

И.П. Степаненко

**Основы теории транзисторов и
транзисторных схем**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 030
ББК 92
И11

И11 **И.П. Степаненко**
Основы теории транзисторов и транзисторных схем / И.П. Степаненко – М.: Книга по Требованию, 2023. – 672 с.

ISBN 978-5-458-38954-9

В книге проводятся анализ и расчет основных типов транзисторных усилителей, импульсных схем и источников питания. Анализ схем предшествует рассмотрению физических процессов в полупроводниковых диодах и транзисторах и характеристик диодов и транзисторов в качестве схемных элементов. Существенно переработана по сравнению с третьим изданием, вышедшим в 1973 г., первая часть книги, во вторую и третью части введены новые главы. Книга предназначена для инженеров, аспирантов и студентов вузов, специализирующихся по микроэлектронике и прикладной электронике, вычислительной технике, автоматике и приборостроению.

ISBN 978-5-458-38954-9

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2023
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2023

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

ТРАНЗИСТОРЫ

Глава первая

ПОЛУПРОВОДНИКИ

1-1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно к полупроводниковым материалам относят вещества, которые при комнатной температуре имеют удельное электрическое сопротивление ρ в пределах от 10^{-3} — 10^{-2} до 10^8 — 10^9 Ом·см*. Вещества со значительно меньшим сопротивлением (10^{-6} — 10^{-4} Ом·см) причисляют к проводникам (металлам), а со значительно большим (10^{10} — 10^{18} Ом·см) — к непроводникам (диэлектрикам). Металлы и диэлектрики являются «полюсами» наиболее общего класса веществ — полупроводников. Количество полупроводниковых материалов, известных в настоящее время, далеко превышает число металлов и диэлектриков. К полупроводникам относятся некоторые химические элементы (Si, Ge, Se), интерметаллические соединения (InSb, GaAs), окислы (Cu_2O , ZnO), сульфиды (CdS, ZnS), карбиды (SiC) и множество других химических соединений.

Различие между диэлектриками и полупроводниками в основном количественное. Различие же между металлами и полупроводниками отнюдь не сводится к различию удельных сопротивлений.

В отличие от чистых металлов сопротивление чистых полупроводников сильно зависит от температуры и, кроме того, с ростом температуры не увеличивается, а уменьшается. Так, для большинства металлов температурный коэффициент сопротивления составляет + (0,4—0,6) % на 1°C , а для полупроводников он может достигать — (5—6) % на 1°C и более.

При добавлении примеси в чистый металл удельное сопротивление образующегося сплава (нихрома, манганина и т. п.) больше удельного сопротивления каждого из компонентов, тогда как при добавлении примеси в чистый полупроводник его удельное сопротивление сильно уменьшается: например, $10^{-5}\%$ мышьяка в германии снижает сопротивление последнего в 200 раз.

Причины отмеченных особенностей полупроводников станут ясны после изучения их структуры и механизма проводимости.

* В полупроводниковой технике принято измерять удельное сопротивление для 1 см^3 материала ($1\text{ Ом}\cdot\text{см} = 10\text{ Ом}\cdot\text{мм}/\text{м}$).

В дальнейшем будут рассматриваться главным образом кремний и германий — основные материалы, используемые в современной транзисторной технике. Однако закономерности, характерные для этих материалов, распространяются в общем на весь класс *электронных полупроводников*, в которых электрический ток обусловлен только электронами, а не ионами [1, 2].

1-2. СТРУКТУРА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ТИПЫ ПРОВОДИМОСТИ

Полупроводники представляют собой кристаллы, которые можно разбить на множество повторяющихся однотипных *элементарных ячеек*¹. Такие ячейки — структурные «молекулы» кристалла — подобно химическим молекулам состоят из нескольких атомов [3, 4].

Кристаллическая решетка кремния называется тетраэдрической или решеткой типа алмаза. Она характерна также для германия и всех четырехвалентных элементов. В основе такой решетки лежит пространственная фигура — тетраэдр, в углах и центре которой расположены атомы (рис. 1-1, а). Характерная особенность тетраэдрической системы заключается в одинаковом расстоянии центрального атома от четырех угловых. Каждый угловой атом

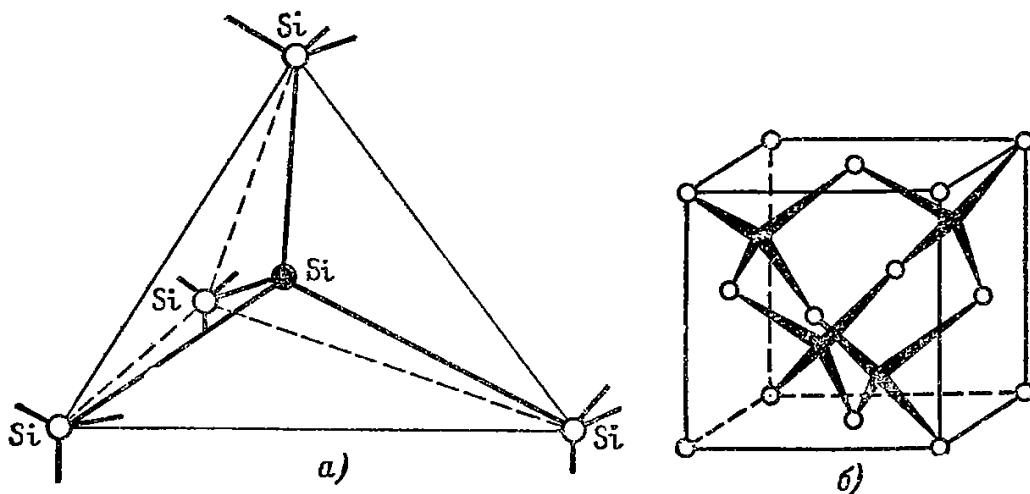


Рис. 1-1. Тетраэдрическая структура кристаллической решетки.

а — элементарный тетраэдр; б — элементарная ячейка.

в свою очередь служит центральным для других четырех ближайших атомов. Совокупность нескольких тетраэдров образует элементарную ячейку (рис. 1-1, б) кубической формы с размером ребра около 0,5 нм (*постоянная решетки*).

¹ Говоря о кристаллах, обычно подразумевают *монокристаллы*, которые в отличие от *поликристаллов* совершенно однородны, т. е. обладают идеальной, регулярной решеткой. Поликристаллы, несмотря на внешнюю однородность, имеют зернистую структуру, т. е. состоят из множества микрокристаллов, разделенных межкристаллическими гранями, равносильными дефектам решетки. Для изготовления обычных полупроводниковых приборов (диодов, транзисторов) поликристаллы непригодны.

Всем кристаллам, в том числе типичным полупроводникам, свойственна *анизотропия* — зависимость свойств от направления, в котором эти свойства рассматриваются. Анизотропия является естественным следствием того, что расстояния между смежными атомами различны в разных направлениях. Плоскости, лежащие внутри кристалла, и его наружные грани принято обозначать индексами Миллера [4] — совокупностью трех цифр, характеризующих ориентацию плоскости относительно атомов элементарной ячейки. Так, применительно к кубической решетке индекс (100) соответствует плоскости, проходящей через

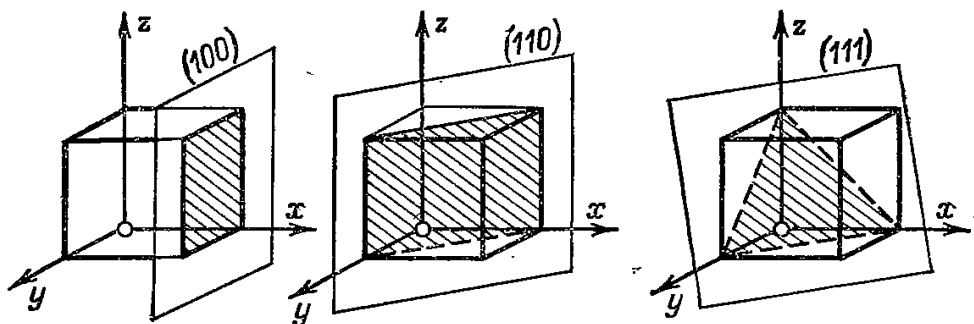


Рис. 1-2. Характеристические плоскости кубической решетки.

грань куба; индекс (110) — плоскости, проходящей через диагонали противоположных граней; а индекс (111) — плоскости, проходящей через три вершины, не связанные общими ребрами (рис. 1-2)¹. Направления, перпендикулярные указанным плоскостям, обозначаются теми же индексами, но в квадратных скобках. Наиболее «густым» по числу атомов на единицу длины является направление [111], наиболее «разреженным» — направление [100].

В последующих выводах мы будем пользоваться плоским эквивалентом тетраэдрической структуры (рис. 1-3), в котором сохранена главная особенность решетки типа алмаза — одинаковые расстояния между смежными атомами.

Связь атомов в рассматриваемой решетке устанавливается вследствие наличия специфических обменных сил, возникающих в результате попарного объединения валентных электронов. Эти силы отражены на рис. 1-3 сходящимися стрелками. Объединение электронов следует понимать так: пара электронов, обведенная на рис. 1-3 пунктиром, в равной степени принадлежит обоим соответствующим атомам или, образно говоря, поочередно примыкает то к одному, то к другому. Соответственно «в среднем» каждый атом обладает устойчивой восьмиелектронной оболочкой. Такая связь атомов, при которой каждый из них остается нейтральным, называется парноэлектронной, *ковалентной* [2] или просто валентной в отличие от *ионной* связи, обусловленной электрическими силами и имеющей место, например, в решетке каменной соли Na^+Cl^- , где атомы ионизированы.

¹ В общем виде индексы Миллера определяются следующим образом. Начало прямоугольной системы координат помещают в одном из узлов решетки; отрезки l , m , n , отсекаемые данной плоскостью на осях координат, измеряют в единицах постоянной решетки, обратные величины l^{-1} , m^{-1} , n^{-1} приводят к общему наименьшему знаменателю, после чего знаменатель отбрасывают. Числители образуют индексы Миллера.

Совершенно однородная структура (рис. 1-3) бывает у кристалла лишь при температуре абсолютного нуля. По мере нагревания полупроводника часть валентных связей нарушается под действием тепловых колебаний атомов в решетке. В корпускулярной интерпретации носителями энергии механических колебаний атомов являются *фононы* — акустические аналоги световых фотонов¹. Поэтому можно сказать, что при нагреве кристалла валентные связи нарушаются фононами, число и энергия которых растут с температурой.

Нарушение валентных связей приводит к одновременному образованию свободных электронов и пустых мест — *дырок* вблизи

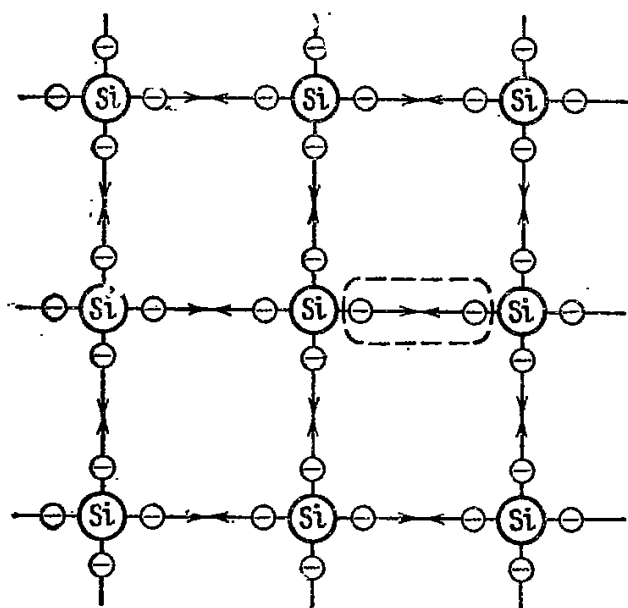


Рис. 1-3. «Плоский» эквивалент тетраэдрической решетки с валентными связями атомов.

тех атомов, от которых оторвались электроны (рис. 1-4). Такая дырка ведет себя подобно частице с элементарным положительным зарядом. Она, так же как и электрон, совершает хаотическое движение в течение некоторого времени после своего появления (*времени жизни*), а затем рекомбинирует с одним из свободных электронов. На рис. 1-5 показана схема движения дырки в решетке кремния как результат последовательного замещения ее электронами, принадлежащими разным атомам: исходная дырка в атоме *I* замещается од-

ним из электронов атома *II* и «переходит» к атому *II*; затем дырка в атоме *II* замещается одним из электронов атома *VI* и «переходит» к атому *VI* и т. д. Создается впечатление, что одна и та же дырка непрерывно движется по пути *I—II—VI—X—VII—III*, тогда как на самом деле совершаются дискретные переходы электронов в обратном направлении: *II—I*, *VI—II*, *X—VI* и т. д.

Таким образом, в полупроводниках имеются два типа подвижных носителей заряда — электроны и дырки.

При нагревании абсолютно чистого и однородного полупроводника (*собственный* полупроводник) свободные электроны и дырки всегда образуются парами, как следует из рис. 1-4. Число этих

¹ Тепловые колебания решетки и соответственно фононы делятся на два типа: *акустические* (низкочастотные) и *оптические* (высокочастотные). Первые являются результатом синфазных, а вторые — противофазных колебаний атомов в элементарной ячейке.

пар в стационарном режиме определяется равновесием между процессами *термогенерации* и *рекомбинации* носителей. Проводимость собственного полупроводника, обусловленную парными носителями теплового происхождения, называют *собственной*.

Проводимость, обусловленную наличием примесных атомов, нарушающих структуру кристаллической решетки, называют *примесной*. Заметим, что слово «примесь» не всегда следует понимать буквально. В ряде случаев такие же последствия, как наличие примесных атомов, могут вызывать различные *дефекты* решетки: избыток одного из основных компонентов вещества (например, кислорода в закиси меди), смещение некоторых узлов решетки и др. Поэтому более точен общий термин — *дефектная* проводимость.

Атомы примеси могут по-разному располагаться в решетке собственного полупроводника. В кремнии и германии примесные атомы обычно замещают часть основных атомов в узлах решетки. Результаты такого замещения зависят от типа примеси.

Если ввести в кремний атом пятивалентного фосфора, то четыре из его валентных электронов вступят в связь с четырьмя электронами соседних атомов кремния (рис. 1-6, а) и образуют устойчивую оболочку из восьми электронов. Девятый электрон в этой комбинации оказывается слабо связанным с ядром, легко отрывается фононами и делается свободным. При этом примесный атом превращается в неподвижный ион с единичным положительным зарядом.

Свободные электроны примесного происхождения добавляются к собственным свободным электронам, порожденным термогенерацией, поэтому проводимость полупроводника делается преимущественно электронной. Такие полупроводники называются *электронными*¹ или *типа n*. Примеси, обуславливающие электронную проводимость, называются *донорными* («отдающими» электроны). Донорами по отношению к кремнию и германию, помимо фосфора, могут быть сурьма, мышьяк и некоторые другие элементы.

Однако если ввести в кремний атом трехвалентного бора, результат будет иным. Для валентной связи бора с четырьмя соседними атомами кремния требуется по-прежнему образование устойчивой восьмиелектронной оболочки, т. е. нужен дополнительный

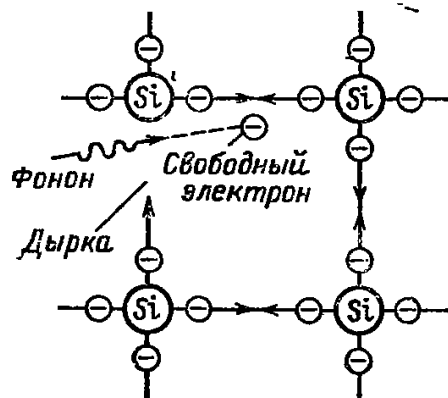


Рис. 1-4. Процесс образования пары электрон — дырка в решетке под действием фонона (или фотона).

¹ Этот термин не следует путать с более общим термином «электронный полупроводник», подразумевающим отсутствие движения ионов (см. § 1-1).

электрон. Этот электрон отбирается из основной решетки (рис. 1-6, б) и, будучи связанным, превращает атом бора в неподвижный отрицательный ион. На том месте, откуда пришел электрон, образуется свободная дырка, которая добавляется к собственным дыркам, порожденным термогенерацией. Такие полупроводники (с преимущественно дырочной проводимостью) называются *дырочными* или *типа p*, а соответствующие примеси — *акцепторными* («принимающими» электроны). Помимо бора акцепторами по отношению к кремнию и германию служат алюминий, галлий, индий и некоторые другие элементы.

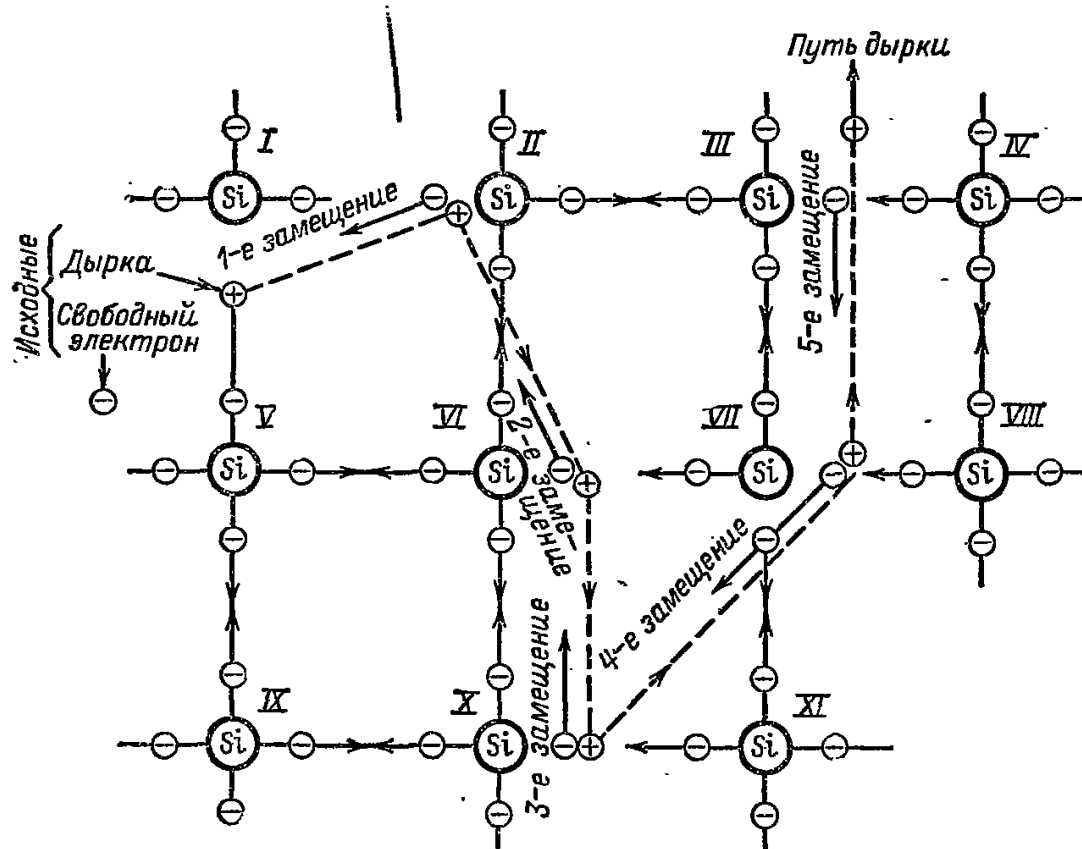


Рис. 1-5. Схема движения свободной дырки в кристаллической решетке.

Отрыв «лишнего» электрона от донора и «недостающего» электрона для акцептора требует затраты некоторой энергии (энергия ионизации или активации примеси). Эта энергия зависит от типа и концентрации примеси, а также от диэлектрической проницаемости основного материала, которая влияет на силу электрического притяжения между электроном и атомным «остатком» [5]. При нулевой температуре ($T = 0$ К) ионизация не может иметь места; с ростом температуры все большая часть примесных атомов ионизируется фонами. В кремнии и германии при комнатной температуре примесные атомы III и V групп ионизированы практически полностью.

Полезно сделать несколько замечаний относительно полупроводников сложного состава, а именно двойных соединений типа $A^{III}B^V$, где A и B — обозначения двух разных атомов, индексы означают валентность. К числу таких соединений относятся арсенид галлия GaAs, антимонид индия InSb и др. Полупроводники со структурой $A^{III}B^V$ также имеют тетраэдрическую кристаллическую решетку типа алмаза, но атомы A и B равномерно распределены в ней так, что в центре каждого A -тетраэдра находится атом B , а в центре каждого B -тетраэдра — атом A ; тетраэдры A и B переплетаются подобно звеньям цепи. Связь между атомами A и B ковалентна, так как суммарное число валентных электронов у пары атомов A и B равно восьми, а это соответствует устойчивой восьмиэлектронной оболочке. Донорными примесями для соединений $A^{III}B^V$ являются элементы VI группы (теллур), а акцепторными — элементы II группы (кадмий,

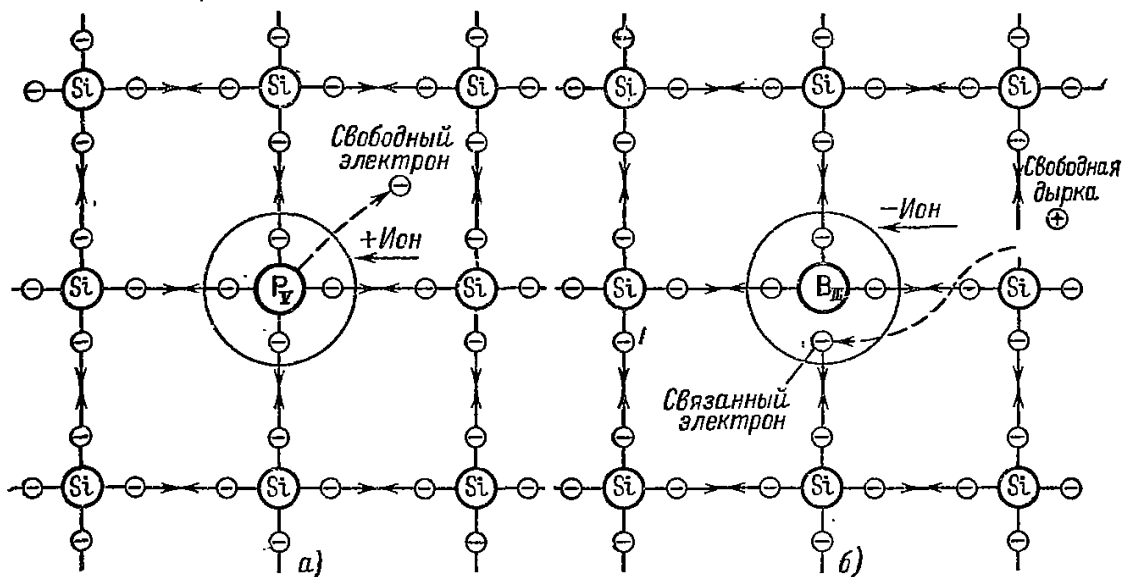


Рис. 1-6. Замещение примесными атомами основных атомов в решетке.

a — донорная примесь (образуются свободный электрон и неподвижный положительный ион); b — акцепторная примесь (образуются свободная дырка и неподвижный отрицательный ион).

цинк). Донорные атомы замещают атомы B , а акцепторные — атомы A с образованием соответственно свободного электрона или свободной дырки.

Поскольку в примесных полупроводниках один тип подвижных носителей заряда превалирует над другим, принято называть те носители, которые составляют большинство, *основными*, а те, которые составляют меньшинство, — *неосновными*. Так, в p -полупроводнике основные носители — дырки, неосновные — электроны.

1-3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Количественный анализ полупроводников и полупроводниковых приборов базируется на зонной теории твердого тела.

Как известно, изолированный атом характеризуется дискретным спектром энергий, разрешенных для электронов (рис. 1-7). Расстояния между последовательными уровнями непрерывно уменьшаются, по мере увеличения энергии. «Потолком» энергетического спектра является уровень ионизации, на котором электрон делается свободным и может покинуть атом. Заполненные уровни

образуют электронные оболочки атома, которые обозначают цифрами 1, 2, 3... или буквами K, L, M... Оболочки, начиная со второй, разбиваются на подоболочки: 2s, 2p, 3s, 3p, 3d и т. д. Количество оболочек и подоболочек, заполненных электронами, зависит от порядкового номера элемента [6].

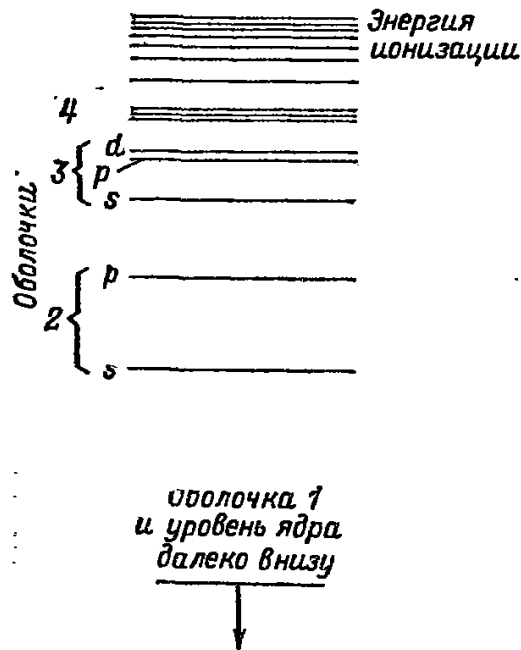


Рис. 1-7. Энергетические уровни изолированного атома.

В невозбужденном состоянии атома его верхние уровни всегда свободны. Твердое тело представляет собой множество атомов, *сильно взаимодействующих* благодаря малым межатомным расстояниям. Поэтому всю совокупность атомов в куске твердого тела следует рассматривать как единое целое, как гигантскую молекулу, которая подобно атому характеризуется некоторым *единым* для всего тела энергетическим спектром. Особенность этого спектра в том, что он состоит не из дискретных разрешенных уровней, а из дискретных *разрешенных зон*.

Каждая зона происходит от соответствующего атомного уровня, который как бы расщепляется при сближении атомов (рис. 1-8). Таким образом, для кристалла с межатомным расстоянием d_0 получается определенная *зонная диаграмма* (рис. 1-9 и следующие), в которой разрешенные зоны чере-

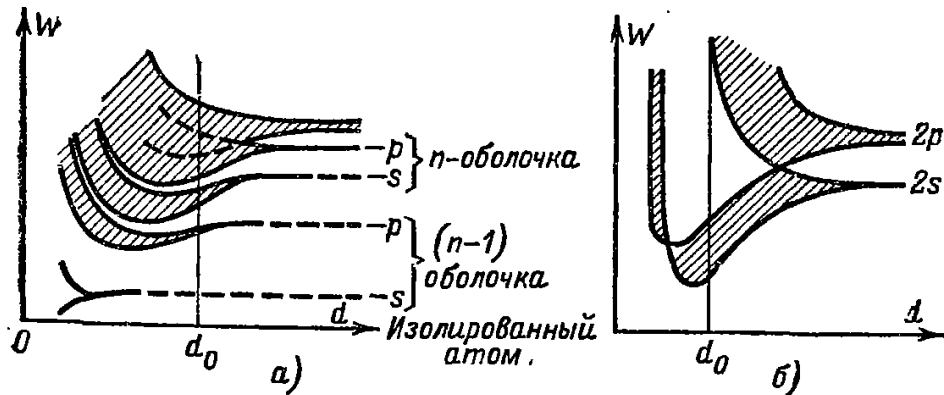


Рис. 1-8. Превращение разрешенных энергетических уровней отдельного атома в разрешенные энергетические зоны твердого тела.

а — общий случай; б — структура алмаза

дуются с *запрещенными зонами* [2]. Ширина тех и других обычно не превышает нескольких электронвольт и не зависит от числа атомов в твердом теле, т. е. от его размеров.

Строго говоря, разрешенные зоны имеют дискретную структуру и состоят из стольких уровней, сколько атомов имеется в дан-

ном теле [1]. Однако количество атомов даже в микроскопических объемах настолько велико, что энергетические расстояния между уровнями зоны в реальных случаях не превышают 10^{-17} эВ, т. е. разрешенные зоны практически можно считать сплошными.

Нижние энергетические уровни атомов обычно не образуют зон, так как внутренние электронные оболочки слабо взаимодействуют в твердом теле, будучи «экранированы» внешними оболочками. В связи с этим нижние уровни сохраняют свою «индивидуальность» и их показывают на зонной диаграмме в виде штриховой линии, где каждый штрих как бы соответствует одному атому (рис. 1-8).

В ряде случаев разрешенные зоны перекрываются, и тогда соответствующая запрещенная зона может отсутствовать. Такое перекрытие всегда имеет место в верхней части спектра, поскольку верхние уровни в отдельном атоме расположены весьма близко друг к другу. В результате энергетический спектр твердого тела содержит единую верхнюю зону и полное число зон в отличие от числа уровней в атоме оказывается конечным.

Энергетические «расстояния» между разрешенными зонами (т. е. ширина запрещенных зон) определяется энергией связи электронов с атомами решетки. Поэтому граничные энергетические уровни, образующие «дно» и «потолок» каждой разрешенной зоны, соответствуют чисто потенциальной энергии электронов, т. е. их неподвижному состоянию. Любой уровень, расположенный внутри разрешенной зоны, соответствует сумме потенциальной и кинетической энергии. Иначе говоря, кинетическая энергия электронов возрастает по мере удаления от границы в глубь зоны и достигает максимума в ее средней части.

Проводимость в твердом теле возможна лишь тогда, когда возможен переход электрона на ближайший энергетический уровень. Значит, в проводимости могут участвовать электроны только тех зон, в которых есть свободные уровни. Такие свободные уровни всегда имеются в верхней разрешенной зоне. Поэтому верхнюю зону твердого тела, не заполненную (или не полностью заполненную) электронами при нулевой абсолютной температуре, называют *зоной проводимости*.

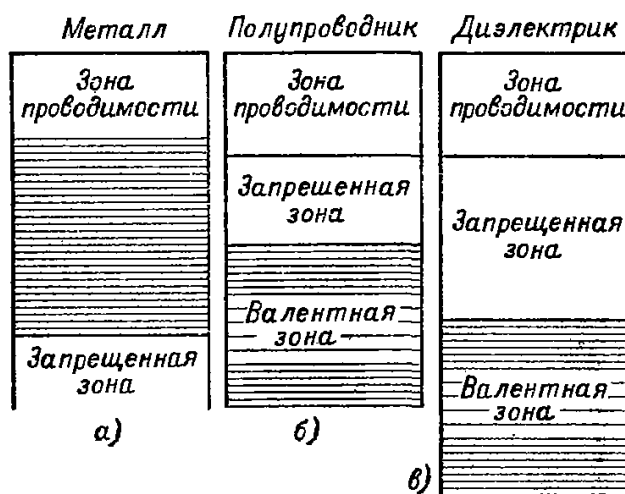


Рис. 1-9. Зонная структура при $T = 0$ К. а — металла; б — полупроводника; в — диэлектрика.

Зону, ближайшую к зоне проводимости, называют *валентной*. При нулевой температуре она полностью заполнена. Следовательно, электроны этой зоны не могут участвовать в проводимости. Но при температуре, отличной от нуля, в верхней части валентной зоны образуются свободные уровни, и эта зона также может обусловить проводимость¹. Освобождение уровней в других, более глубоких зонах является особым случаем, на котором мы не будем останавливаться. Таким образом, все существенные процессы в полупроводниковых приборах можно изучить, рассматривая только две смежные зоны: зону проводимости и валентную.

Зонная структура твердого тела при нулевой температуре лежит в основе классификации металлов, полупроводников и диэлектриков (рис. 1-9).

У металлов зона проводимости и валентная зона взаимно перекрываются, поэтому даже при нулевой температуре в зоне проводимости находится значительное количество электронов и, следовательно, имеет место проводимость. У полупроводников и диэлектриков при нулевой температуре зона проводимости пуста и проводимость отсутствует, в этом их качественное отличие от металлов. Различия же между полупроводниками и диэлектриками в основном количественные и обусловлены значительно большей шириной запрещенной зоны у диэлектриков.

Поскольку зона проводимости практически сплошная, энергия электронов в этой зоне может меняться непрерывно, как у изолированных электронов в вакууме, поэтому электроны в зоне проводимости называются *свободными*. Термин «свободный» характеризует возможность перемещения электрона внутри твердого тела, но отнюдь не возможность вылета за пределы кристалла. Вылет электрона из твердого тела (*термоэмиссия*) возможен лишь в результате преодоления весьма высокого (несколько электрон-вольт) потенциального барьера на поверхности тела. При обычных рабочих температурах полупроводниковых приборов термоэмиссию можно не учитывать.

Таким образом, совокупность электронов в твердом теле можно уподобить *электронному газу*, который заключен в «сосуд», образованный внешними гранями кристалла. Наличие в этом «сосуде» множества неподвижных атомов — узлов решетки приводит к тому, что свойства электронов в твердом теле отличаются от их свойств в свободном пространстве — вакууме. Одно из важнейших отличий состоит в том, что масса электрона в кристалле, вообще говоря, не совпадает с его массой m в вакууме. Поэтому в теории твердого тела пользуются понятием *эффективной массы m^** , которая зависит от ряда факторов (полная энергия, направление движения и др.).

¹ Заполненность валентной зоны соответствует в корпускулярном аспекте (§ 1-2) наличию у всех атомов устойчивых восьмизлектронных оболочек, обусловленных ковалентными связями, а освобождение уровней — разрыву этих связей и образованию дырок.