

возникает хорошо проводящий канал между электродами (рис. 2.69), через который проходит очень большой ток. Напряженность поля, при которой наступает пробой диэлектрика, называется пробивным напряжением. Величину пробивного напряжения  $U_{\text{пр}}$  можно найти из графика рис. 2.68 по условию касания кривых теплоприхода и теплоотдачи.

Для типовых изоляционных материалов, применяемых в технике, пробивные напряжения имеют порядок сотен кв/см. Для фарфора  $E_{\text{проб}} \approx 90 - 120$  кв/см, для стекла  $E_{\text{проб}} \approx 300$  кв/см, для слюды  $E_{\text{проб}} \approx 500$  кв/см. Тепловой пробой имеет место и в таких жидких диэлектриках, как керосин или трансформаторное масло. Благодаря текучести жидкости в этом случае пробоя не остается проплавленного канала, как в твердых изоляторах.

При низких температурах и хорошем теплоотводе тепловой пробой твердых диэлектриков затруднен. В этом случае пробой наступает лишь в очень сильных электрических полях, порядка  $10^3 - 10^4$  кв/см, и носит чисто электрический характер (ударная ионизация электронами, срыв ионов из узлов решетки полем и т. п.).

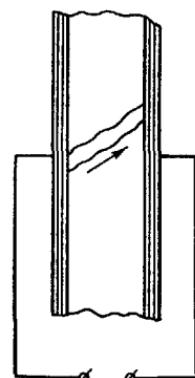


Рис. 2.69.

## § 28. Полупроводники

Высокая концентрация свободных электронов в металлах обуславливает их хорошую проводимость и низкое удельное сопротивление  $\rho_{\text{мет}} \approx 10^{-8} - 10^{-6}$  ом·м. В типичных изоляторах концентрация свободных зарядов ничтожно мала и удельное сопротивление достигает величин порядка  $\rho_{\text{изол}} \approx 10^8 - 10^{18}$  ом·м. За последние десятилетия привлекли внимание физиков и все шире внедряются в технику вещества с промежуточными свойствами — так называемые полупроводники, имеющие удельное сопротивление порядка  $\rho_{\text{полупров}} \approx 10^{-2} - 10^6$  ом·м.

Необычайная чувствительность электропроводности полупроводников к ничтожным концентрациям различных примесей затрудняла исследование их свойств и потребовала разработки новой технологии изготовления веществ исключительно высокой чистоты. С другой стороны, строго дозированная добавка малых количеств примесей позволяет изготавливать полупроводники с практически любыми перед заданными свойствами. Добавляя разные примеси в различные участки одного и того же кристалла, оказалось возможным получать полупроводники с внутренними контактными потенциалами на границах этих участков, обусловливающими одностороннюю проводимость подобных контактов. Так были созданы

полупроводниковые выпрямители и усилители, обладающие целым рядом преимуществ по сравнению с электронными лампами (малые габариты, ничтожная потребляемая мощность, прочность и долговечность).

Для понимания особенностей полупроводников, резкого различия свойств диэлектриков, полупроводников и металлов необходимо детальнее, чем это было сделано в § 21, разобраться в механизме возникновения зон, их возможных структурах и возможных поведениях электронов в этих зонах.

При объединении атомов вещества в кристалл валентные электроны коллективизируются, образуя единую систему. Электрическое поле образованной ионной решетки периодично, как и положения ионов в ней. Как показывает теоретический анализ, отдельные электроны движутся в строго периодическом поле примерно так же, как движутся свободные электроны, т. е. сохраняя неизменной свою скорость (как уже указывалось, сопротивление проводника обусловливается нарушениями периодичности решетки, вызываемыми, в частности, тепловыми колебаниями ионов; о другой особенности движения электрона в периодическом поле, приводящей к необходимости введения понятия «эффективной массы», будет сказано дальше). Энергетически возможные состояния электронов образуют разрешенные зоны, отделенные друг от друга запрещенными зонами, охватывающими состояния, которые в данных условиях невозможны.

Напомним, что электроны подчиняются принципу Паули, так что каждое возможное состояние либо вакантно, либо занято одним и только одним электроном.

При коллективизации валентных электронов могут иметь место различные случаи:

1. В верхней из зон, в которой электроны имеются, все уровни заняты. Ширина  $\Delta E$  запрещенной зоны, расположенной над этой занятой зоной, велика по сравнению с  $kT$  (рис. 2.70, а):  $\Delta E \gg kT$ .

В этом случае изменение состояний электронов при относительно малых воздействиях на них невозможно: свободные разрешенные состояния слишком далеки. Под действием не слишком сильного электрического поля ток не возникнет. Это — диэлектрик.

2. В верхней зоне занята лишь часть уровней, при обычных температурах — нижняя. Электроны, расположенные вблизи вакантных уровней, могут легко переходить на них. Вещество проводит электрический ток. Это — металл.

Частично заполненная верхняя зона может образовываться в двух случаях \*).

\* ) Подробнее об этом см. т. III, конец гл. XV.

В простейшем случае число электронов, входящих в верхнюю зону, меньше числа уровней в ней. Это имеет место, например, для одновалентных металлов, у которых число возможных уровней ровно вдвое больше числа заполняющих эти уровни электронов (рис. 2.70, б). Совершенно иная картина имеет место для таких металлов, как кальций, кадмий, цинк. Подсчет показывает, что у этих металлов число электронов, образующих верхнюю зону, в точности равно числу уровней в ней. Однако у этих веществ верхняя граница заполненной зоны оказывается выше нижней границы следующей за ней разрешенной зоны. Щели между заполненными и вакантными разрешенными состояниями нет; более того, зоны частично перекрываются. Проводимость возможна, это — металлы с перекрывающимися зонами. На рис. 2.70, в уровни «вакантной зоны», перекрывающиеся с уровнями заполненной, показаны слева от оси  $E$ . Об особенностях проводимости в этих случаях будет сказано дальше.

3. Та же картина уровней, что и в диэлектрике, но при узкой запрещенной зоне. Это — полупроводник. Так, для таких типичных полупроводников, как германий,  $\Delta E = 1,2 \cdot 10^{-12}$  эрг (при  $T = 0^\circ\text{K}$ ), кремния —  $\Delta E = 1,9 \cdot 10^{-12}$  эрг (также  $T = 0^\circ\text{K}$ ). Эти величины превышают  $kT$  (при  $T \sim 300^\circ\text{K}$ ) в несколько десятков раз.

При такой ширине запрещенной зоны уже при комнатной температуре некоторое, относительно очень небольшое число электронов переходит из заполненной зоны на уровень верхней, вакантной. В этих условиях полупроводник уже будет проводить электрический ток. Естественно, что число электронов, носителей тока, очень заметно зависит от температуры вещества, резко возрастая с ростом  $T$ .

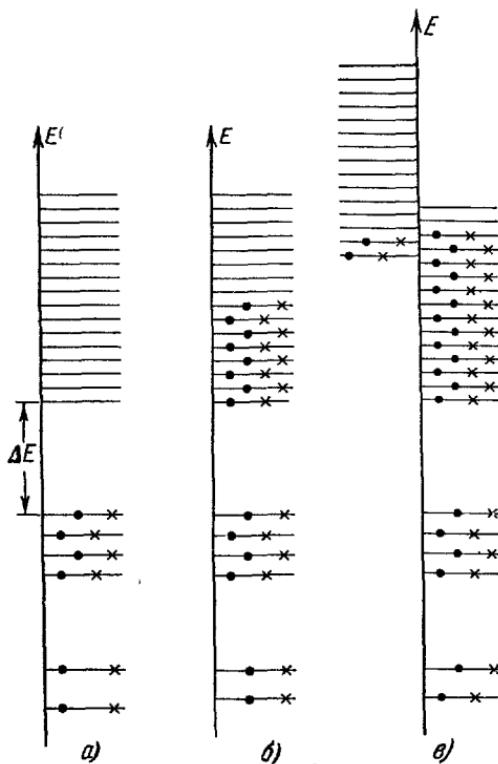


Рис. 2.70.

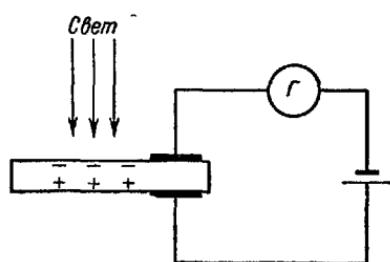
В металлах концентрация свободных электронов практически постоянна, а их подвижность падает с ростом температуры, так что электрическое сопротивление металлов при этом медленно повышается (см. §§ 15 и 21). В полупроводниках же рост температуры сопровождается быстрым увеличением числа электронов в верхней зоне и, следовательно, сильным уменьшением электрического сопротивления, аналогичным случаю диэлектриков (см. § 27 и рис. 267).

Сравнительно невысокое (по отношению к диэлектрикам) электрическое сопротивление полупроводников позволяет включать их в электрическую цепь и использовать в качестве термосопротивлений в различных управляющих реле и для создания весьма чувствительных и малоинерционных электрических термометров. Определение температуры при этом сводится к измерению электрического сопротивления маленького кристалла полупроводника (или тока в цепи).

Линейные размеры применяемых кристаллов составляют доли миллиметра, масса, а значит, и теплопроводимость кристалла малы, и поэтому его температура весьма быстро сравнивается с температурой измеряемой среды. Точность таких измерений, достигающая тысячных долей градуса, обусловлена тем, что у некоторых полупроводников изменение температуры на  $1^{\circ}\text{C}$  приводит к изменению электрического сопротивления на 2—3%, и, следовательно, ничтожное изменение температуры приводит к измеримому изменению сопротивления.

Благодаря сравнительно небольшой величине энергии  $\Delta E$ , необходимой для выбрасывания электрона в зону проводимости, сопротивление ряда полупроводников чувствительно к освещению видимым светом. Если, как показано на рис. 2.71, направить свет на один конец полупроводника, то выброшенные светом в зону проводимости электроны будут диффундировать через весь кристалл, и произойдет уменьшение удельного сопротивления во всех точках полупроводника, а не только в том конце, который был освещен. Включая в цепь последовательно батарею и гальванометр, мы установим резкое возрастание тока в цепи при освещении полупроводника. Подобные фотосопротивления, электрическое сопротивление которых зависит от их освещенности, теперь применяются в качестве фотореле в различных схемах автоматического управления.

Рис. 2.71.



Существенным отличием от металлов, предопределяющим совершенно исключительные возможности технического использования

полупроводников, является двойственная природа носителей заряда в полупроводниках. Выбрасывание электрона из валентной зоны в зону проводимости означает не только появление электрона, способного реализовать прохождение тока в веществе. Такой переход означает также появление дырки в ранее заполненной зоне, т. е. вакантного места, на которое могут теперь переходить другие электроны заполненной зоны. Недостаток в данном месте одного элементарного электрического заряда эквивалентен наличию равного

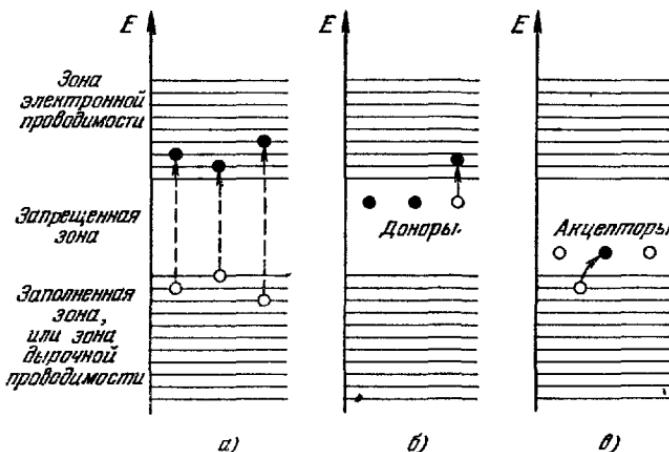


Рис. 272

по величине избыточного положительного заряда. При возникновении электрического поля в движение придут не только отрицательно заряженные электроны зоны проводимости, но и дырки, которые начнут перемещаться, как положительно заряженные частицы. Электроны будут испытывать ускорение против поля, дырки — по полю. В результате ток будет обеспечиваться движением как электронов проводимости, так и дырок. Эти токи называются соответственно электронным и дырочным.

На рисунке 272, а показан механизм возникновения проводимости в полупроводнике. За счет энергии теплового движения ионной решетки или энергии поглощенного излучения некоторое число электронов преодолевает запрещенную зону, переходя из заполненной зоны в верхнюю разрешенную (пунктирные стрелки). Эти электроны могут реализовать обычный для металлов электронный ток проводимости. Вот почему верхняя зона называется зоной электронной проводимости.

В нижней зоне, которая была прежде полностью укомплектована (все состояния были заняты), теперь появились незанятые состояния — дырки, число которых в точности равно числу электронов,

перешедших в верхнюю зону. Наличие дырок — вакантных состояний означает для других электронов зоны возможность менять свое состояние, в конечном итоге — участвовать в механизме проводимости. В соответствии с этим рассматриваемую зону можно назвать зоной дырочной проводимости. Механизм дырочной проводимости столь существен, что нам хотелось бы, чтобы читатель ясно представил себе его природу.

Мы говорили уже о том, что отсутствие отрицательного заряда — дырку — можно формально описать как наличие добавочного положительного заряда. Очевидно, однако, что движение дырки есть результат коллективного движения электронов зоны дырочной проводимости. Приведем простой механический пример.

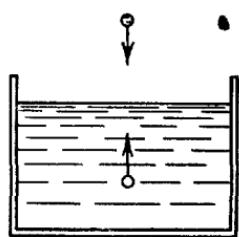


Рис. 2.73.

Заменим в сосуде с водой каплю воды, поднятую вверх пузырьком воздуха (рис. 2.73). Пузырек воздуха это «дырка» в распределении капель воды ниже уровня поверхности жидкости. В поле тяжести все капельки жидкости испытывают силу, направленную вниз. В рассматриваемом случае движение вниз (по полу) реализуется в результате действия двух механизмов. Поднятая над поверхностью жидкости капелька падает вниз (по полу!). Пузырек воз-

духа в жидкости движется вверх (против поля!). Но совершенно очевидно, что движение пузырька вверх есть не что иное, как результат коллективного движения капель жидкости вниз. Оба механизма приводят к движению капель жидкости вниз. Но второй механизм выглядит как движение пузырька, который может быть описан как особая капля, обладающая отрицательной массой — движущаяся против поля тяжести. Модель, конечно, груба, но должна помочь воображению. Наличие вакансий в почти полностью заполненной зоне позволяет электронам этой зоны менять свои состояния, приобрести некоторую «подвижность». При этом одни вакантные состояния замещаются, другие — освобождаются: происходит перемещение дырки, которая может быть описана как квазичастица с зарядом, обратным заряду электрона.

Время жизни носителей тока в полупроводниках — электронов и дырок ограничено. Из зоны электронной проводимости электроны могут возвращаться на вакантные уровни нижней зоны (переходы, обратные по отношению к показанным на рис. 2.70, а). Такая рекомбинация электрона и дырки приводит к исчезновению обоих носителей тока. Среднее время жизни свободных носителей тока зависит от многих причин. При данных условиях постоянная концентрация носителей есть результат динамического равновесия: число образующихся пар носителей равно числу рекомбинирующих пар.

Ранее указывалось, что перемещение электрона в периодическом поле решетки напоминает движение свободного электрона. Одно из существенных отличий состоит в следующем. При движении свободного электрона его ускорение равно силе, деленной на массу. Взаимодействие электрона с решеткой приводит к тому, что отношения между силой и ускорением электрона меняются. Эффект можно описать, считая, что масса электрона равна некоторой «эффективной» массе. К сожалению, даже для данного вещества нельзя точно ввести определенную эффективную массу электрона: эта формально вводимая величина зависит не только от структуры решетки, но и от кинетической энергии электрона. Этим, когда возможно, пренебрегают, вводя в рассмотрение среднее значение эффективной массы. Для германия эта величина составляет примерно  $\frac{1}{4}$  от истинной массы электрона. Дырке также сопоставляется эффективная масса, которая, как и для электрона, может меняться в широких пределах. Дырку можно также рассматривать как электрон с отрицательной эффективной массой.

Важной характеристикой электронов и дырок, как носителей тока, является их подвижность (см. также § 24)—средняя скорость перемещения, или скорость дрейфа, в электрическом поле с единичной напряженностью (один вольт на метр). Эта величина составляет для электронов и дырок в германии соответственно 0,38 и 0,18  $m^2/v \cdot \text{сек.}$ . Для кремния соответственно 0,13 и 0,05  $m^2/v \cdot \text{сек.}$

До сих пор мы рассматривали полупроводники, образованные одинаковыми атомами. Эти чистые полупроводники обладают, как мы видели, всегда равным числом электронов в зоне электронной проводимости и дырок. Обычно эти полупроводники называются полупроводниками с собственной проводимостью или собственными полупроводниками.

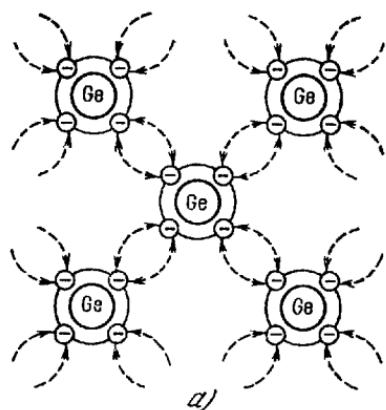
Особую роль в физике и технике играют, однако, так называемые примесные полупроводники. Ничтожные количества примесей резко меняют электрические свойства полупроводников. При этом примесью обычно для краткости называют не только наличие атомов других элементов, нарушающих правильность кристаллической решетки, но и любые ее нарушения: наличие атома того же элемента, находящегося не в узле, а в междоузлии решетки, либо отсутствие атома в узле. В дальнейшем для определенности мы будем рассматривать нарушения решетки, обусловленные наличием реальных примесей—атомов других элементов.

Наличие примесных атомов оказывается на поведении полупроводника двояко. Если, например, в кристаллической решетке чистого четырехвалентного полупроводника германия один из атомов заместить атомом пятивалентной сурьмы, то последний легко отдаст лишний пятый электрон. В той же решетке атом трехвалент-

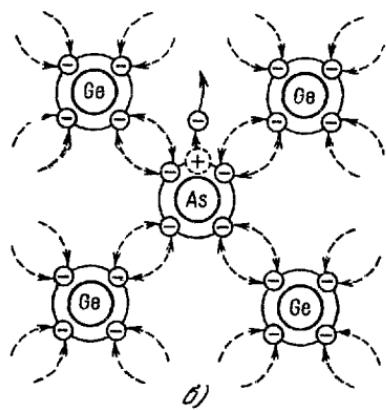
ногого индия, заместивший один из атомов германия, будет стремиться присоединить к себе четвертый электрон.

Примеси, отдающие электроны, называются донорными; примеси, стремящиеся присоединить к себе электроны, — акцепторами. Таким образом, атомы сурьмы в кристаллической решетке германия являются донорами, атомы индия — акцепторами.

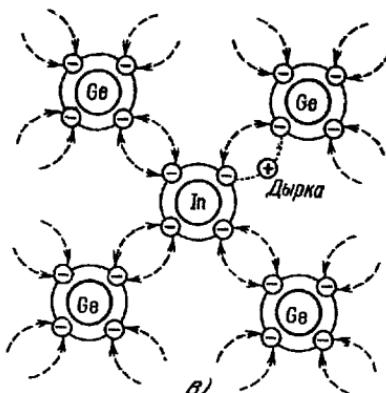
Следующим весьма важным обстоятельством является тот факт, что наличие любых примесей с различной энергией связи валентных электронов (в том числе и простых искажений решетки) ведет к появлению отдельных разрешенных уровней в запрещенной зоне. Новые разрешенные уровни доноров и акцепторов могут располагаться в различных участках запрещенной зоны. Особенно резко меняются свойства полупроводника, если новые донорные уровни оказываются вблизи зоны проводимости (рис. 2.72, б), либо акцепторные уровни — вблизи заполненной зоны (рис. 2.72, в). Рассмотрим оба этих весьма важных случая в отдельности.



a)



б)



в)

Рис. 2.74.

При донорных уровнях вблизи зоны электронной проводимости она обогащается электронами за счет атомов донора. Эти электроны обеспечивают хорошую электронную проводимость полупроводника. В то же время дырочная проводимость будет практически отсутствовать. Атом донора, отдав лишний (в структуре решетки) элек-

рон, становится положительным ионом. Но этот последний не способен перемещаться и не может участвовать в проводимости. Более того, дырочная проводимость, которая имела бы место при отсутствии доноров, снизится, поскольку избыточные электроны будут частично рекомбинировать с дырками, уменьшая тем самым их число.

Таким образом, при наличии донорной примеси, которой отвечают добавочные разрешенные уровни вблизи зоны проводимости, полупроводник приобретает в основном электронную проводимость.

Рассмотрим конкретный пример. На рис. 2.74, а изображена плоская схема кристалла германия. Германий четырехвалентен. Это значит, что во внешней оболочке его атомов имеются четыре слабо связанных электрона, которые осуществляют связь между данным и соседними атомами. На схеме эти связи показаны пунктирными стрелками.

Заместим теперь один из атомов германия каким-нибудь пятивалентным атомом (сурьма, мышьяк). Из пяти электронов внешней оболочки атома примеси четыре будут вести себя, как электроны атома германия. Пятый же электрон окажется свободным. Таким образом, атом примеси превратится в положительный ион (рис. 2.74, б). При отсутствии добавочных взаимодействий свободный электрон будет удерживаться вблизи положительного иона. Однако их связь будет слаба, и под действием уже небольшого поля этот электрон сможет перемещаться против него, участвуя тем самым в электронной проводимости кристалла.

Во втором из рассматриваемых случаев картина оказывается обратной. На расположенные вблизи занятой зоны уровни акцепторов переходят электроны из заполненной зоны. Эти электроны, присоединившись к атомам акцептора, превращают их в отрицательные ионы. Таким образом, в этом случае «примерзают» к своим местам отрицательные заряды, не способные теперь участвовать в механизме проводимости тока. Но зато в заполненной зоне после перехода части электронов на акцепторные уровни остаются дырки. Ток в полупроводнике будет осуществляться главным образом за счет передвижения этих дырок. Таким образом, при наличии акцепторных уровней вблизи занятой зоны полупроводник обладает в основном дырочной проводимостью.

Пусть, например, в рассмотренную выше решетку германия введены атомы трехвалентного индия (рис. 2.74, в), во внешней оболочке которых имеются три электрона. Вследствие структуры решетки, атом индия должен будет стремиться к захвату еще одного электрона, которым может быть один из свободных электронов (по принятой выше терминологии — электрон из зоны электронной проводимости). Таким образом, электроны, которые при отсутствии примеси были бы свободны, «оседают» на атомах акцептора и подвижностью будут обладать главным образом дырки.

В зависимости от механизма проводимости мы будем называть такие полупроводники электронными или дырочными и обозначать соответственно буквами п (от слова «negativ», что означает отрицательный знак подвижного заряда) или р (от слова «positiv» — положительный).

В § 36 (пример 3) описан эффект Холла, с помощью которого можно определить экспериментально знак электрического заряда носителей в проводнике.

Относительное количество свободных электронов и дырок в собственном полупроводнике при любых реальных условиях весьма мало. Отсюда следует, что ничтожные примеси доноров или акцепторов (порядка миллионных долей) весьма сильно меняют электрические свойства полупроводников. Поэтому дозировка примесей при изготовлении полупроводников имеет решающее значение. Естественно, что дозировка должно предшествовать изготовление идеально чистых, лишенных примесей полупроводников. Обычными химическими методами достижение необходимой степени чистоты вещества невозможно. В настоящее время с помощью ряда физических методов достигают такой степени чистоты, что атом примеси приходится на  $10^{15}$  и даже  $10^{18}$  атомов полупроводника. Описание этих методов выходит за рамки нашего учебника.

Однако и при наличии активных примесей количество свободных носителей заряда в полупроводниках много меньше (в  $10^9$ — $10^5$  раз), чем в металлах. Поэтому электрическое сопротивление полупроводников значительно выше, чем металлов.

Перейдем теперь к рассмотрению свойств контактов полупроводников с различными механизмами проводимости, т. е. п- и р-полупроводников. Выше, в § 22, мы рассмотрели явления, происходящие при контакте двух металлов. Различие в верхней границе энергии электронов в металлах приводило к их перераспределению. При контакте происходил переход части электронов из одного металла в другой; потенциалы металлов менялись так, что верхний уровень энергии электронов оказывался одинаковым в обоих металлах. При этом существенно, что из-за высокой концентрации электронов необходимый скачок потенциала (контактная разность потенциалов) обеспечивается переходом малой части электронов через тончайший поверхностный слой соприкасающихся металлов.

В полупроводниках концентрация свободных зарядов мала; возникающие в месте контакта поля проникают в полупроводники на значительную глубину (до  $10^{-5}$  см, т. е. в десятки раз большую, чем в металлах) и существенным образом перераспределяют свободные носители заряда в области контакта. Рассмотрим практически важный случай, когда контактный потенциал дырочного полупроводника выше, чем электронного. Это как раз имеет место

в случае контакта примесных полупроводников германий + иодий (p-кристалл) и германий + мышьяк или сурьма (n-кристалл).

Область контакта окажется обедненной подвижными зарядами, например, в силу взаимного уничтожения встречающихся электронов и дырок. В области контакта в p-кристалле останутся ионы атомов донора, заряженные положительно, а в n-кристалле — ионы атомов акцептора, заряженные отрицательно. Эти объемные заряды ионов создадут поле, скачок потенциала которого показан условно батареей, нарисованной пунктиром (рис. 2.75). Поле в области контакта препятствует диффузии в нее с одной стороны подвижных дырок, а с другой — электронов.

Присоединим теперь к этому кристаллу стороннюю э. д. с. так, как это показано на рис. 2.76, а: минус — к p-кристаллу и плюс —

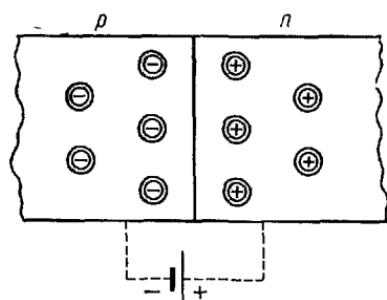


Рис. 2.75.

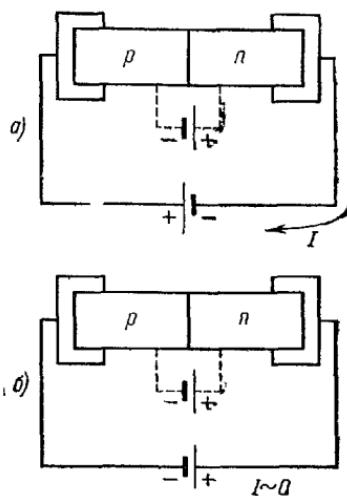


Рис. 2.76.

к p-кристаллу. Внешнее поле будет уменьшать поле, созданное в области контакта, т. е. облегчит передвижение свободных носителей заряда в этой области. Ток через кристалл будет сравнительно большим. Переменим теперь полюсы внешней э. д. с. (рис. 2.76, б). В этом случае внешнее поле в области контакта действует так же, как и внутреннее, т. е. обедняет ее подвижными носителями заряда. Сопротивление этой области сильно возрастает, ток проводимости резко уменьшается. При данном напряжении внешнего источника э. д. с. прямой ток в десятки и сотни раз превышает обратный ток.

Приложим к нашему кристаллу с n-p-переходом переменную разность потенциалов  $U$ , меняющуюся со временем  $t$  по синусоидальному закону (рис. 2.77, а). Тогда в течение положительного полупериода, когда напряжение достигает максимальной величины  $+U_{\max}$ , в цепи будет идти сильный ток с наибольшим значением  $I_{\max}$ .

В отрицательном же полупериоде при  $U = -U_{\max}$  имеем

$$i = -I_{\min}, \quad \text{где } I_{\min} \ll I_{\max}. \quad (28.1)$$

В результате в цепи пойдет почти выпрямленный ток, как показано на рис. 2.77, б, и полупроводник будет служить выпрямителем аналогично диоду (см. § 23).

При наличии контакта полупроводников различного типа друг с другом или с проводником в цепи возникают такие же термоэлектрические явления, как и при контакте различных металлов (см. § 22). Однако порядок величины этих эффектов в полупроводниках значительно выше. Дело в том, что в полупроводнике движущийся электрон переносит и может передавать ионам решетки не только энергию своего теплового движения, имеющую порядок  $kT$ , но и во много раз большую энергию «диссоциации»  $\Delta\varepsilon$ , которая может выделяться при рекомбинации его с дыркой.

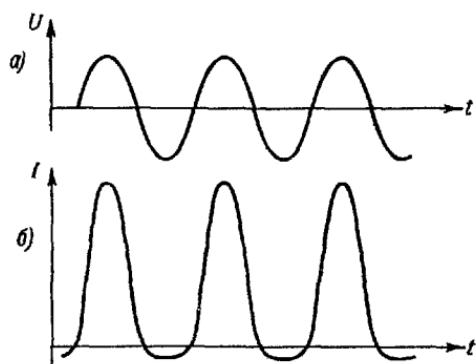


Рис. 2.77

Поэтому коэффициент пропорциональности  $\beta_1$  между потоком тепла и током зарядов в полупроводниках значительно выше, чем в металлах. Отсюда вытекает, что коэффициенты Пельтье  $\Pi_{1,2} = \beta_1 - \beta_2$ , и термоэдс  $e_{1,2} = \frac{\Pi_{1,2}}{T}$  у полупроводников значительно больше, чем у металлов.

Полупроводниковые термоэлементы обладают в сотни раз большей чувствительностью, чем металлические термопары, и значительно большим к. п. д. преобразования тепловой энергии в электрическую. Составленные из них термобатареи могут стать весьма удобной «машиной» для получения электричества за счет тепла, машины, отличающейся от других полным отсутствием движущихся частей. Например, небольшие полупроводниковые термогенераторы, изготовленные в виде абажуров, дают за счет тепла керосиновой лампы ток для питания лампового радиоприемника.

В СССР впервые в мире построен электрический генератор «Ромашка», который с помощью термоэлементов непосредственно превращает тепло, выделяемое при реакции деления атомных ядер («атомную энергию»—см. т. III, ч. III) в электрическую энергию.

Особенно широкие перспективы применения полупроводников в радиотехнике возникли после создания полупроводниковых усилителей (транзисторов). Для уяснения принципа работы транзисторов

представим себе германиевый кристалл с двумя внутренними переходами р—п—р-типа. На рис. 2.78 изображена принципиальная схема получения такого кристалла. На пластинку германия п-типа помещают с двух сторон кусочки индия и нагревают до расплавления последнего. При этом атомы индия диффундируют внутрь пластинки, создавая с обеих ее сторон области с проводимостью р-типа. Центральная часть полученного кристалла называется основанием или базой транзистора.

Включим между основанием и обоими участками р-типа две батареи в противоположных направлениях, как это показано на

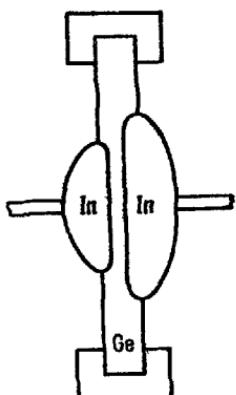


Рис. 2.78.

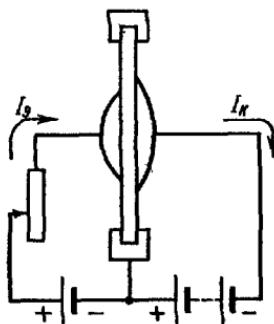


Рис. 2.79.

рис. 2.79. Левая батарея включена в пропускном направлении р—п-перехода, и от эмиттера к базе идет ток  $I_B$  при сравнительно низком сопротивлении  $r_{11}$ . Правая батарея включена в запорном направлении п—р-перехода, и от базы к коллектору идет ток  $I_K$  при высоком сопротивлении переходного участка  $r_{22} \gg r_{11}$ .

Увеличим теперь ток эмиттера на некоторую величину  $\Delta I_B$ . При этом из эмиттера в базу будет поступать дополнительное количество дырок. Диффундируя к коллектору, эти дырки подхватываются полем батареи коллектора, и ток в цепи коллектора увеличивается на некоторую величину  $\Delta I_K$ , по порядку величины близкую к  $\Delta I_B$ . Изменения токов связаны с изменением напряжений по закону Ома; отношение

$$\alpha = \frac{\Delta U_K}{\Delta U_B} = \frac{r_{22} \Delta I_K}{r_{11} \Delta I_B} \gg 1 \quad (28.2)$$

называется коэффициентом усиления транзистора по напряжению. Как видно из (28.2), этот коэффициент может быть достаточно большим, и, следовательно, небольшие изменения

напряжения в цепи эмиттера  $\Delta U_e$  смогут вызывать большие изменения напряжения  $\Delta U_k$  в цепи коллектора, аналогично тому, как это происходит в триоде (см. § 23). Роль управляющей сетки в данном случае играет левый электрод — эмиттер.

По сравнению с электронными лампами кристаллические полупроводниковые выпрямители и усилители имеют ряд преимуществ. Они малогабаритны, не имеют хрупких стеклянных частей и не нуждаются в затрате электрической энергии на нагрев катода. Они всегда готовы к работе, в отличие от электронных ламп, у которых предварительный разогрев требует нескольких минут. Недостатком транзисторов является сильная температурная зависимость их электрических характеристик. При перегреве полупроводника в нем возникает столь большое количество носителей электрического тока (электронов и дырок), что полупроводник становится проводником и теряет свои ценные свойства.

---