонкопленочных ФЭП будет расти с относительно более высокими темпами и в течение ближайших 5 лет может завоевать до 20% глобального рынка фотоэлементов.

Табл. 4-1. КПД различных типов солнечных фотоэлементов [10].

Материал фотоэлемента	КПД, %
<i>Толстопленочные солнечные фотоэлементы</i>	
Монокристаллический кремний	25
Поликристаллический кремний	20
<i>Тонкопленочные солнечные фотоэлементы</i>	
Арсенид галлия	35-40
Диселенид меди и индия	20
Теллурид кадмия	16
Аморфный кремний	10
Нанокристаллический кремний	8-10
Полимерный кремний	5

Солнечные батареи на тонкопленочных ФЭП дают существенные преимущества по сравнению с кристаллическим кремнием. Первое и главное – они примерно в 100 раз тоньше, чем батареи из кристаллического кремния, то есть и упаковку их можно делать существенно тоньше. Кроме того, тонкопленочные солнечные батареи могут принимать рассеянный и слабый солнечный свет (когда солнце, скажем, скрыто за облаками) намного более эффективно, чем кристаллические батареи [9,10].

Тонкопленочные батареи намного терпимее относятся к затенению. Ещё одно преимущество касается лучшей терпимости к высоким рабочим температурам, которые характерны для работы под ярким солнцем. Максимальная рабочая температура

тонкопленочных солнечных батарей достигает $+150^{\circ}\text{C}$, в отличие от $+70^{\circ}\text{C}$ у кремниевых батарей.

Хотя интенсивные исследования и разработки в области фотоэлектричества во всех ведущих странах мира привели к серьезным успехам как в части повышения к.п.д. фотопреобразователей, так и в части снижения стоимости их производства, стоимость электроэнергии, получаемой от ФЭП, все еще намного превосходит стоимость электроэнергии, вырабатываемой обычными электростанциями. Например, даже в солнечной Калифорнии, где годовое число часов использования ФЭП превышает 3000, стоимость производимой электроэнергии не ниже 20 центов за кВт-ч. Отметим, что для того, чтобы по этому показателю конкурировать с традиционной электроэнергетикой, его надо снизить примерно до 10 центов за кВт-ч.

Существует возможность снизить стоимость электроэнергии солнечных ФЭП за счет концентрации солнечной радиации. Этот подход исходит из того, что стоимость единицы площади концентратора солнечной радиации ниже стоимости единицы площади ФЭП. Облучая ФЭП солнечной радиацией, сконцентрированной в n раз, можно для получения той же мощности примерно во столько же раз уменьшить площадь ФЭП. Кроме того, при использовании концентрированной радиации несколько повышается к.п.д. ФЭП. В различных исследованиях рассматриваются степени концентрации от десяти до нескольких сот раз. Для сравнительно небольших концентраций могут быть применены достаточно дешевые линзы Френеля. При больших концентрациях возникает дополнительная проблема, связанная с нагревом ФЭП, при котором его КПД падает. Это затруднение пытаются обойти, либо применяя охлаждение ФЭП, либо используя селективные концентраторы, направляющие на ФЭП концентрированный поток радиации только в том диапазоне длин волн, который эффективно преобразуется в электроэнергию. При этом остальная часть спектра, прежде всего длинноволновая, которая собственно и греет ФЭП, не концентрируется.

Таким образом, электроэнергию, получаемую от солнечных ФЭП, не следует в ближайшее десятилетие рассматривать как альтернативу традиционной электроэнергии, а как возможность снабдить электроэнергией потребителя, удаленного от существующих электросетей или желающего иметь резервный источник на случай отказа электроснабжения [3]. Чаще всего при этом речь идет об установках сравнительно небольшой мощности, имеющих в своем составе аккумуляторную батарею для электроснабжения в темное время суток.

В настоящее время солнечные ФЭП находят все более широкое применение в следующих областях:

- **Автономное питание** неподключенных к электрическим сетям потребителей.

- **Коммуникационные системы** (ретрансляторы, мобильные радиосистемы, телефонные сети, автономные системы контроля и управления). Мощность фотоэлектрических установок, применяемых в этой области, составляет от нескольких ватт до нескольких кВт.

- **Подзарядка аккумуляторов.** Известно, если аккумуляторные батареи длительное время не находятся в работе, их емкость снижается. Применение ФЭП позволяет решить проблему саморазряда аккумуляторов наиболее дешевым, надежным и простым способом.

- **Катодная защита.** ФЭПы нашли широкое применение как автономный источник питания систем защиты от коррозии телекоммуникационных вышек, трубопроводов, подземных металлических резервуаров и подземных конструкций зданий, подверженных агрессивному воздействию окружающей среды. Как правило, их мощность для этих целей не превышает 10 кВт.

- **Сигнальные устройства.** Электропитание с помощью ФЭП сигнальных навигационных огней на реках, в море, огней безопасности, устанавливаемых на линиях электропередач, высотных сооружениях, световых и звуковых сигнальных устройств на железнодорожных путях и автомобильных дорогах и т.п.

• **Освещение.** Десятки тысяч ФЭП в сочетании с аккумуляторными батареями используются в разных странах для освещения рекламных щитов, дорожных и парковочных знаков и указателей и т.п., в том числе внутри больших городов.

• **Электрохолодильники.** Большое распространение, особенно в странах с жарким климатом, получили электрохолодильники, запитываемые от ФЭП, позволяющие хранить ценные скоропортящиеся продукты, в первую очередь, медикаменты, вакцины и т.п.

• **Удаленный мониторинг.** Это направление использования ФЭП является также одним из наиболее распространенных. Сегодня в разных странах действует более 100 000 фотоэлектрических установок, обеспечивающих питание автономных метеостанций, станций автономного контроля температуры и уровня воды, расхода жидкостей в трубопроводах, контроля уровня загрязнения воздуха вблизи промышленных предприятий и т.п.

• **Водонасосные установки.** Фотоэлектрические установки находят применение для подъема питьевой воды из скважин и колодцев, для ирригационных целей в сельском хозяйстве. Установки работают при наличии солнечного излучения, накапливая воду в резервуаре. Такие установки отличаются простотой конструкции и относительно недороги, поскольку не требуют использования аккумуляторных батарей в своем составе.

• **Энергоснабжение жилых домов.** Одна из задач, связанных с применением ФЭП в жилых и административных зданиях, состоит в том, чтобы модули ФЭП могли заменять традиционные строительные элементы или облицовочные материалы. При этом они должны удовлетворять архитектурным решениям и быть привлекательными с эстетической точки зрения.

• **Создание мощных солнечных электростанций.** В ряде стран действует несколько десятков демонстрационных солнечных электростанций (СЭС) и парков на ФЭП мощностью от сотен кВт до нескольких десятков МВт, являющихся прообразами будущих крупных солнечных электростанций.

Некоторые технические проблемы и перспективы развития полупроводниковой электроники

Аккумуляция энергии без использования батарей во встраиваемых системах

Ниже рассмотрена технология аккумуляции энергии, которая позволяет отказаться от применения батарей в качестве традиционного элемента питания. Показаны преимущества применения систем аккумуляции энергии в приложениях с длительным сроком службы и затруднительным доступом для обслуживания. Рассмотрен пример построения системы сбора энергии для сети беспроводных датчиков с применением микроконтроллера с ультранизким потреблением и РЧ-трансивера компании Texas Instruments.

Современные микроконтроллеры с ультранизким энергопотреблением достигли такого уровня интеграции и эффективности работы, что для многих приложений более не требуются обычные виды батарей. К таким приложениям относятся довольно сложные сети датчиков, которые могут передавать данные с помощью беспроводной связи. Собирая весьма малое количество энергии из окружающей среды, эти системы способны работать почти бесконечно без использования батарей. Такая технология не только улучшает свойства приложений из-за исключения их зависимости от времени работы батарей, но также способствует появлению совершенно нового класса приложений, которые ранее были невозможны из-за конечного срока службы источников питания и их значительных размеров.

Встраиваемые приложения с ультранизким энергопотреблением

Подобно закону Мура, который утверждает об удвоении числа транзисторов в цифровой схеме каждые два года, обратная тенденция происходит с энергопотреблением. Примерно каждые 1,5

года мощность потребления цифровых систем уменьшается вполтину. Прогресс в улучшении энергоэффективности систем уже привел к грандиозным результатам для небольших микроконтроллеров (МК) с ультранизким энергопотреблением, специально разработанным для приложений с батарейным питанием, и позволил спроектировать устройства, в которых срок службы батареи достигает 10 лет. Для МК с ультранизким потреблением обычной является величина тока потребления в дежурном режиме не более 1 мкА, а в активном режиме потребление составляет порядка 200 мкА/MIPS. Поскольку частота тактового сигнала этих микроконтроллеров обычно составляет около 25 МГц и менее, пиковое потребление тока сравнительно невелико, и для питания таких устройств можно использовать простые источники питания.

Мощность, потребляемая данным приложением, редко определяется энергопотреблением отдельного МК. Аналоговые схемы преобразования, стабилизаторы питания и коммуникационные устройства также являются составными частями системы и потребляют энергию, даже когда неактивны. Путем интеграции функций каждого устройства в одном кристалле, изготовленном с помощью технологического процесса с малым потреблением, можно значительно снизить ток утечки всей системы. Кроме того, с помощью управления неиспользуемой в текущий момент периферии каждого МК энергопотребление можно снизить еще больше. Отдельное высокоинтегрированное устройство потребляет меньшую мощность, чем решение на основе дискретных компонентов. К тому же, отдельное устройство упрощает проект, а также снижает стоимость и площадь на плате, которая требуется для реализации данной функции.

Гибкие требования к системе питания МК с ультранизким энергопотреблением не только позволяют уменьшить мощность за счет более низкого напряжения питания, по сравнению с обычными встраиваемыми процессорами с фиксированным напряжением питания, но и допускают применение разнообразных типов источников энергии. Например, некоторые МК с ультранизким

энергопотреблением поддерживают широкий диапазон входного напряжения (1,8...3,6 В). Работа при более низком напряжении позволяет микроконтроллеру снизить общее энергопотребление системы, а также использовать для питания систему сбора энергии.

Проблемы батарейного питания

Обычные батареи, такие как литиево-ионные элементы, были стандартным источником питания для портативной электроники в течение десятков лет, однако они накладывают серьезные ограничения на удобство в использовании, срок службы и эксплуатационные расходы. В то время как вычислительная мощность удваивается примерно каждые два года, успехи в области батарейных технологий гораздо менее заметны. В прошлом емкость батарей удваивалась каждые 10 лет. Кроме весьма медленного роста энергетической емкости, обычные батареи имеют ограничения по общей полезной энергетической плотности. Современные литиево-ионные батареи, пользующиеся большим спросом благодаря высокому соотношению между емкостью и весом, имеют энергетическую плотность 150...200 Вт·ч/кг. Исследования показали, что можно увеличить их энергетическую плотность в 10 раз в течение нескольких лет. Даже если это будет достигнуто, необходимо учитывать вопросы их безопасности. В случае неправильного использования, батареи, имеющие чрезвычайно высокую энергетическую плотность, могут стать взрывоопасными устройствами.

Для большинства устройств с батарейным питанием стоимость эксплуатации редко определяется первоначальной стоимостью при их изготовлении. При длительном сроке службы устройства замена батарей может существенно влиять на общую стоимость эксплуатации. Это особенно важно в приложениях, где замена батарей затруднительна или сопряжена с высокими трудозатратами на обслуживание. Возьмем, например, счетчики расхода воды, которые необходимо установить под землей. Чтобы добраться до них, следует раскопать грунт на глубину более 1 м в

условиях холодного климата. Таким образом, из-за недоступности счетчиков расхода воды стоимость замены батарей в них может составлять 100–200 долл. на один прибор. Миниатюризация устройств стала постоянной тенденцией во многих областях. Для продуктов широкого потребления требования по уменьшению габаритных размеров привели к созданию высокоинтегрированных микросхем, которые позволяют обеспечить максимальную функциональность в условиях ограниченного пространства. В то время как все более высокая интеграция на уровне микросхем отвечает требованиям заказчиков, источники энергии не получают преимуществ от миниатюризации. Пространство, необходимое для размещения батарей, становится все более ограниченным, срок службы устройств с батарейным питанием увеличивается, а количество энергии, которое батарея должна обеспечить, растет. Требования к батареям для современной электроники намного превышают те результаты, которые можно достичь. Несмотря на проблемы, связанные с обычными батареями, можно обеспечить функционирование устройств с помощью современных перезаряжаемых батарей либо отказаться от батарей полностью, если обеспечить питание встраиваемого процессора с ультранизким потреблением от источника, который собирает энергию из окружающей среды.

Новый класс приложений

В принципе, аккумуляция энергии известна на протяжении многих тысяч лет. Современные ветровые электростанции или батареи солнечных элементов позволяют возратить часть электрической энергии в сеть. Эти крупномасштабные приложения можно назвать макросистемами сбора энергии. С другой стороны, микросистемы, на которых мы сосредоточим внимание в этой статье, позволяют небольшим автономным устройствам аккумулировать энергию из окружающей среды и сохранять ее. Несмотря на то, что микро- и макросистемы имеют схожие принципы работы, их сферы применения совершенно разные.

Системы, предназначенные для сбора энергии, состоят из двух основных частей:

– устройства, которые преобразуют энергию из окружающей среды;

– средства хранения энергии для дальнейшего использования приложением.

Несмотря на то, что остальные блоки системы могут быть самыми разными и зависят от выполняемого задания, все решения для сбора энергии обычно содержат схожие элементы, которые идеально подходят для датчиковых сетей. МК с ультранизким энергопотреблением является сердцем такой системы, отвечающим за обработку информации, измерения и обеспечение связи. МК сопрягается с любым количеством датчиков, осуществляет сбор информации, а также передает или принимает данные через беспроводной приемопередатчик. Типичная структурная схема такой системы показана на Рис. 4-5. Источников энергии, которую можно использовать и собрать, весьма много; в настоящее время появляются и довольно сложные системы сбора энергии. Однако наиболее распространенными источниками энергии являются свет, тепло, радиочастота и вибрация. Каждый вид энергии имеет свои преимущества и недостатки, а конкретная технология сбора энергии зависит от приложения. Ясно, что прибор, оснащенный солнечной панелью, бесполезен, если он находится в темном месте весь день. Назначение системы аккумуляции энергии заключается в сборе доступной энергии, которая, в противном случае, была бы потеряна.

Выходная мощность устройств аккумуляции энергии в зависимости от использованной технологии, эффективности, размера системы и окружающей среды, в которой они находятся, различается на несколько сот порядков. Типовые значения выходной мощности для нескольких технологий сбора энергии представлены в Табл. 4-2.

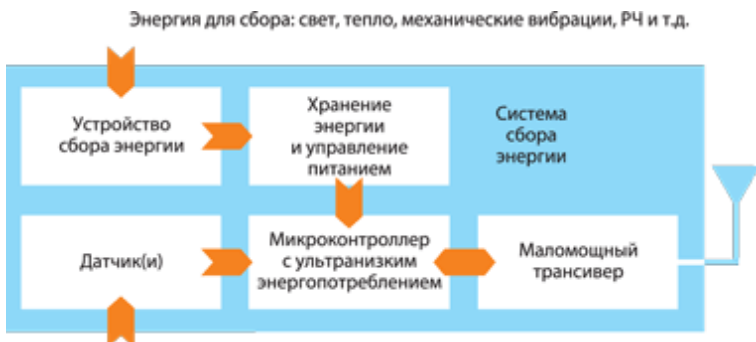


Рис. 4-5. Блок-схема системы, использующей сбор энергии

Типовой МК с ультранизким потреблением и беспроводной трансивер потребляют в совокупности около 50...100 мВт в условиях передачи данных. Это означает, что для работы приложения потребовалось бы весьма крупное устройство сбора энергии и доступ к ее источнику в течение всего времени работы прибора. Кроме того, пиковой выходной мощности было бы недостаточно для выполнения заданий, требующих значительной вычислительной мощности.

Было бы слишком не практично использовать большое устройство аккумуляции энергии для небольшого приложения; также нереально предполагать, что источник энергии будет доступен постоянно. Поскольку в большинстве случаев энергия поступает в виде низкого напряжения в течение длительного периода времени, ее следует вначале сохранить и сделать доступной для приложения по необходимости. В то время как система накапливает энергию, МК, сенсоры и система связи могут работать в дежурном режиме, который позволяет минимизировать утечки энергии.

Компонент, используемый для хранения энергии, должен работать как буфер для остальной части приложения. Емкость и технические параметры буфера зависят от приложения. Если оно затрачивает длительное время для доступа к источнику энергии, требуется довольно мощный буфер, но если приложение постоянно

находится около источника энергии и редко переходит в активный режим (приложения с малым рабочим циклом), достаточно небольшого буфера.

Табл. 4-2. Характеристики типичных устройств сбора энергии

Источник энергии	Особенности	КПД, %	Собранная энергия
Свет	наружный	10...25	100 мВт/см ²
	внутренний		100 мкВт/см ²
Тепло	человеческое	~0,1	60 мкВт/см ²
	промышленное	~3	10 мВт/см ²
Вибрация	~Гц - от человека	25...50	4 мкВт/см ²
	~кГц- от машины		800 мкВт/см ²
Радиочастота	GSM 900 МГц	~50	0,1 мкВт/см ²
	WiFi 2,4 ГГц		0,001 мкВт/см ²

Для наиболее широко используемых приложений идеальный энергетический буфер должен обладать следующими свойствами:

- весьма незначительные утечки (саморазряд);
- неограниченная емкость;
- малый объем;
- отсутствие необходимости преобразования энергии;
- эффективность приема и передачи энергии.

К сожалению, идеальных элементов для хранения энергии не существует. Тем не менее существует несколько технологий хранения, обладающих своими преимуществами и недостатками: перезаряжаемые батареи (например, щелочные, никелево-кадмиевые и литиево-ионные), суперконденсаторы и тонкопленочные батареи. В то время как перезаряжаемые батареи различного химического состава и суперконденсаторы являются хорошо известными устройствами, которые продолжают совершенствоваться, тонкопленочные батареи, служащие хорошей альтернативой суперконденсаторам, появились на рынке недавно. Основные

параметры каждого вида технологий хранения энергии представлены в Табл. 4-3.

Табл. 4-3. Основные параметры различных видов технологий хранения энергии

Наименование параметра	Литиево-ионные батареи	Тонкопленочные батареи	Суперконденсаторы
Число циклов перезаряда	сотни	тысячи	миллионы
Саморазряд	умеренный	весьма незначительный	высокий
Время заряда	часы	минуты	секунды...минуты
Физические размеры	большие	малые	средние
Емкость, мкА·ч	0,3...2500 мА·ч	12...1000	10...100
Воздействие на окружающую среду	сильное	минимальное	минимальное

Время и место аккумуляции энергии

Несмотря на желание навсегда избавиться от используемого в системе комплекта батарей, не для всех приложений это возможно. Кроме серьезных требований, таких как доступность источника для аккумуляции энергии, существуют также практические соображения, например затраты на установку и наладку. Если приложение должно функционировать лишь в течение двух лет и доступ к комплекту батарей не представляет затруднений, а источник питания на основе технологии сбора энергии дороже батарей и занимает больше места, то, вероятнее всего, нецелесообразно переходить на такой источник питания. Кроме доступности источника энергии, приложения, для которых

планируется использовать ее аккумуляцию, должны отвечать следующим условиям: затруднения при установке или доступе для обслуживания; слишком высокая стоимость или крупные габариты системы кабелей для питания и коммуникации; необходимость обеспечения экологичности или весьма длительного срока работы. Если одно или более из этих требований применимо к данному приложению, то оно получит преимущества от применения технологии сбора энергии.

Передовой опыт применения системы аккумуляции энергии

В идеальном случае существующий источник питания заменяется системой аккумуляции энергии для питания изделия. Однако в реальности это возможно только в том случае, когда устройство сбора энергии всегда обеспечивает выполнение тех требований приложения по потребляемой мощности, что и при использовании обычного источника питания. На практике, системы накопления энергии ориентированы на работу при сверхнизком потреблении мощности и должны учитывать широкие колебания входной энергии, включая вероятность того, что ее источник становится недоступным на некоторый период времени.

В основе принципов проектирования таких систем должны находиться методы разработки схем с ультранизким энергопотреблением. Обязательным требованием является применение в этих системах МК и РЧ-трансивера, оптимизированных для минимального энергопотребления, например 16-разрядного микроконтроллера MSP430 и 2,4-ГГц трансивера CC2500 компании Texas Instruments. Следует оптимально использовать дежурный режим работы МК, а также минимизировать время работы в активном режиме с высоким энергопотреблением. Для этого требуется тщательно изучить график режимов работы приложения. На основе графика выбирается соответствующая технология хранения энергии, которая обеспечивает достаточный запас энергии во время работы приложения в активном режиме. В реальных системах в маломощном дежурном режиме комбинация МК MSP430F2274 и трансивера CC2500 потребляет около 1,3 мкА.

Хотя это незначительная нагрузка, источник питания или элемент хранения энергии должен всегда обеспечивать минимальный уровень необходимой мощности. Если приложение предназначено для считывания данных с температурного датчика и беспроводной передачи информации в центральную точку доступа за короткий период времени, источник питания должен поддерживать значительную пиковую нагрузку порядка 25 мА, что на несколько порядков превышает величину тока потребления в дежурном режиме. Детальный график работы такой системы показан на Рис. 4-б..

Интегрируя площадь под кривой, можно получить общее энергопотребление на уровне около 36 мкА.с в активном режиме и порядка 1,3 мкА.с в дежурном режиме. Если бы данное приложение имело рабочий цикл длительностью 1 с, среднее потребление тока составило бы 37 мкА ((36 мкА.с + 1,3 мкА.с)/(1 с)).

Если бы система сбора энергии могла поддерживать постоянную токовую нагрузку на уровне 37 мкА все время, энергетического буфера не потребовалось бы.

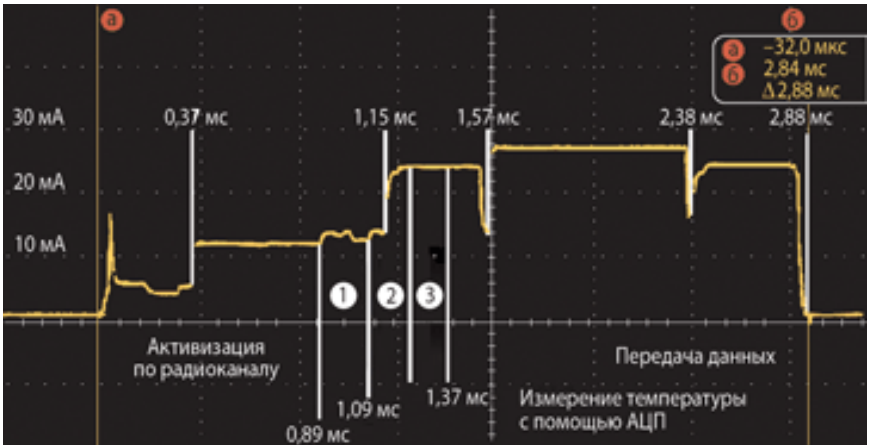


Рис. 4-б. Профиль потребления энергии беспроводного температурного датчика.

Однако если использовать солнечную панель, причем без гарантии того, что эта панель все время будет находиться при прямом солнечном свете, то понадобился бы достаточно мощный элемент хранения энергии для поддержания работоспособности приложения в течение всего времени, когда система может находиться в темноте. С другой стороны, если данные с датчика не нужны в любой момент времени, систему можно спроектировать так, чтобы передавать информацию, только когда имеется легкодоступный источник энергии. Таким образом, потребовался бы энергетический буфер для хранения энергии, необходимой системе только в дежурном режиме.

Возможность увеличения срока службы системы

Микросистемы сбора энергии из различных источников, таких как свет, движение, тепло или радиочастота позволяют инженерам обойти физические ограничения батарей и создавать приложения, для обслуживания которых не нужен непосредственный доступ. Недорогие автономные сети датчиков не только смогут улучшить нашу жизнь, предоставляя данные о состоянии окружающей среды, но обеспечат это без необходимости дополнительных затрат или какого-либо нежелательного воздействия на окружающую среду. Сбор энергии увеличит срок службы существующих продуктов и позволит реализовать решения, которые не были доступны ранее.

Контрольные вопросы

1. Как можно получить общее потребление микросхемы в дежурном режиме?
2. Какие тенденции в развитии микросхем вы можете привести?
3. Какие ограничения для использования солнечного элемента при питании электронного устройства вы можете привести?

История появления и развитие микросистемной техники

Анализ современного состояния в области техники новых поколений и «критических» технологий в ряде наиболее развитых стран позволяет сделать заключение о том, что с начала 90-х годов наиболее бурно развивающимся глобальным научно-техническим направлением является «микросистемная техника». В рамках данного направления создаются миниатюрные чувствительные, исполнительные и энергообеспечивающие системы, в основе функционирования которых лежит активное использование классических принципов механики, оптики, акустики, электротехники, теплотехники, химии и биологии, интегрируемых в конструктивные решения на микроуровне с широким использованием материаловедческой и технологической баз микро- и оптоэлектроники, а в последнее время – и биотехнологии.

Микромашины, механизмы и приборы микросистемной техники по стоимости, надежности, ресурсу, массогабаритным показателям, энергопотреблению, широте и эффективности применения настолько превосходят традиционные аналоги, что созданная без использования микросистемной техники продукция специального и гражданского назначения в ближайшем будущем может оказаться неконкурентоспособной.

Микросистемная техника является в настоящее время одним из наиболее динамично развивающихся междисциплинарных научно-технических направлений, определяющих новую революцию в области систем, реализуемых на микроуровне.

Можно выделить следующие стимулирующие **факторы развития микросистемной техники** как научно-технического направления:

- появление в 1982 году статьи сотрудника фирмы IBM К. Петерсона, рассматривающей кремний не как полупроводниковый, а как конструкционный механический материал; разработка в конце семидесятых годов рядом фирм (Хоневелл, Кулите) промышленной технологии объемного жидкостного травления кремния для формирования мембран, струн,

балок в датчиках давления, вибрации и ускорения;

• разработка в конце семидесятых – начале восьмидесятых годов в Центре ядерных исследований в Карлсруэ (Германия) технологии формирования объемных структур с использованием синхронного излучения, гальванического осаждения и прецизионного литья полимерами, получившей название LIGA технология (LIGA - аббревиатура немецких слов «litographie» - литография, «galvanoformung» - гальванообработка, «abformung» - прессование). С середины девяностых годов в качестве наиболее часто используемого собирательного понятия для расширенного толкования направления, связанного с созданием микросистем, в англоязычной литературе применяют сокращение MST (microsystem technology), что дословно означает «технология микросистем». В России наибольшее распространение получил термин «микросистемная техника», который был использован и в официальных документах, связанных с принятием в 1996 году «Перечня критических технологий Федерального уровня».

По аналогии с микроэлектроникой, воплотившей свой теоретический задел в первых интегральных микросхемах, созданных в 1958-1961 гг., в рамках реализации целевой функции – улучшения массогабаритных показателей, надежности, быстродействия, отношения функциональной сложности к стоимости – основным заказчиком и финансистом "ранних" объектов микросистемной техники (1975-1987 гг.) в виде микроэлектромеханических приборов (датчиков давления, акселерометров) являлся авиационно-космический комплекс. Появление на рынке потребления автомобилестроителей окончательно сформировало требования к характеристикам "классических" изделий микросистемной техники массогабаритным показателям, стоимости, надежности, воспроизводимости, массовости, номенклатуре. Иницилирующим фактором в развитии микросистемной техники стало появление так называемых микроэлектромеханических систем (английская аббревиатура

MEMS – microelectromechanical systems), в которых гальванические связи находятся в тесном взаимодействии с механическими.

Можно выделить следующие стимулирующие факторы развития микросистемной техники как научно-технического направления:

- появление в 1982 г. статьи сотрудника фирмы IBM К.Петерсона, рассматривающей кремний не только как полупроводниковый, но и как конструкционный механический материал;

- разработка в конце 70-х годов на ряде фирм (Хоневелл, Кулите)

промышленной технологии объемного жидкостного травления кремния для формирования мембран, струн, балок в датчиках давления, вибрации и ускорения;

- разработка в конце 70-х – начале 80-х годов в Центре ядерных исследований в Карлсруэ (Германия) технологии формирования объемных структур с использованием синхронного излучения, гальванического осаждения и прецизионного литья полимерами, получившей название LIGA- технология (LIGA – аббревиатура немецких слов *litographie* – литография, *galvanoformung* – гальванообработка, *abformung* – прессование).

Анализ мировой динамики развития MST (рис. Рис. 4-7.), выполненный организацией «NEXUS», являющейся органом Европейской Комиссии, показал, что в 1996 - 2002 годах рост рынка изделий микросистемной техники составил в среднем на 18% в год, при этом рост рынка новейших разработок в области микросистем, включая системы микроподачи жидкости и газа, аналитические ДНК-чипы, оптические микропереключатели и сетевые затворы, микродвигатели и реле является наиболее значительным.

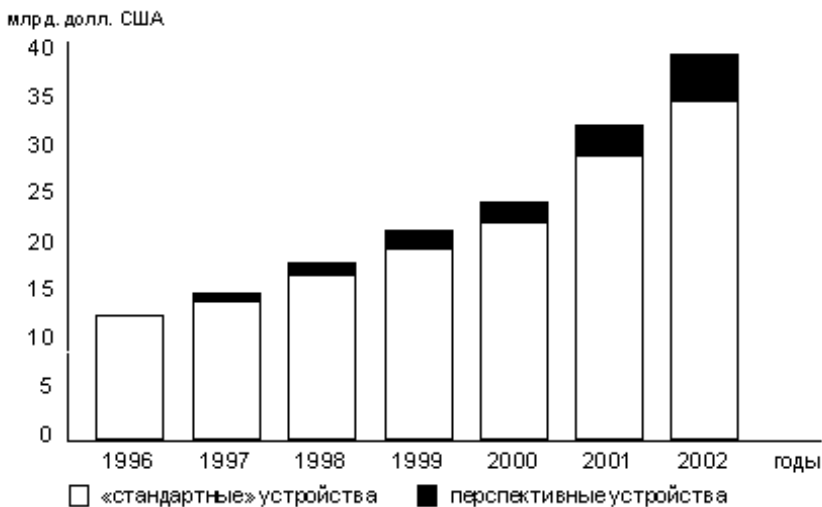


Рис. 4-7. Анализ динамики рынка микросистемной техники NEXUS

Обобщенное современное состояние в области стимулов и факторов, способствующих развитию микросистемной техники:

- наличие научной и технологической культуры, сформировавшейся в период становления и развития микро- и оптоэлектроники;

- наличие базового оборудования, производственных мощностей и организационной инфраструктуры микроэлектронного производства, пригодных для реализации на них объектов микросистемной техники;

- активный рынок сенсорных систем различного функционального назначения и конструктивного исполнения;

- тенденции к интеграции процессов микро- и биотехнологии в рамках ионического «ренессанса» в области архитектуры, принципов функционирования и материалов;

- появление на рынке систем обработки информации и управления перспективного поколения интегральных схем с

нейроподобной структурой, обеспечивающих новый уровень «интеллектуальных» возможностей и быстродействия микросистем при сохранении или улучшении прежних массогабаритных и энергетических показателей;

- перспективы нового активного рынка в области миниатюрных недорогих диагностических систем обеспечения жизнедеятельности человека за счет принятия концепции экономической целесообразности массовой профилактики заболевания по отношению к их лечению;



Рис. 4-8. Основные компоненты микросистемной техники

- формирование рынка оборудования для технологий на микроуровне (не микроэлектронных) за счет широкого развития биотехнологии и ужесточения требований к работе радиоактивными, токсичными, взрывоопасными веществами, что определяет переход на использование сверхмалых количеств веществ в ограниченных объемах.

Основные компоненты микросистемной техники,

представлены на Рис. 4-8.

Выводы

Интегральная микроэлектроника является разделом микроэлектроники, в котором отдельный компонент представляет собой не отдельно взятый диод или триод, а узел или блок радиолэлектронной аппаратуры.

Радиоэлектронные элементы, из которых состоит устройство, можно разделить на активные и пассивные. Все они размещаются на полупроводниковой подложке. В зависимости от способа исполнения, интегральные технологии делят на тонкопленочные и толстопленочные. Нанесение радиоэлектронных элементов является сложным многоступенчатым процессом, состоящим из последовательности нанесения трафаретов, травлений, напылений проводников и других технологических степеней.

Фотоэлектрическое преобразование энергии лежит в основе работы источников энергии: солнечных батарей, служащих для преобразования световой энергии в электрическую.

Наибольшее практическое применение находят тонкопленочные солнечные батареи, основным материалом для изготовления которых служит кремний.

Разнообразие способов применения фотоэлектрических преобразователей энергии служит стимулятором новых разработок в этой области, стремящихся преодолеть зачастую слишком высокую стоимость электроэнергии и технологические трудности их широкого применения.

Задачи для самостоятельного решения

1. Каковы расстояние между частицами системы в основном состоянии и соответствующая энергия связи, если ядром системы служит протон, а вместо электрона движется мезон, имеющий тот же заряд, что и электрон, но массу в 207 раз большую?

2. Какие линии содержит спектр поглощения атомарного водорода в диапазоне длины волны от 94,5 до 130 нм?

3. У какого водородоподобного иона разность длины волны между основными линиями серий Бальмера и Лаймана равна 59,3 нм?

4. Найти квантовое число n , соответствующее возбужденному состоянию He^+ , если при переходе в основное состояние этот ион испустил последовательно два фотона с длиной волны 121,4 нм и 30,35 нм соответственно.

5. Какому элементу принадлежит водородоподобный спектр, длина волны линий которого в 4 раза короче, чем у атомарного водорода?

6. Какова дебройлевская длина волны протона, прошедшего ускоряющую разность потенциалов 120 кВ.

7. Определить дебройлевскую длину волны теплового нейтрона, обладающего энергией, равной средней энергии теплового движения при температуре 300 К?

8. Средняя кинетическая энергия электрона в невозбужденном атоме водорода равна 13,6 эВ. Вычислить дебройлевскую длину волны электрона.

9. Кинетическая энергия нейтрона равна его энергии покоя. Определить дебройлевскую длину волны нейтрона.

10. Найти дебройлевскую длину волны молекулы водорода, соответствующую их наиболее вероятной скорости при комнатной температуре.

11. Вычислить дебройлевскую длину волны молекул CO_2 , соответствующую их средней скорости при комнатной температуре.

12. Найти дебройлевскую длину волны молекулы азота, соответствующую их наиболее вероятной скорости при температуре 77 К.

13. Найти дебройлевскую длину волны молекулы кислорода, соответствующую их средней скорости при температуре -70°C .

14. Кинетическая энергия протона равна его энергии покоя. Чему равна при этом минимальная неопределенность координаты протона?

15. Масса движущегося электрона в 2 раза больше его массы покоя. Вычислить минимальную неопределенность координаты электрона.

16. Чему равна минимальная неопределенность координаты фотона, соответствующего видимому излучению с длиной волны 0,55 мкм.

17. Среднее время жизни эта-мезона $2,4 \cdot 10^{-19}$ с, а его энергия покоя 549 МэВ. Вычислить минимальную неопределенность массы частицы.

18. Среднее время жизни возбужденного состояния атома 12 нс. Вычислить минимальную неопределенность длины волны $\lambda = 0,12$ мкм излучения при переходе атома в основное состояние. Естественная ширина спектральной линии с длиной волны $\lambda = 0,55$ мкм, соответствующей переходу атома в основное состояние, равна 0,01 пм. Определить среднее время жизни возбужденного состояния атома.

19. Ширина следа электрона с кинетической энергией 1,5 кэВ на фотопластинке, полученного с помощью камеры

Вильсона, $\Delta x = 1$ мкм. Можно ли по данному следу обнаружить отклонение в движении электрона от законов классической механики?

20. Электронный пучок ускоряется в электронно-лучевой трубке разностью потенциалов $U = 1$ кВ. Известно, что неопределенность скорости составляет 0,1 % от ее числового значения. Определить неопределенность координаты электрона. Являются ли электроны в данных условиях квантовой или классической частицей?

21. Установить отношение неопределенностей скорости электрона, если его координата установлена с точностью до 10^{-5} м, и пылинки массой $m = 10^{-12}$ кг, если ее координата установлена с той же точностью.

22. Электронный пучок ускоряется разностью потенциалов $U = 200$ В. Определить, можно ли одновременно измерить траекторию электрона с точностью до 100 пм (с точностью порядка диаметра атома) и его скорость с точностью до 10 %.

23. Найти среднее значение потенциальной энергии электрона для волновой функции основного состояния водородного атома, имеющей вид $\psi = A \exp(-r/a)$, где a – борковский радиус.

24. Определить среднее значение модуля кулоновской силы, действующей на электрон.

25. Каков средний электростатический потенциал, создаваемый электроном в центре атома водорода?

26. Вычислить вероятность того, что электрон в этом состоянии находится от ядра на расстоянии, превышающем $2a$; $5a$ и $10a$.

27. Рассчитать вероятность того, что электрон в этом состоянии находится от ядра на расстоянии $a < r < 2a$.

28. Каково наиболее вероятное расстояние частицы от центра?

29. Найти среднее расстояние частицы от центра.

30. Рассматривая математический маятник массой $m = 100$ г и длиной $L = 0,5$ м в виде гармонического осциллятора, определить классическую амплитуду A маятника, соответствующую энергии нулевых колебаний этого маятника, находящегося в поле тяготения Земли.

31. Волновая функция основного состояния гармонического осциллятора имеет вид

$$\psi_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \exp(-\alpha x^2 / 2),$$

где $\alpha = m\omega/\hbar$. Найти среднее значение координаты x .

32. Вычислить среднее значение импульса для этого состояния (см. задачу 12).

33. Установить среднее значение потенциальной энергии этого состояния (см. задачу 12).

34. Найти среднюю энергию (в электрон-вольтах) электромагнитного колебания при температуре 3000 К для длины волны λ , равной 500, 50, 5 и 0,5 мкм. Сравнить найденные значения с величиной kT .

35. Показать, что в основном состоянии гармонического осциллятора

$$\Delta p \Delta x = \hbar/2,$$

где Δp и Δx – среднеквадратические отклонения импульса и координаты от их средних. Учтите, что

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \text{ и } \langle \Delta p^2 \rangle = \langle p^2 \rangle - \langle p \rangle^2.$$

36. Волновая функция некоторой частицы имеет вид

$$\psi = A \exp(-r^2/2a^2),$$

где r – расстояние от частицы до силового центра; a – константа. Найти наиболее вероятное расстояние частицы от центра.

37. Известно, что нормированная собственная волновая функция, описывающая состояние электрона в одномерной прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, имеет вид

$$\varphi_n(x) = \sqrt{2/L} \sin(\pi n x / L),$$

где L – ширина ямы. Установить среднее значение координаты x электрона.

38. Оценить разность ΔE_n двух соседних уровней энергии при $n \gg 1$ для молекулы газа, находящегося в сосуде. Масса молекулы $m = 10^{-26}$ кг, ширина сосуда $L = 10$ см (считать сосуд бесконечно глубокой потенциальной ямой). Сравнить ΔE_n со средней кинетической энергией молекул при комнатной температуре 300 К.

39. Оценить разность ΔE_n двух соседних уровней энергии при $n \gg 1$ для электрона, локализованного в атоме с линейными размерами $L \approx 10^{-10}$ м (атом считать бесконечно глубокой потенциальной ямой).

40. Для электрона с энергией $E = 1$ эВ оценить эффективную глубину его проникновения под барьер высоты $U_0 = 5$ эВ.

41. Прямоугольный потенциальный барьер имеет ширину $L = 0,1$ нм. Рассчитать разность энергий $U_0 - E$ (в электрон-вольтах), при которой вероятность прохождения электрона сквозь барьер равна 0,5.

42. Протон с энергией 5 эВ движется вдоль оси x , встречая на своем пути прямоугольный потенциальный барьер высотой $U_0 = 10$ эВ и шириной $L = 0,1$ нм. Определить вероятность прохождения протоном этого барьера. Во сколько раз следует сузить барьер, чтобы вероятность прохождения его протоном была такой же, как для электрона в тех же условиях.

43. Прямоугольный потенциальный барьер имеет ширину $L = 0,1$ нм. Для электрона разность $U_0 - E = 5$ эВ. Во сколько раз изменится коэффициент прозрачности D потенциального барьера, если разность $U_0 - E$ вырастет в 4 раза?

44. Так называемая «холодная плазма» характеризуется температурой $T = 10^4$ К и концентрацией частиц $n = 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Оценить температуру вырождения протонной составляющей водородной плазмы. Классической или квантовой статистикой описывается состояние частиц в этой плазме?

45. Какому условию должна удовлетворять концентрация n заряженных частиц в плазме, для того чтобы последняя могла считаться идеальным газом? Удовлетворяет ли условию идеальности так называемая «горячая плазма» ($T \approx 10^7$ К, $n \approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$)?

46. Какова температура вырождения электронного газа в меди? Оценить температуру вырождения для электронного газа с $n = 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

47 Найти вероятность заполнения электронами энергетического уровня в металле, расположенного на $10kT$ выше уровня Ферми.

48 Определить, как и во сколько раз изменится вероятность заполнения электронами в металле энергетического уровня, расположенного на $0,1$ эВ выше уровня Ферми, если температуру металла повысить с 300 до 1000 К.

49 При какой температуре вероятность нахождения электрона с энергией $E = 0,5$ эВ выше уровня Ферми в металле равна 1% ?

50. Вычислить минимальную длину волны де Бройля для свободных электронов в медном проводнике, где энергия Ферми составляет 7 эВ.

51. Энергия Ферми в кристалле серебра $5,5$ эВ. Найти максимальную и среднюю скорость электронов проводимости при $T \cong 0$ К. При расчете принять эффективную массу электронов равной массе свободного электрона.

52. Рассчитать максимальную и среднюю скорость теплового движения свободных электронов в металле при $T \cong 0$ К, если концентрация электронов $8,5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

53. Положению уровня Ферми для алюминия при $T \cong 0$ К соответствует энергия $11,7$ эВ. Каково число свободных электронов, приходящихся на один атом? Эффективную массу электронов проводимости принять равной массе свободного электрона.

54. Какая часть электронов проводимости в металле при $T \cong 0$ К имеет кинетическую энергию, большую $E_F/2$?

55. Как изменится интервал между соседними уровнями энергии свободных электронов в металле, если объем кристалла уменьшить в 10 раз?

56. Удельная проводимость металла $6 \cdot 10^3 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$. Вычислить среднюю длину свободного пробега электронов в металле, если концентрация свободных электронов $n = 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Средняя скорость хаотического движения электронов $u = 10^6 \text{ м/с}$.

57. Удельная теплоемкость молибдена при температуре 25 К равна $3,47 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$. Установить дебаевскую температуру молибдена.

58. Найти количество теплоты, необходимое для нагревания 50 г железа от 10 до 20 К. Температура Дебая для железа 470 К.

59. Какое количество теплоты необходимо для нагревания 1 моль никеля от 5 до 15 К? Температура Дебая для никеля 450 К.

60. Собственный полупроводник имеет при некоторой температуре удельное сопротивление $\rho = 0,48 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Определить концентрацию собственных носителей заряда, если подвижность электронов в германии $0,36 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а подвижность дырок $0,16 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

61. Каков уровень Ферми при комнатной температуре в собственном полупроводнике, если ширина запрещенной зоны $E_g = 0,7 \text{ эВ}$? За нулевой уровень отсчета энергии электронов принять уровень дна зоны проводимости. Эффективная масса дырок в 3 раза больше эффективной массы электронов.

62. Найти минимальную энергию образования пары электрон-дырка в беспримесном полупроводнике, проводимость которого возрастает в 5 раз при увеличении температуры от $T_1 = 300 \text{ К}$ до $T_2 = 400 \text{ К}$.

63. Ширина запрещенной зоны германия $E_g = 0,72 \text{ эВ}$. Во сколько раз увеличивается его удельная проводимость, если образец нагревают от 0 до $17 \text{ }^\circ\text{C}$.

64. Определить примесную электропроводность кремния, содержащего бор с концентрацией $2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и сурьму с концентрацией $3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Подвижность электронов и дырок для кремния соответственно 0,13 и 0,05 $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

66. Вычислить сдвиг $\Delta\lambda$ края собственного поглощения германия при изменении температуры от $T_1 = 77 \text{ К}$ до $T_2 = 273 \text{ К}$. Зависимость ширины запрещенной зоны германия от температуры имеет вид $E_g = 0,782 - 3,9 \cdot 10^{-4} T$ эВ.

16. На рис.17 показан спектр собственного поглощения антимида индия для двух различных температур. Найдите ширину запрещенной зоны при указанных температурах.

67. При изменении температуры $T_1 = 100 \text{ К}$ до $T_2 = 300 \text{ К}$ край собственного поглощения сдвинулся на $\Delta\lambda = 0,195 \text{ мкм}$. Найти температурный коэффициент ширины запрещенной зоны материала, если при T_1 $E_g = 0,743$ эВ.

68. В некотором полупроводнике, у которого подвижность электронов проводимости в 2 раза больше подвижности дырок, эффект Холла не наблюдался. Найти отношение концентраций дырок и электронов проводимости в этом полупроводнике.

69. Удельная проводимость кремния с примесями $\gamma = 112 (\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$. Определить подвижность дырок и их концентрацию, если постоянная Холла $R_H = 3,66 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{Кл}$. Принять, что полупроводник обладает дырочной проводимостью.

70. Обратный ток насыщения германиевого p - n -перехода, измеренный при обратном напряжении 5 В, равен 1 мкА. Через этот p - n -переход при его прямом включении течет ток 0,1 А. Определить прямое и обратное сопротивления p - n -перехода при комнатной температуре $T = 293 \text{ К}$.

71. Обратный ток насыщения кремниевого p - n -перехода, измеренный при обратном напряжении 5 В, равен 10^{-8} А. Через этот p - n -переход при его прямом включении течет ток 0,1 А. Каковы прямое и обратное сопротивления p - n -перехода при $T = 293$ К?

72. Акцепторный полупроводник с работой выхода 4,5 эВ и металл с работой выхода 4,2 эВ образуют контакт. Найти удельную емкость контакта при приложении к нему обратного напряжения 0,5 В. Концентрация примеси в полупроводнике $N_a = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, а его относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 10$.

73. В германиевом p - n -переходе концентрация донорной примеси в n -области в 1000 раз больше, чем концентрация акцепторной примеси в p -области. При этом на каждые 108 атомов германия приходится один атом акцепторной примеси. Определить контактную разность потенциалов этого p - n -перехода при температуре 300 К. Общая концентрация собственных атомов германия $4,4 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$, а концентрация ионизированных атомов германия при данной температуре $2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

74. Удельное сопротивление p -области германиевого p - n -перехода 2 Ом·см, а удельное сопротивление n -области 1 Ом·см. Вычислить высоту потенциального барьера p - n -перехода при температуре 300 К.

75. В структуре с кремниевым p - n -переходом удельное сопротивление p -области и n -области 10^{-4} и 10^{-2} Ом·м соответственно. Вычислить контактную разность потенциалов при температуре 300 К, если подвижность дырок и электронов соответственно 0,05 и 0,14 $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а собственная концентрация в данных условиях $1,38 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$.

76. Концентрации доноров и акцепторов в n - и p -областях резкого p - n -перехода соответственно $5 \cdot 10^{16}$ и 10^{17} см^{-3} . Определить контактную разность потенциалов и плотность обратного тока насыщения при комнатной температуре. Считать, что коэффициенты диффузии для неосновных электронов и дырок соответственно 100 и $50 \text{ см}^2/\text{с}$, а диффузионная длина электронов и дырок одинакова и составляет 0,8 см. Собственная концентрация носителей заряда 10^{13} см^{-3} .

77. Резкий p - n -переход сформирован из материала p -типа с удельным сопротивлением при температуре 300 К $1,3 \text{ мОм}\cdot\text{м}$ и из материала n -типа с удельным сопротивлением $4,6 \text{ мОм}\cdot\text{м}$. Время жизни неосновных носителей заряда в материалах p - и n -типов 100 и 150 нс соответственно, площадь p - n -перехода 1 мм^2 . Вычислить обратный ток насыщения в предположении, что протяженность p - и n -областей много больше диффузионной длины. Подвижность дырок и электронов соответственно 0,048 и $0,135 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, собственная концентрация $6,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$.

78. Ток, проходящий через p - n -переход при большом обратном напряжении и $T = 300 \text{ К}$, равен 0,2 мкА. Найти ток через p - n -переход при прямом напряжении 0,1 В.

79. Каково прямое напряжение на p - n -переходе при токе 1 мА, если обратный ток насыщения при комнатной температуре равен 1 нА?

80. При прямом напряжении 0,1 В на p - n -переходе и температуре $20 \text{ }^\circ\text{C}$ через него проходит некоторый ток. Каким должно быть напряжение, чтобы ток увеличился в 2 раза?

81. В равновесном состоянии высота потенциального барьера германиевого p - n -перехода 0,2 эВ, концентрация акцепторных примесей в p -области $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что много меньше концентрации донорных примесей в n -области. Рассчитать барьерную емкость p - n -

перехода при обратном напряжении 0,1 В. Площадь p - n -перехода 1 мм^2 , относительная диэлектрическая проницаемость германия 16.

82. Барьерная емкость p - n -перехода 25 пФ при обратном напряжении 5 В. Как она изменится при увеличении обратного напряжения до 7 В?

83. Ток насыщения p - n -перехода при комнатной температуре 0,01 мкА. Каково его сопротивление при близком к нулю напряжении в этих условиях?

84. По заданным значениям R_k и E_k построить нагрузочную прямую для конкретного типа транзистора (схема с ОЭ). Для различных точек нагрузочной прямой рассчитать коэффициент передачи тока $h_{21э}$. Построить график $h_{21э} = f(I_б)$.

85. Предельная частота для транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, равна 10 МГц. Рассчитать предельную частоту для схемы с общей базой, если коэффициент передачи тока $|h_{21б}| = 0,98$.

86. Для заданного типа транзистора по его справочным данным построить кривую допустимой мощности и определить область безопасных ре-жимов работы.

87. Для транзистора с максимально допустимой мощностью рассеяния на коллекторе $P_{к \text{ max}} = 250 \text{ мВт}$ и максимально допустимым током $I_{к \text{ max}} = 20 \text{ мА}$ определить наименьшее допустимое значение $R_{кэ}$, если $U_{инт} = 10 \text{ В}$.

88. Учитывая, что по определению крутизна электронного прибора есть отношение приращения выходного тока к приращению входного на-пряжения, рассчитать крутизну заданного биполярного транзистора в конкрет-ной рабочей точке, используя его статические характеристики.

89. Используя справочные параметры заданного транзистора, по-строить его рабочую область.

90. Для транзистора КП103М построить нагрузочную прямую при $E_c = 10 \text{ В}$; $R_c = 1 \text{ кОм}$.

91. По семейству выходных (стоковых) характеристик полевого транзистора (например КП03И) построить его сток-затворную характеристику $I_c = f(U_{зи})$ для напряжения $U_{си} = \text{const}$.

92. По сток-затворной характеристике транзистора заданного ти-па определить крутизну характеристики S при различных $U_{зи}$. Построить гра-фик $S = f(U_{зи})$.

93. Сравнить выходные и сток-затворные характеристики поле-вых транзисторов трех основных типов (с управляющим р-п-переходом, МДП-встроенным каналом, МДП-индуцированным каналом).

94. Нарисовать схемы одиночных каскадов на транзисторе, включенных по схеме с общим эмиттером, для следующих случаев: а) рабочая точка задана фиксированным током базы; б) рабочая точка задана фиксиро-ванным напряжением база – эмиттер. Рассчитать величину резистора в цепи смещения для случая «а» и величину резисторов в цепи делителя для случая «б», если $E_k = 10 \text{ В}$, $R_k = 1 \text{ кОм}$, $U_k = 5 \text{ В}$, $\beta = 50$. При тех же условиях изобра-зить и рассчитать схему с эмиттерной и коллекторной стабилизацией.

95. Одиночный каскад усилителя на биполярном транзисторе включен по схеме с ОБ. Транзистор имеет следующие значения h-параметров: $h_{116} = 30 \text{ Ом}$; $h_{126} = 2,4 \cdot 10^{-4}$; $h_{216} = -0,99$; $h_{226} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ См}$. Рассчитать коэффици-ент усиления по току, напряжению и мощности, а также величину входного и выходного сопротивлений, если сопротивление нагрузки $R_n = 15 \text{ кОм}$, внут-реннее сопротивление источника сигнала $R_r = 1 \text{ кОм}$.

96. Транзистор включен по схеме с ОЭ. h-параметры транзистора таковы: $h_{113} = 1,8 \text{ кОм}$; $h_{123} = 4,5 \cdot 10^{-4}$; $h_{223} = 60 \text{ мкСм}$. Сопротивление нагрузки $R_n = 5 \text{ кОм}$, внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r = 2 \text{ кОм}$. Найти величину входного и выходного сопротивлений, коэффициенты усиления по току, напряжению и мощности, если $h_{213} = 70$.

97. Одиночный каскад усилителя включен по схеме с общим коллектором; h-параметры транзистора таковы: $h_{116} = 20 \text{ Ом}$; $h_{126} = 1,65 \cdot 10^{-4}$; $h_{216} = 0,99$; $h_{226} = 0,85 \text{ мкСм}$. Определить коэффициенты усиления по току, напряжению и мощности, если внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r = 15 \text{ кОм}$, величина сопротивления нагрузки $R_n = 1,5 \text{ кОм}$.

98. Транзистор, включенный по схеме с ОБ, имеет следующие значения собственных параметров: $r_b = 300 \text{ Ом}$; $r_e = 40 \text{ Ом}$; $r_k = 1 \text{ МОм}$; $\alpha = 0,98$. Определить входное сопротивление, коэффициент усиления каскада по напряжению в области низких частот, если сопротивление нагрузки $R_n = 3 \text{ кОм}$.

99. Провести графоаналитический расчет усилителя, если заданы входные статические характеристики, выходные статические характеристики для схемы включения с ОЭ, величина сопротивления нагрузки, напряжение источника питания. Построить нагрузочную прямую и, исходя из условий получения неискаженного сигнала, выбрать рабочую точку. Определить максимальную амплитуду неискаженного сигнала, найти коэффициент усиления по току, напряжению и мощности, КПД и величину входного сопротивления каскада.

Предметный указатель

аккумуляция энергии 213
акцепторы 94
биполярные транзисторы 141
большие интегральные схемы (БИС) 3
валентная зона 62
варикап 133
волновая функция Ψ (пси-функции) 10
волна де Бройля 31
вольт-амперная характеристика p - n -перехода 128
время жизни носителей заряда 99
входные характеристики транзистора 149
выходные характеристики транзистора 150
главное квантовое число 40
динистор 166
длина волны де Бройля 6
доноры 91
дифракционные явления 8
диэлектрик 64
диффузионный ток 101
диффузионное поле p - n - перехода 111
дрейфовый ток 101
емкости p - n -перехода 133
закон действующих масс 95
зонная теория 57
запрещенная зона 62
интегральные схемы (ИС) 3
квантовая механика 7
квантовый осциллятор 47
коллекторный переход 134
концентрация свободных носителей заряда 92
корпускулярно-волновой дуализм 6
коэффициент прозрачности 45
кристаллическая решетка 60

лавинный пробой p - n - перехода 131
легирование 79
магнитное квантовое число 57
МДП-транзисторы 161
металлы 63
микросистемная техника 212
неопределенность 12
неосновные носители заряда 89
орбитальное квантовое число 50
основные носители заряда 89
планетарная модель атома 19
полевые транзисторы 162
полупроводниковая электроника 118
полупроводник 63
постулаты Бора 22
потенциальный барьер 120
принцип соответствия Бора 42
примесные энергетические уровни 79
правило отбора 50
подвижность электронов 87
подвижность дырок 87, 101
полупроводник n -типа 91
полупроводник p -типа 91
пороговая длина волны 81
потенциальный барьер p - n - перехода 120
примесная проводимость полупроводников 91
распределение Ферми- Дирака 66
рекомбинация 91
сверхбольшие интегральные схемы (СБИС) 3
свободная зона 62
серия Бальмера 21
серия Брэкета 21
серия Лаймана 21
серия Пашена 21
симистор 166

собственная проводимость 100
собственный полупроводник 87
собственные функции 30, 48
собственные энергии 30, 48
солнечные батареи 201, 204
соотношение неопределенностей Гейзенберга 12
соотношение Эйнштейна 104
спиновое квантовое число 57
стабилитрон 175
теплоемкость металлов 78
теплоемкость электронного газа 78
технологии микроэлектроники 196
тиристор 166
туннельный пробой p - n - перехода 131
туннельный эффект 44
уравнение Шредингера 33
уровень Ферми 87, 118
фототиристор 166
фотоэлектрическое преобразование энергии 201
функциональная электроника 4
ширина запрещенной зоны 65
эмиттерный переход 134
энергия нулевых колебаний 48
эффект Холла 81
MEMS – microelectromechanical systems 224
 p - n -переход 118, 123, 140, 148

Библиографический список учебной и научной литературы

1. Трофимова Т. И. Курс физики. –М.: Высшая школа, 2004, – 544 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 2. –М.: Наука, 1988, –496 с.
3. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики. –М.: Высшая школа, 2000, – 718 с.
4. Яворский Б. М., Селезнев Ю. А. Справочное руководство по физике. –М.: Наука, 1989, – 576 с.
5. Трофимова Т. И., Павлова З. Г. Сборник задач по курсу физики с решениями. –М.: Высшая школа, 2003, – 591 с.
6. Иродов И. Е. Электромагнетизм. Основные законы.–М.: Лаборатория Базовых знаний, 2001,– 352 с.
7. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учебное пособие для вузов. Т. 3 –М.: ФИЗМАТЛИТ МФТИ, 2002, –656 с.
8. Калашников С.Г. Электричество. –М.: Наука, 1977, – 592 с.
9. Иродов И. Е. Задачи по общей физике. –М.: Лаборатория Базовых знаний, 2001, – 432 с.
10. Пасынков В. В., Чиркин Л. К. Полупроводниковые приборы: Учеб. для иузов. 6-е изд. СПб.: Лань, 2002.
11. Линч П., Николайдес А. Задачи по физической электронике. – М.: Мир, 1985.
12. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. – М.: Энергия, 1977.
13. Дулин В.Н. Электронные приборы. – М.: Энергия, 1977.
14. Манаев Е.И. Основы радиоэлектроники. – М.: Радио и связь, 1985.
15. Гусев В.Г., Гусев Ю.М. Электроника: Учеб. пособие для вузов. - М.: Выш. шк., 1991.
16. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. – М.: Мир, 1982.
17. Опадчий Ю.Ф. и др. Аналоговая и цифровая электроника: Учебник для вузов. – М.: Горячая линия – Телеком, 1999.

18. Сорокин В. С., Антипов Б. Л., Лазарева Н. П. Материалы и элементы электронной техники: В 2 т. Т. 1. Проводники, полупроводники и диэлектрики: Учеб. для вузов. М.: Академия, 2006.

19. Сорокин В.С., Антипов Б.Л., Лазарева Н.П. Материалы и элементы электронной техники: В 2 т. Т. 2. Активные диэлектрики, магнитные материалы, элементы электронной техники: Учебник для студ. высш. учеб. заведений. М.: Издательский центр «Академия», 2006.

20. Справочник по электротехническим материалам / Под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. Т. 3. Л.: Энергоатомиздат, 1988.

21. Арзамасов Б. М. Материаловедение: Учебник для вузов. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002.

22. Степаненко И. П. Основы микроэлектроники / Лаб. базовых знаний. М., 2003.

23. Чиркин Л. К., Андреев А. П., Ганенков Н. А. Физические основы микроэлектроники: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2001.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	3
ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ	6
Волновые свойства микрочастиц. Дифракция электронов	6
Закономерности в спектре атома водорода	20
Постулаты Бора. Линейчатые спектры	21
Волновая функция (пси-функция). Уравнение Шредингера	28
<i>Линейный гармонический осциллятор в квантовой механике</i>	<i>46</i>
<i>Атом водорода по теории Шредингера</i>	<i>48</i>
Примеры решения задач	51
Выводы	57
Контрольные вопросы	58
ОСНОВЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ. ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ.....	61
Функция распределения Ферми- Дирака. Особенности электронного газа в металлах и полупроводниках.	69
Теплоемкость и электропроводимость металлов по квантовой теории.....	82
Электропроводность полупроводников	89
<i>Собственные (беспримесные) полупроводники</i>	<i>89</i>
<i>Примесная проводимость полупроводников</i>	<i>92</i>
<i>Температурная зависимость электропроводности полупроводников</i>	<i>99</i>
Время жизни носителей заряда. Дрейфовое и диффузионное движение носителей заряда	105
Примеры решения задач	112
Выводы	119
Контрольные вопросы и задания	119
ОСНОВНЫЕ ДИСКРЕТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ	120
Контактные явления в полупроводниках. Полупроводниковые диоды	120
<i>Электрические процессы в p-n-переходе в отсутствие внешнего напряжения</i>	<i>124</i>
<i>Электрические процессы в p-n-переходе при наличии внешнего напряжения</i>	<i>130</i>

<i>Прямая ветвь вольт-амперной характеристики p-n-перехода</i>	130
<i>Обратная ветвь вольт-амперной характеристики перехода</i>	135
<i>Полная вольт-амперная характеристика перехода</i>	137
<i>Учет дополнительных факторов, влияющих на вольт-амперную</i> <i>характеристику перехода</i>	139
<i>Емкости p-n-перехода</i>	142
Принцип действия биполярных транзисторов и их основные параметры	143
<i>Статические вольт-амперные характеристики биполярного</i> <i>транзистора</i>	153
Униполярные (полевые) транзисторы	164
<i>Транзисторы с управляющим p-n-переходом</i>	165
<i>МДП-транзисторы</i>	172
Устройство и принцип работы диодистора, тиристора, симистора и фототиристора	177
<i>Примеры решения задач</i>	193
<i>Выводы</i>	198
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	198
АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ СОВРЕМЕННОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	199
Основы технологий микроэлектроники	199
Физические принципы фотоэлектрического преобразования энергии	204
<i>Производство солнечных фотоэлементов и батарей</i>	208
Некоторые технические проблемы и перспективы развития полупроводниковой электроники	216
<i>Аккумуляция энергии без использования батарей во встраиваемых системах</i>	216
<i>Встраиваемые приложения с ультранизким энергопотреблением</i>	216
Проблемы батарейного питания	218
Новый класс приложений	219
Время и место аккумуляции энергии	223
<i>Передовой опыт применения системы аккумуляции энергии</i>	224
<i>Возможность увеличения срока службы системы</i>	226
Контрольные вопросы	226
История появления и развитие микросистемной техники	226
<i>Выводы</i>	232
Задачи для самостоятельного решения	232
<i>Предметный указатель</i>	247

Библиографический список учебной и научной литературы 250