Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

621.38
Ф503

№ 5044

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Методическое руководство
к лабораторным работам № 40–44, 48

НОВОСИБИРСК
2026

УДК 621.38:53(076.5)
Ф503

Составители:

А. Н. Поддымников (введение, лаб. работа № 40)

А. В. Морозов, *В. В. Христофоров*, *А. А. Шевченко*
(лаб. работы № 41, 48)

В. В. Христофоров (лаб. работа № 42)

О. Ю Рубцова (лаб. работа № 43)

А. М. Погорельский (лаб. работа № 44)

Ответственный за оформление и выпуск *В. В. Христофоров*

Рецензент доцент кафедры общей физики *Н. В. Тарасенко*

Работа подготовлена на кафедре общей физики

© Новосибирский государственный
технический университет, 2026

ВВЕДЕНИЕ

Элементы зонной теории

Разнообразие электрофизических свойств кристаллических твердых тел удается объяснить с помощью зонной теории, квантовой статистической физики и кинетической теории.

Задачей зонной теории является отыскание волновых функций электронов в твердом теле с учетом симметрии кристалла.

Статистическая физика рассматривает вопросы заполнения этих состояний электронами и позволяет получить термодинамические соотношения для электронного газа.

В кинетической теории исследуются механизмы рассеяния электронов на несовершенствах кристаллической структуры при наличии внешних полей, что позволяет вычислить различные кинетические эффекты: электропроводность, эффект Холла, термоЭДС и другие.

Особенность состояний электронов в кристаллах объясняется зонной теорией. Свое название она получила оттого, что предсказывает наличие разрешенных и запрещенных зон энергии. Суть зонной теории сводится к решению уравнений Шредингера с учетом специфических свойств кристаллов. Теория эта достаточно сложна, однако ее результаты можно понять из довольно простых соображений.

Ниже будет рассмотрен подход, который в литературе известен как **приближение слабой связи**.

В первую очередь необходимо обратить внимание на симметрию кристаллов, а точнее, лишь на трансляционную симметрию. На основе трех базисных векторов $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ можно построить семейство векторов $\vec{T} = n_1\vec{a} + n_2\vec{b} + n_3\vec{c}$, где n_1, n_2, n_3 – целые числа, включая 0.

На рис. 1 показан пример двумерной решетки, для которой изображены три вектора: $\vec{T}_1(n_1=1, n_2=1)$, $\vec{T}_2(n_1=1, n_2=3)$, $\vec{T}_3(n_1=1, n_2=-1)$. Если представить, что кристалл бесконечный, то нетрудно догадаться, что вектор трансляции разделяет физические эквивалентные точки (например, точки α и β на рис. В1). Это свойство носит название трансляционной симметрии.

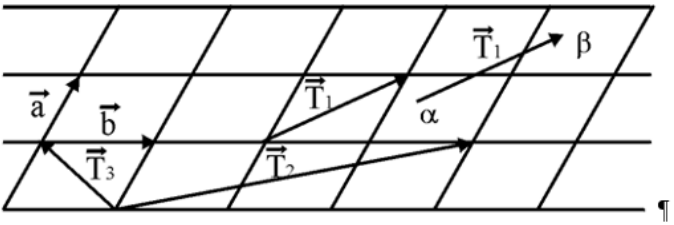


Рис. В1

В силу периодичности атомов в кристалле потенциальная энергия электрона также периодическая и, следовательно, удовлетворяет трансляционной симметрии.

Теперь поставим вопрос о волновой функции. Для простоты рассмотрим одномерную цепочку из (N + 1) атомов (одномерный кристалл (рис. В2)) с межатомным расстоянием a.

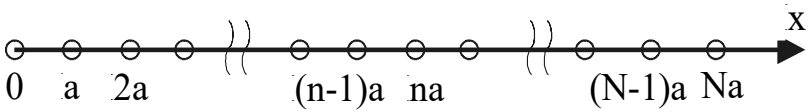


Рис. В2

Поток свободных электронов, не взаимодействующих с кристаллической решеткой, описывается волновой функцией вида

$$\Psi(x) = \Psi_0 e^{(\pm ikx)}, \qquad \text{(В1)}$$

где Ψ_0 – постоянная амплитуда, k – волновое число, знак (+) относится к волне, распространяющейся вправо по оси x, знак (–) – к волне, распространяющейся влево. Подстановка такой волны в уравнение Шредингера

$\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\varepsilon\psi=0$ дает дисперсионное соотношение $\varepsilon=\frac{\hbar^2k^2}{2m}$ (закон дисперсии). Для кристалла волновой множитель $e^{(\pm ikx)}$, описывающий бегущие волны, должен также присутствовать в волновой функции. Однако амплитуда не может быть просто константой. Причина этого очевидна. Запишем волновую функцию в виде

$$\Psi(x) = U(x)e^{(\pm ikx)}. \qquad \text{(B2)}$$

Плотность вероятности обнаружения электрона в точке x

$$\Psi(x)\ \Psi^*(x) = U^2(x) \qquad \text{(B3)}$$

должна, очевидно, обладать той же трансляционной симметрией, что и потенциальная энергия, ведь плотность электронного облака определяется потенциальной энергией решетки. Таким образом,

$$U^2(x+a) = U^2(x+na) = U^2(x). \qquad \text{(B4)}$$

Это справедливо и для самой амплитуды: $U(x + a) = U(x)$. Теперь можно сделать вывод о том, что волновая функция должна иметь вид (B2) при условии, что амплитуда $U(x)$ обладает периодичностью решетки. Такие волновые функции носят название функций Блоха. Если мысленно представить себе, что потенциал решетки стремится к нулю или к постоянной величине, то волновая функция (B2) переходит в волновую функцию (B1).

Обсудим теперь вопрос о волновых числах k. Электрон в твердом теле находится в потенциальной яме. Поэтому, как и для бесконечно глубокой потенциальной ямы, половина волны должна укладываться целое число раз на размере ямы l: $\lambda/2 = l/j$. Соответственно $k = 2\pi/\lambda = (\pi/l)j$, $j = 1, 2,\ldots$ Для решетки размер потенциальной ямы $l = Na$ и $k = (\pi/Na)j$. Из всех чисел j только числа в интервале от 1 до N имеют смысл, так как при $j > N$ число j может быть представлено как $j = n + j'$. Тогда

$$\exp(ikx) = \exp\left(i\frac{\pi N}{Na}jx\right) = \exp\left(i\frac{\pi N}{Na}x + i\frac{\pi}{Na}j'x\right) = \exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right)\exp\left(i\frac{\pi}{Na}j'x\right).$$

Экспонента $\exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right)$ обладает той же периодичностью, что и решетка:

$$\exp\left(i\frac{\pi}{a}(x+na)\right)=\exp(i\pi n)=\exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right)=\pm\exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right).$$

Величину $\exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right)$ можно внести в амплитуду $U(x)$, что не меняет соотношения (В3) и (В4), так как $\left|\exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right)\right|=1$. Если еще учесть, что существуют волны, распространяющиеся вправо и влево вдоль оси x, то физически различимые состояния лежат в интервале волновых чисел k от $-\pi/a$ до π/a. Этот интервал носит название первой зоны Бриллюэна.

Рассмотрим вопрос об особенностях закона дисперсии электронов в кристалле. Для начала можно представить себе, что решетка есть, но потенциал, создаваемый ею, равен нулю. Таким образом, осуществлен переход к потенциальной яме размером $l = Na$ с нулевым потенциалом внутри. В этом случае закон дисперсии представляет собой квадратичную параболу $\varepsilon=\frac{\hbar^2k^2}{2m}$ (рис. В3) без особенностей в точках $\pm\frac{\pi}{a}j$. Волновые числа принимают дискретный ряд с шагом $\Delta k=\frac{\pi}{Na}$.

Рассмотрим ситуацию, когда потенциал, создаваемый атомами, отличен от нуля. В этой ситуации распространяющиеся волны становятся волнами Блоха и взаимодействуют с кристаллом тем больше, чем больше потенциал. Взаимодействие приводит к особенностям в законе дисперсии в точках $\pm\frac{\pi}{a}j$. Для волн с такими волновыми числами выполняется условие дифракции Вульфа – Брегга: $2a\cdot\sin\theta=j\lambda$ при $\theta = 0$ (наш случай) $\lambda=\frac{2a}{j}$ или для k выполняется условие $k=\frac{2\pi}{\lambda}=\frac{\pi}{a}j$.

Это означает следующее. Волна, соответствующая, например, состоянию 1 (рис. В4), последовательно отражаясь от атомной цепочки,

переходит в волну 1′. Та, в свою очередь, переходит в 1 и т. д. Иначе говоря, состояния 1 и 1′ не могут существовать независимо, а только в паре $\left(k=\pm\frac{\pi}{a}\right)$, что соответствует стоячей волне. Следовательно, состояния 1 и 1′ представляют собой одно единственное состояние, в отличие от любой произвольной пары состояний с k и $-k$, которые независимы и реализуются тогда, когда они заполнены.

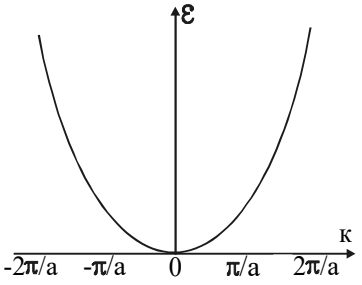


Рис. В3

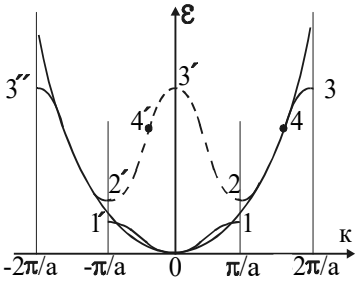


Рис. В4

Однако и для состояний с $k=\pm\frac{\pi}{a}$ существует два варианта образования стоячих волн, связанных с отражением в фазе и противофазе:

$$\Psi_1 = U_1(x)\exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right)+U_1(x)\exp\left(-i\frac{\pi}{a}x\right)=2U_1(x)\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right); \quad \text{(B5)}$$

$$\Psi_2 = U_1(x)\exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right)-U_1(x)\exp\left(-i\frac{\pi}{a}x\right)=i2U_1(x)\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right). \quad \text{(B6)}$$

Соответственно плотности вероятностей этих двух состояний имеют вид:

$$\Psi_1\Psi_1^* = 4U_1^2(x)\cos^2\left(\frac{\pi}{a}x\right); \quad \text{(B7)}$$

$$\Psi_2\Psi_2^* = 4U_2^2(x)\sin^2\left(\frac{\pi}{a}x\right). \quad \text{(B8)}$$

Из последних формул видно, что волновая функция Ψ_1 соответствует максимуму вблизи атомов решетки, а Ψ_2 – максимуму в промежутке между атомами. Так как атомы заряжены положительно, то энергия первого состояния будет меньше энергии второго состояния. Таким образом, в точках, где волновые числа *k* равны $\pm\frac{\pi}{a}$, $\pm\frac{2\pi}{a}$ и т. д., образуется энергетические щели, или, как их принято называть, запрещенные зоны энергий.



Рис. В5

Отметим еще одну особенность в законе дисперсии. Как известно, стоячие волны не переносят ни энергии, ни импульса, их групповая скорость $v_{\text{г}} = \frac{dw}{dk} = \frac{1}{\hbar}\frac{d\varepsilon}{dk} = 0$. Следовательно, в точках $\pm\frac{\pi}{a}j$ производные $\frac{d\varepsilon}{dk}$ должны быть равны нулю, что соответствует экстремумам в законе дисперсии. Необходимо отметить последнюю деталь закона дисперсии. Детальный анализ показывает, что в зонах разрешенных энергий состояния, разделенные интервалом $\frac{2\pi}{a}$, $\frac{4\pi}{a}$ и т. д., эквивалентны. На рис. В4 они отмечены цифрами. Это обстоятельство позволяет проделать операцию приведения закона дисперсии к первой зоне Бриллюэна. Так, кривая 2, 3, 4 перейдет в кривую $2'$, $3'$, $4'$, а кривая $2'$, $3''$ перейдет в кривую 2, $3'$.

Механизм переноса заряда

В зависимости от того, как заполнены зоны электронами, кристаллы разделяют на диэлектрики, полупроводники и металлы. Рассмотрим сначала полностью заполненную зону (рис. В6). Под действием электрического поля $\vec{E}$ за промежуток времени Δt волновое число электронов меняется на величину $\Delta k = -\frac{eE\Delta t}{\hbar}$. При этом электроны переходят по состояниям (направление переходов указано стрелкой на рис. В6), оставляя состояния заполненными, как и при отсутствии поля. Для каждого заполненного состояния с волновым числом k есть симметричное ему состояние с $-k$. Два состояния с k и $-k$ интерферируют и дают стоячую волну. Это справедливо для всей зоны. Поэтому полностью заполненная зона не дает вклада в перенос заряда (ток).

Рассмотрим теперь зону, заполненную частично так, как показано на рис. В7, *а*. В отсутствие электрического поля (рис. В7, *а*) состояния заполнены симметрично и описываются стоячими волнами. Электрическое поле, увеличивая волновые числа, создает асимметрию в заполнении состояний (рис. В7, *б*).

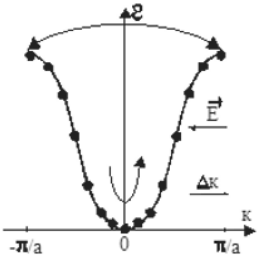
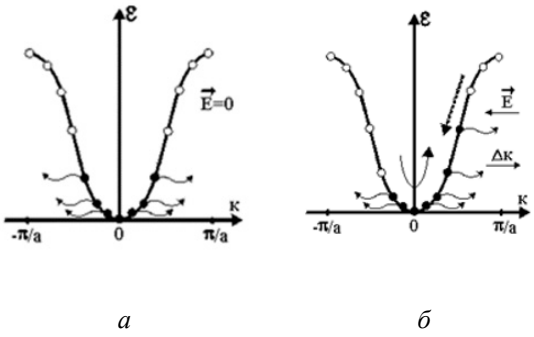


Рис. В6



а *б*

Рис. В7

В этом случае для некоторых состояний нет состояний с отрицательными волновыми числами. Поэтому эти состояния будут описываться бегущими волнами и, следовательно, создавать поток электронов в направлении, противоположном полю. Таким образом, не полностью

заполненная зона при наличии электрического поля дает вклад в перенос заряда. (Отклонение заполнения состояний в зоне за счет тепловых возбуждений от симметричного заполнения приводит к появлению случайных токов (шумы)).

Определенный интерес представляет рассмотрение поведения электронов почти заполненной зоны. Будем считать, что все состояния, кроме малой доли, вблизи потолка зоны, заполнены электронами. Эту ситуацию можно проанализировать, исходя из двух законов дисперсии (рис. В8, *а*, рис. В9, *а*).

Как видно из рисунков, под действием электрического поля электроны заполняют состояния, смещаясь вправо в сторону увеличения волнового числа *k*. (Напомним, что волнистыми стрелками указано направление распространения волн, соответствующее направлению групповой скорости $v_{\text{г}} = \frac{1}{\hbar}\frac{d\varepsilon}{dk}$, а стрелки, соединяющие состояния в точках $\pm\frac{\pi}{a}$, означают, что это одно и то же состояние.)

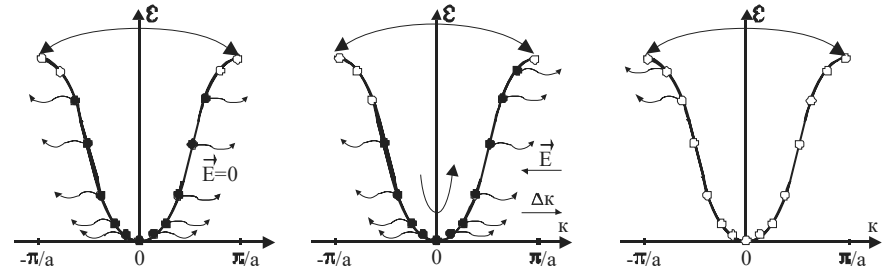
Результат асимметрии заполнения состояний (рис. В8, *б*, рис. В9, *б*) – бегущие волны в положительном направлении оси *x*, что соответствует электрическому току в направлении электрического поля и полностью совпадает с ранее рассмотренной ситуацией для частично заполненной зоны вблизи ее дна.

Если вспомнить исходный момент рассмотрения, то возникает вполне естественное желание перейти от описания через большое число электронов (тем более что большая их часть заполняет состояния, соответствующие стоячим волнам) к малому числу незаполненных состояний. Как видно из рис. В8, *б* и рис. В9, *б*, перенос осуществляют только те электронные волны, для которых состояния, противоположные по волновому числу *k*, не заполнены. Если представить себе, что незаполненные состояния заполнены «электронами» с положительным зарядом и им приписаны соответствующие электронные волны, а в остальных состояниях электроны отсутствуют (рис. В8, *в* и рис. В9, *в*), то результат совпадает с исходной кривой (рис. В8, *б* и рис. В9, *б*).

С другой стороны, рассмотренная ситуация эквивалентна показанной на рис. В10. На этом рисунке рассмотрены те же законы дисперсии, только перевернутые по энергии (верхний график на рис. В10 соответствует

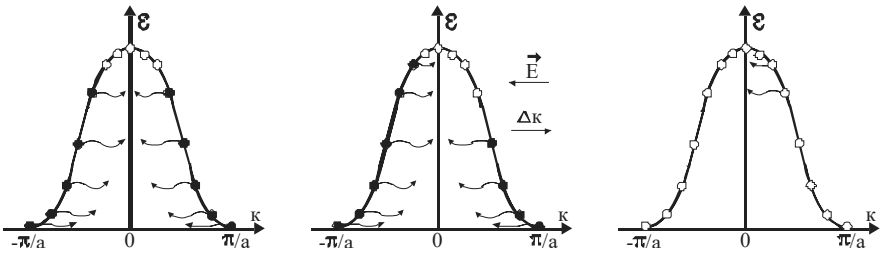
рис. В8, *в*; нижний график на рис. В10 соответствует рис. В9, *в*) и заполненные положительными частицами.

Нетрудно убедиться в том, что, например, ситуации на рис. В8, *в* и рис. В9, *в*, а также на рис. В10 фактически неразличимы. Другими словами, движение электронов почти заполненной зоны может быть заменено эквивалентным им «движением» незаполненных состояний как положительно заряженных частиц. Эти положительно заряженные частицы называются дырками.



а *б* *в*

Рис. В8



а *б* *в*

Рис. В9

Рассмотренные особенности поведения электронов в зонах позволяют разделить твердые тела на металлы, диэлектрики и полупроводники. С этой точки зрения последняя зона для металлов должна быть заполнена частично, что обусловливает проводимость металлов вплоть до абсолютного нуля температуры. В полупроводниках и диэлектриках должны существовать две разрешенные зоны, разделенные между

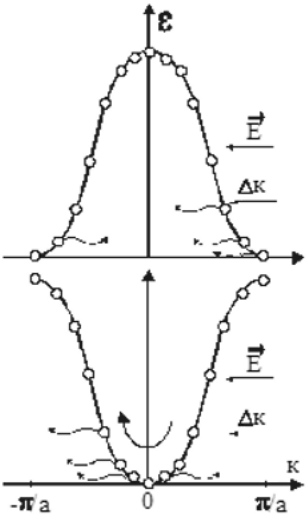


Рис. В10

собой запрещенной зоной, причем нижняя зона при абсолютном нуле температуры должна быть, как и ниже расположенные разрешенные зоны, полностью заполнена, а верхняя – пуста.

В такой ситуации проводимость при $T = 0$ К отсутствует. С ростом температуры в полупроводниках электроны последней заполненной зоны, называемой валентной, переходят в верхнюю (зону проводимости) за счет термического возбуждения при относительно малой ширине запрещенной зоны ($\Delta\varepsilon \sim 1$ эВ). При этом перенос заряда осуществляется как электронами зоны проводимости, так и дырками валентной зоны. Отличие диэлектриков от полупроводников только в наличии более широкой запрещенной зоны, что практически исключает тепловое возбуждение носителей заряда.

Приближение сильной связи

В рассмотренном приближении слабой связи предполагается, что периодический потенциал кристалла является слабым возмущением движения свободного электрона.

Возможен другой подход к описанию движения электрона в твердом теле. В основу описания можно взять волновые функции изолированных атомов и предположить, что при образовании кристалла эти функции слабо меняются. Такой подход к описанию движения электронов называется приближением сильной связи. Очевидно, такое приближение должно лучше описывать поведение электронов относительно глубоких энергетических состояний.

Конкретных методов расчета достаточно много. Однако в основе всех методов заложен принцип: волновая функция электрона в кристалле строится как линейная комбинация волновых функций изолированных

атомов, причем построенная волновая функция должна удовлетворять как трансляционной симметрии кристалла, так и всем другим симметриям кристалла. Как и в приближении слабой связи, метод сильной связи показывает, что отдельные уровни энергий изолированных атомов преобразуются при сближении атомов в зоны разрешенных и запрещенных энергий.

К такому выводу можно прийти исходя из довольно простых соображений. При сближении атомов, образующих кристалл, до расстояний порядка $\Delta r = 10^{-10}$ м, волновые функции электрона с энергией ε_i изолированного атома начинают перекрываться, что приводит к обобществлению электронов.

В изолированном атоме электрон в состоянии с энергией ε_i находится неограниченно долго. При обобществлении электронов каждый электрон, переходя от одного атома к другому, находится вблизи атома некоторое время Δt. Из соотношения неопределенностей следует, что уровень с энергией ε_i размывается в зону с шириной $\Delta\varepsilon_i \approx \dfrac{\hbar}{\Delta t}$. Оценку ширины зоны можно сделать из простых соображений. Скорость электрона в атоме можно оценить из соотношения неопределенностей $\Delta r \Delta p \approx \hbar$, где $\Delta r \approx 10^{-10}$ м, $\Delta p = p - 0 = mv$. Отсюда $v = 10^6$ м/с. Время прохождения электроном атомного пространства равно по порядку величины $\tau \approx \dfrac{\Delta r}{v} = 10^{-16}$ с. Двигаясь вблизи атома, электрон совершает 10^{16} колебательных движений в секунду.

В кристалле электроны туннелируют от одного атома к другому. Оценить вероятность туннелирования можно по известной формуле потенциального барьера $\exp\left(-\dfrac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U-\varepsilon)'}\right)$, где $U - \varepsilon \approx 10$ эВ, что соответствует по порядку величины энергии ионизации атомов. Из формул следует, что вероятность туннелирования ~ 0,04. Следовательно, из 10^{16} колебательных движений $10^{16} \cdot 0,04 = 4 \cdot 10^{14}$ раз в секунду электрон покидает атом. Таким образом, и через время $\Delta t = 1 / 4 \cdot 10^{14} = 2,5 \cdot 10^{-15}$ с

электрон покидает атом. Отсюда ширина зоны по порядку величины равна $\Delta\varepsilon = \dfrac{\hbar}{\Delta t} \approx 0,26$ эВ.

Эта грубая оценка показывает, что уровень расщепляется в достаточно широкую зону для валентных электронов.

Что касается электронов внутренних оболочек, то расщепление этих уровней несущественно из-за малой вероятности туннелирования.

Расщепление атомарного уровня в зону также должно удовлетворять принципу Паули. В случае если уровень ε_i в атоме не вырожден, то он должен расщепляться на N уровней в кристалле, содержащем N атомов. (Заметим, что расстояние между отдельными уровнями в зоне $\Delta\varepsilon/N$ очень мало́, если $N \sim N_A \sim 10^{26}$.) Так, s-состояние должно расщепляться на N уровней, p-состояние – на $3N$ уровней и т. д. С учетом спина в s-состояниях может находиться $2N$ электронов, в p-состояниях $6N$ электронов. (Здесь $N_\text{A} \approx 6,0 \cdot 10^{26}$ кмоль$^{-1}$ – число Авогадро.)

Расчеты для реальных кристаллов показывают, что, например, возможно как перекрытие зон, так и перемешивание. Так, например, натрий $(\text{Na} = [1s^2 2s^2 2p^6]3s^1)$ с внутренней конфигурацией неона имеет один валентный электрон в $3s$-состоянии. Это состояние расщепляется на N уровней в зону. Чтобы полностью заполнить зону, необходимо $2N$ электронов с учетом спина. Таким образом, $3s$-зона заполнена электронами наполовину и натрий является металлом. Казалось бы, что следующий элемент в таблице Менделеева – магний $(\text{Mg} = [1s^2 2s^2 2p^6]3s^2)$, имеющий два электрона в $3s$-состоянии, должен быть диэлектриком. Однако известно, что магний является металлом. Это объясняется тем, что более высокая по энергии зона, образованная из $3p$-состояний, перекрывается зоной из $3s$-состояний, образуя общую зону, которая полностью не заполнена электронами.

В этом периоде таблицы Менделеева за алюминием следует кремний $(\text{Si} = [1s^2 2s^2 2p^6]3s^2 3p^6)$, который является полупроводником. Расчеты показывают, что в кремнии $3s$- и $2p$-состояния перемешены и образуют две зоны энергий, разделенных запрещенной зоной ~ 1,1 эВ. Нижняя зона, содержащая четыре состояния на атом, при температуре

абсолютного нуля оказывается полностью заполненной. При относительно малой ширине запрещенной зоны кремния с ростом температуры часть электронов переходит в более высокую по энергии зону, обеспечивая проводимость двумя зонами (дырками и электронами).

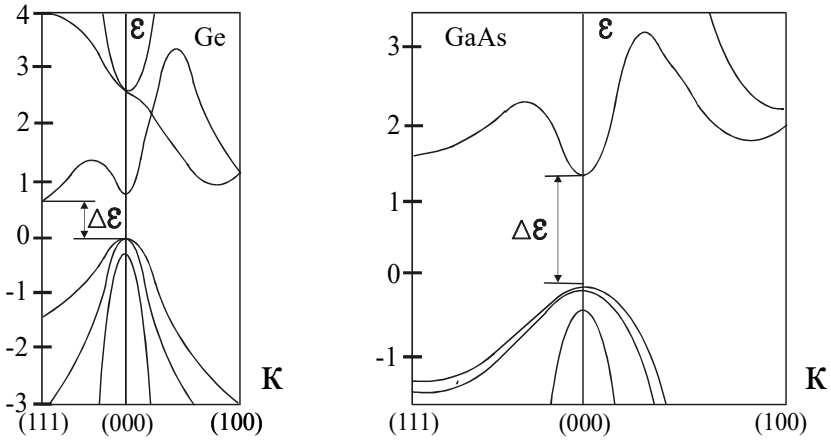


Рис. В11

Наибольшие трудности в приближении сильной связи представляет расчет закона дисперсии электронов в зонах для реальных кристаллов. Однако необходимо отметить, что состояния электронов, соответствующие границе зоны Бриллюэна, как и в приближении слабой связи, испытывают брегговское отражение. Таким образом, в экстремальных точках, таких как $k = 0$, $k = \frac{\pi}{a}$ и др., состояния описываются стоячими волнами, а производная $\frac{d\varepsilon}{dk} = 0$. В качестве примера на рис. В11 представлены законы дисперсии германия и арсенида галлия. Из закона дисперсии видно, что потолки валентной зоны германия и арсенида галлия находятся в центре зоны Бриллюэна. Однако зоны проводимости имеют существенное различие. Дно зоны проводимости арсенида галлия находится в центре зоны Бриллюэна, а у германия дно зоны проводимости находится на границе зоны Бриллюэна.

Концентрация электронов и дырок в полупроводниках

Для анализа поведения полупроводников обычно пользуются двухзонной моделью (рис. В12). В литературе часто вместо закона дисперсии приводят соответствующие ему энергетические диаграммы (рис. В13) собственного полупроводника (*а*), примесного *n*-типа (*б*), примесного *p*-типа (*в*), где $\Delta\varepsilon_a$ – энергия активизации примеси.

Заполненная зона от ε'_v до ε_v называется валентной. Зона от ε_c до ε'_c называется зоной проводимости. Обычно различают собственные и примесные полупроводники. Собственным полупроводником называют абсолютно чистый полупроводник, зонная структура которого показана на рис. В12 и на энергетической диаграмме рис. В13, *а*. Наличие примесей приводит к появлению дополнительных уровней энергии для электронов. Полупроводники, у которых примесный уровень лежит в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости (рис. В13, *б*), называют донорными. Те, у которых примесный уровень лежит вблизи потолка валентной зоны (рис. В13, *в*), называют акцепторными. Например, для четырехвалентного германия донорной примесью будут атомы пятивалентных элементов (мышьяк, фосфор), а акцепторной примесью – атомы трехвалентных элементов (индий, бор).

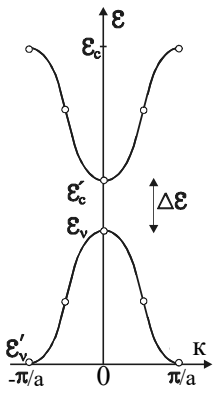


Рис. В12

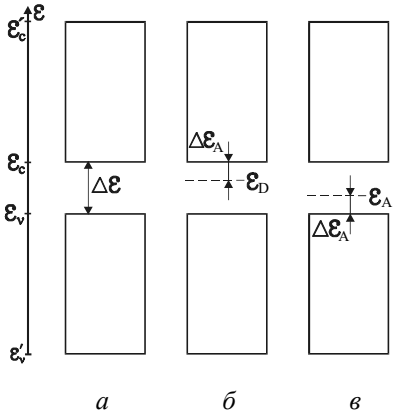


Рис. В13

В силу того, что примесь в кристалле распределятся случайно, примесные состояния не образуют зону, т. е. электроны этих состояний не могут двигаться в кристалле, оставаясь связанными с примесными атомами. Однако если электроны донорных уровней перейдут в зону проводимости, например, при фотоэффекте или при термической возбуждении, они будут участвовать в переносе заряда так, как это описано в разделе «Механизм переноса заряда».

Переход электронов на акцепторный уровень из валентной зоны приводит к появлению в валентной зоне дырок, которые также могут участвовать в переносе заряда.

Для таких полупроводников, как германий и кремний, с достаточно хорошей точностью выполнются условия: $\Delta\varepsilon >> k_bT$, $\varepsilon'_c - \varepsilon_c >> k_bT$, $\varepsilon_v - \varepsilon'_v >> k_bT$ для широкого интервала температур (заметим, что $k_bT = 1$ эВ соответствует $T \cong 11\,000$ К). Благодаря этому количество термически возбужденных электронов и дырок будет мало́ по сравнению с числом состояний в соответствующей зоне, т. е. электроны и дырки будут находиться вблизи экстремальных точек ε_v и ε_c (см. рис. В12). Вблизи этих точек закон дисперсии можно представить квадратичными параболами: $\varepsilon = \varepsilon_c + \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$ – для зоны проводимости, $\varepsilon = \varepsilon_v - \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m_p}$ – для валентной зоны, где m_e и m_p – эффективные массы электронов и дырок соответственно. Это обстоятельство позволяет считать электроны и дырки свободными частицами в соответствующих зонах и определить плотности состояний в зонах как для свободных частиц:

$\rho_c(\varepsilon) = \dfrac{\pi}{4}\left(\dfrac{2m_e}{\pi^2\hbar^2}\right)^{3/2}\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_c}$ – плотность состояний электронов;

$\rho_p(\varepsilon) = \dfrac{\pi}{4}\left(\dfrac{2m_p}{\pi^2\hbar^2}\right)^{3/2}\sqrt{\varepsilon_v - \varepsilon}$ – плотность состояний дырок (для единичного объема полупроводника).

Среднее число электронов в квантовом состоянии описывается распределением Ферми – Дирака:

$$f(\varepsilon)=\left(\exp\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_{\mathrm{F}}}{k_bT}\right)+1\right)^{-1}, \qquad \text{(B9)}$$

где ε_{F} – химический потенциал, или энергия Ферми электронов. Очевидно, что среднее число дырок определится как

$$1-f(\varepsilon)=\left(\exp\left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}-\varepsilon}{k_bT}\right)+1\right)^{-1}. \qquad \text{(B10)}$$

Тогда концентрация электронов и дырок определяется следующими выражениями:

$$n=2\int_{\varepsilon_c}^{\varepsilon'_c}\rho_c(\varepsilon)f(\varepsilon)d\varepsilon, \quad p=2\int_{\varepsilon'_v}^{\varepsilon_v}\rho_p(\varepsilon)(1-f(\varepsilon))d\varepsilon, \qquad \text{(B11)}$$

где цифра 2 показывает краткость вырождения состояний за счет спина электрона. Заметим, что для электронов и дырок среднее число частиц в квантовом состоянии совпадает с вероятностью заполнения этих состояний.

При условии, что $\varepsilon'_c-\varepsilon_c>>k_bT$ и $\varepsilon_v-\varepsilon'_v>>k_bT$, $\varepsilon_c-\varepsilon_{\mathrm{F}}>>k_bT$ и $\varepsilon_{\mathrm{F}}-\varepsilon_v>>k_bT$ в распределениях (B9), (B10) можно пренебречь единицей. Это означает, что электроны и дырки при этих условиях описываются квазиклассическим распределением. Подставляем

$$f(\varepsilon)=\left(\exp\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_{\mathrm{F}}}{k_bT}\right)\right)^{-1} \text{ и } 1-f(\varepsilon)=\left(\exp\left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}-\varepsilon}{k_bT}\right)\right)^{-1}$$

в интегралы (B11), после введения новых переменных $\frac{\varepsilon-\varepsilon_c}{k_bT}=x$ и $\frac{\varepsilon_v-\varepsilon}{k_bT}=y$ интегралы (B11) вычисляются довольно просто. В результате получаем

$$n = \frac{1}{4}\left(\frac{2m_e k_b T}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_c}{k_b T}\right),$$
$$p = \frac{1}{4}\left(\frac{2m_P k_b T}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \varepsilon_F}{k_b T}\right). \quad \text{(B12)}$$

Для вычисления концентраций в последних выражениях недостает зависимости энергии Ферми от температуры.

Для собственных полупроводников $n = p$ (условие электронейтральности), и тогда

$$\varepsilon_F = \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_v}{2} + \frac{3}{4} k_b T \ln\left(\frac{m_p}{m_e}\right); \quad \text{(B13)}$$

$n^2 = p^2 = np,$ и тогда

$$n = p = \frac{1}{4}\left(\frac{2\sqrt{m_e m_p}\, k_b T}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon}{2k_b T}\right). \quad \text{(B14)}$$

Как видно из последних формул, в собственных полупроводниках уровень Ферми лежит в середине запрещенной зоны при $T = 0$ и с ростом температуры движется в сторону зоны с меньшей эффективной массой. Например, если $m_e < m_p,$ плотность состояний в зоне проводимости меньше, чем в валентной зоне, так как $\rho \sim \sqrt{m}$. Для выполнения условия $n = p$ необходимо увеличить вероятность заполнения уровней электронами в зоне проводимости и уменьшить вероятность заполнения состояний дырками в валентной зоне. Эта ситуация реализуется при смещении уровня Ферми в сторону зоны проводимости, т. е. в сторону меньшей эффективной массы.

Более сложная ситуация в примесных полупроводниках. Однако и в них положение уровня Ферми находится из условия электронейтральности: $n + N_a^- = p + N_d^+$, где N_d^+ – концентрация ионизованной

донорной примеси; $N_a^- = N_a - N_a^+$; N_a^+ – концентрация ионизованной акцепторной примеси.

Рассмотрим, например, донорный полупроводник (*n*-типа). Для него $N_a = 0$. При абсолютном нуле уровень Ферми лежит между примесным уровнем и дном зоны проводимости. В этой области температур $p << n$ и $n \approx N_d^+ \approx N_d \exp(-\Delta\varepsilon_a / k_b T)$. При дальнейшем росте температуры достигается такое состояние, когда $N_d^+ \approx N_d$ и увеличение концентрации электронов в зоне проводимости происходит за счет переходов электронов из валентной зоны. Естественно, что можно повысить температуру до такой величины, что будет выполняться условие $n \approx p$, т. е. полупроводник станет собственным.

Электропроводность полупроводников

Рассмотренные зависимости концентрации от температуры в первую очередь проявляет себя при исследовании электропроводности полупроводников. Электропроводность полупроводника определяется в общем случае двумя типами носителей заряда: $\sigma = e(n\mu_e + p\mu_p)$, где e – заряд электрона, μ_e и μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно. $\left($Заметим, что подвижность определяет дрейфовую скорость $\vec{V}$ носителей заряда: $\left|\vec{V}_e\right| = \mu_e |\vec{E}|$, $\left|\vec{V}_p\right| = \mu_p |\vec{E}|$.$\right)$ Таким образом, от температуры могут зависеть только концентрация и подвижность. Очевидно, что подвижность тем выше, чем реже сталкиваются частицы, чем менее интенсивное рассеяние. В полупроводниках возможны следующие механизмы рассеяния: рассеяние на ионах и нейтральных атомах примеси; на дефектах кристаллической структуры и в основном на колебаниях решетки (фононы). Как показывают расчеты, зависимость подвижности от температуры можно представить себе как степенную функцию: $\mu \sim T^{\alpha}$, где α определяется видом рассеяния. Например, при рассеянии на акустических колебаниях решетки $\alpha = -3/2$. Естественно, что более

сильная зависимость концентрации от температуры $\exp(\Delta\varepsilon / 2k_bT)$ по сравнению с температурной зависимостью подвижности и определяет, прежде всего, зависимость проводимости от температуры. На рис. В14 показана типичная зависимость логарифма электропроводности от обратной температуры. Линейные области соответствуют собственной проводимости I и примесной III. Область II – переходная область.

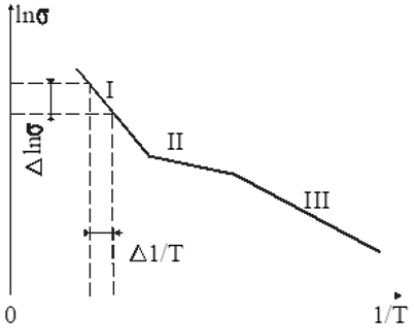


Рис. В14

Для полупроводника в области I на рис. В14 наиболее эффективно рассеяние на фононах. Учитывая (В14) $n = p \sim T^{3/2} \exp(-\Delta\varepsilon / 2k_bT)$, получаем

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta\varepsilon / 2k_bT), \qquad (B15)$$

где σ_0 не зависит от температуры.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 40

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Познакомиться с зонной теорией кристаллических твердых тел. Исследовать зависимость электропроводности (сопротивления) полупроводника от температуры и по ней определить ширину запрещенной зоны полупроводника.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В лабораторной работе для исследования берется примесный полупроводник с примесью одного сорта атомов. Нагреванием полупроводник переводится в область собственной проводимости. Во введении было показано, что при относительно высоких температурах электропроводность полупроводника в области собственной проводимости равна

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-\Delta\varepsilon}{2k_bT}\right),$$

где $\Delta\varepsilon$ – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Обычно экспериментально измеряют ток, проходящий через образец, падение напряжения на нем и температуру. Поэтому удобнее пользоваться величиной сопротивления образца: $R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon}{2k_bT}\right)$. Из последней формулы, логарифмируя, получаем

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{\Delta\varepsilon}{2k_bT}$$

(линейная зависимость $\ln R$ от $\frac{1}{T}$). Вычисляем производную по $\frac{1}{T}$:

$$\frac{d\left(\ln\frac{R}{R_0}\right)}{d\left[\frac{1}{T}\right]} = \frac{\Delta\varepsilon}{2k_b},$$

откуда для ширины запрещенной зоны получим формулу

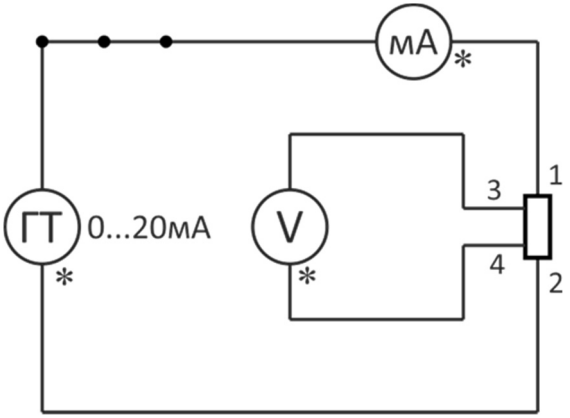
$$\Delta\varepsilon = 2k_b \frac{d\left(\ln\frac{R}{R_0}\right)}{d\left[\frac{1}{T}\right]}. \qquad (*)$$

Формула (*) позволяет рассчитать ширину запрещенной зоны полупроводника, пользуясь графиком зависимости $\ln\frac{R}{R_0}$ от обратной температуры $\frac{1}{T}$. При этом численное значение производной, учитывая линейный характер зависимости, можно заменить отношением конечных приращений: $\frac{d\left(\ln\frac{R}{R_0}\right)}{d\left[\frac{1}{T}\right]} = \frac{\Delta\left(\ln\frac{R}{R_0}\right)}{\Delta\left[\frac{1}{T}\right]}$, которое равно тангенсу угла наклона графика $\ln\frac{R}{R_0}$ к оси аргумента $\frac{1}{T}$.

ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. Сделайте заготовку отчета к данной лабораторной работе с рабочими формулами и таблицей измерений. Получите у преподавателя допуск к выполнению работы.

2. Соберите схему, приведенную на рисунке. Регуляторы температуры и напряжения поставьте в минимальные положения.



3. В присутствии преподавателя включите установку. Установите ток через образец ***J* от 1 до 3 мА** (задается преподавателем). Запишите показания вольтметра и амперметра при комнатной температуре образца. Запишите значение этой температуры.

4. Установите на шкале терморегулятора максимальное значение температуры (начнется нагревание образца). Показания вольтметра, амперметра и соответствующую температуру записывайте через каждые **10 К**, нагревая образец от **290 до 390 К**.

5. Для каждого значения температуры образца с помощью закона Ома определите сопротивление R.

6. Постройте график зависимости $\ln\dfrac{R}{R_0}$ от обратной температуры $\dfrac{1}{T}$.

(Константу R_0, от которой не зависит искомый тангенс угла наклона графика, удобно взять равной $R_0 = 1$ Ом.)

7. На линейном участке графика, который соответствует высокой температуре образца, определите величину производной $\frac{\Delta\left(\ln\frac{R}{R_0}\right)}{\Delta\left[\frac{1}{T}\right]}$ и, пользуясь формулой (*), рассчитайте ширину запрещенной зоны полупроводника, из которого изготовлен образец.

8. Пользуясь табл. П1 (см. приложение), определите, из какого полупроводника изготовлен образец.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объяснить особенности закона дисперсии для электронов в кристалле.
2. Почему электроны полностью заполненной зоны не дают вклада в электрический ток?
3. Что такое электрический ток с точки зрения зонной теории?
4. Что такое дырка в полупроводниках?
5. Что такое металлы, диэлектрики и полупроводники с точки зрения зонной теории?
6. В каком случае в полупроводниках электроны и дырки описываются «квазиклассическим распределением», а не распределением Ферми – Дирака?
7. Объясните температурную зависимость энергии Ферми в собственных полупроводниках.
8. Какими факторами определяется электропроводность полупроводника?
9. Объясните температурную зависимость электропроводности металла, собственного и примесного полупроводника.
10. Выведите расчетную формулу (*) для определения ширины запрещенной зоны полупроводника.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Епифанов Г.И.* Физика твердого тела / Г. И. Епифанов. – Москва: Высшая школа, 1977. – С. 67–88, 113–164. (См. также более поздние издания этого курса.)

2. *Савельев И.В.* Курс общей физики / И.В. Савельев. – Москва: Наука, 1979. – Т. 3. – С. 173–204. (См. также более поздние издания этого курса.)

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 41

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучить эффект Холла в примесных полупроводниках. Ознакомиться с методом измерения концентрации и подвижности основных носителей тока в примесных полупроводниках с помощью эффекта Холла.

КРАТКОЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Эффект Холла заключается в появлении поперечной по отношению к направлению электрического тока разности потенциалов в образце, который помещен в поперечное магнитное поле.

Пусть по полупроводниковому образцу, имеющему форму прямоугольного параллелепипеда, протекает электрический ток силой I (от контакта *1* к контакту 2), поддерживаемый источником ЭДС E (рис. 1). Выберем на нижней и верхней гранях образца точки *3* и *4*, лежащие напротив друг друга. Припаяем к ним измерительные зонды, к которым подключим вольтметр. Поместим образец в поперечное магнитное поле, как показано на рис. 1. Теперь на движущиеся носители заряда будет действовать сила Лоренца, отклоняющая их в поперечном направлении. В результате грань образца, которой принадлежит точка *3*, получит избыточный заряд одного знака, а грань с точкой *4* – другого знака. Между этими противоположно заряженными гранями возникнет электрическое поле (холловское поле) и, следовательно, поперечная разность потенциалов. Эта разность потенциалов U_X также называется холловской, а само явление – поперечным эффектом Холла.

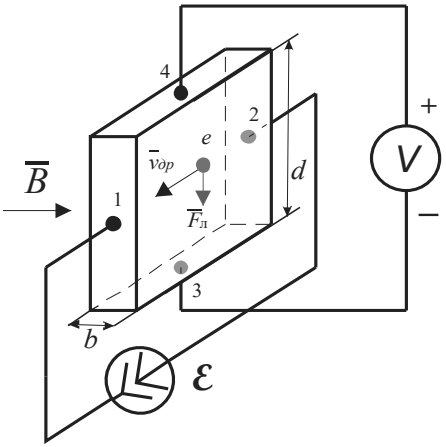


Рис. 1

Опыт показывает, что холловская разность потенциалов равна

$$U_{\text{X}} = R_{\text{X}} \frac{IB}{b}, \qquad (1)$$

где I – сила тока, протекающего по образцу; B – индукция магнитного поля; b – толщина образца (размер по магнитному полю); R_{X} – постоянная Холла, зависящая от рода вещества.

Рассмотрим механизм появления поперечной разности потенциалов в примесном полупроводнике. Если основными носителями тока в образце являются электроны (полупроводник *n*-типа), их дрейфовая скорость $\vec{v}_{\text{др}}$ направлена против направления тока. Сила Лоренца $\vec{F}_{\text{Л}}$, действующая на каждый электрон, перпендикулярна как вектору дрейфовой скорости, так и вектору магнитной индукции $\vec{B}$ и равна

$$\vec{F}_{\text{Л}} = q_e[\vec{v}_{\text{др}}, \vec{B}],$$

где q_e – заряд электрона.

В ситуации, которая изображена на рис. 1, сила Лоренца будет смещать электроны к нижней грани образца (точка *3*), в результате чего грань получит избыточный отрицательный заряд. На верхней грани

за счет оттока от нее электронов возникнет нескомпенсированный положительный заряд ионов донорной примеси. Перераспределение заряда приведет к появлению в пространстве между гранями поперечного электрического поля, вектор напряженности которого $\vec{E}_{\text{Х}}$ направлен от положительно заряженной грани к отрицательно заряженной. Электроны будут испытывать со стороны этого электрического поля действие силы, направленной против $\vec{E}_{\text{Х}}$:

$$\vec{F}_{\text{эл}} = q_e \vec{E}_{\text{Х}} .$$

Из сказанного следует, что на электрон внутри образца действуют одновременно две поперечные противоположно направленные силы: сила Лоренца и сила со стороны поперечного электрического поля. Накопление избыточного заряда на гранях образца прекратится, когда векторная сумма этих сил станет равной нулю. Достигнутое при этом состояние называется стационарным, т. е. не меняющимся со временем. Для этого состояния выполняется равенство

$$\left|\vec{F}_{\text{Л}}\right| = q_e \left|\vec{E}_{\text{Х}}\right| .$$

Напряженность холловского поля связана с холловской разностью потенциалов $U_{\text{Х}}$ между точками *3* и *4* образца формулой

$$E_{\text{Х}} = \frac{U_{\text{Х}}}{d} .$$

Здесь d – расстояние между точками *3* и *4* образца.

Если для изготовления исследуемого образца используется примесный полупроводник *p*-типа, в котором основными носителями заряда являются дырки, то направление их движения будет совпадать с направлением тока. Сила Лоренца, действующая на дырки со стороны магнитного поля $\vec{B}$ (см. рис. 1), будет направлена по-прежнему к нижней грани. Следовательно, нижняя грань такого образца получит избыточный положительный заряд, а верхняя – отрицательный. Знак заряда граней легко установить по знаку разности потенциалов между гранями, то есть по знаку величины $U_{\text{Х}}$.

Любой примесный полупроводник при достаточно высокой для него температуре переходит в область собственной проводимости. У собственного полупроводника концентрации свободных электронов и дырок одинаковы. Чтобы быть уверенными, что исследуемый образец содержит практически только один тип носителей тока, необходимо определить диапазон температур, при которых он имеет примесный тип проводимости. Для этого достаточно экспериментально получить зависимость $\ln\sigma$ от $\frac{1}{T}$, где σ – относительная электропроводность полупроводникового образца. Известно, что эта зависимость для примесного полупроводника имеет вид, представленный на рис. 2.

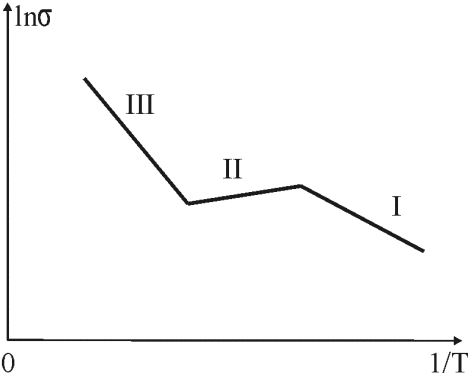


Рис. 2

Здесь первый участок зависимости, который наблюдается при низких температурах, соответствует примесной проводимости. Видно, что электропроводность σ с ростом температуры T на участке I растет. Это объясняется увеличением концентрации основных носителей заряда с ростом температуры полупроводника.

При некоторой температуре все примесные атомы становятся ионизированными. Увеличение концентрации примесных носителей заряда с ростом температуры прекращается. Однако эта температура может быть еще недостаточно велика для ионизации собственных атомов полупроводника. Начиная с этой температуры происходит переход ко второму участку графика. Говорят, что при этих температурах полупроводник

находится в области насыщения примесной проводимости. Слабое изменение электропроводности на участке II связано с тем, что от температуры зависит подвижность носителей заряда μ (см. ниже).

Если полупроводник достиг температуры, при которой начинается процесс ионизации собственных атомов, электропроводность опять резко увеличивается с ростом температуры за счет возрастания концентрации собственных электронов и дырок. Этот процесс соответствует участку III графика.

Предположим, что полупроводниковый образец, описанный выше, предназначен для использования в качестве датчика измерителя индукции магнитного поля $\vec{B}$ (датчик Холла). Для такого прибора важно, чтобы его показания как можно меньше зависели от температуры. Выясним, как этого добиться.

Если датчик изготовлен из донорного полупроводника, то его удельная электропроводность определяется формулой

$$\sigma = q_e n \mu , \qquad (2)$$

где n – концентрация свободных электронов; μ – подвижность носителей заряда, которая равна

$$\mu = \frac{v_{\text{др}}}{E} ,$$

где $v_{\text{др}}$ – дрейфовая скорость носителей заряда при напряженности электрического поля E.

Постоянная Холла в области температур, для которой концентрация свободных электронов много больше концентрации дырок, определяется формулой

$$R_{\text{X}} = a \frac{1}{q_e n} , \qquad (3)$$

где a – поправочный множитель, который учитывает механизм рассеяния носителей тока в полупроводнике. Для низких температур, при которых основным является рассеяние на ионах примеси, он равен

$a = 1{,}93$. А при высоких температурах, когда основным является рассеяние на фононах, $a = \frac{3\pi}{8} \approx 1{,}18$.

Подвижность зависит от температуры T и от типа рассеяния. При низких температурах

$$\mu \sim T^{3/2}.$$

При высоких температурах

$$\mu \sim T^{-3/2}.$$

Из формулы (1) видно, что показания датчика Холла не будут зависеть от температуры, если от нее не зависит постоянная Холла R_X. Формула (3) показывает, что R_X не будет практически меняться при изменении температуры T, если рабочий диапазон температур соответствует области насыщения примесной проводимости (участок II на рис. 2).

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение электропроводности

Вначале, как отмечалось выше, следует убедиться, что исследуемый образец содержит один тип свободных носителей заряда. Иначе говоря, необходимо определить рабочий диапазон температур. Для этого достаточно экспериментально получить зависимость $\ln\sigma$ от $\frac{1}{T}$.

Электропроводность образца σ – это величина, обратная его удельному сопротивлению ρ:

$$\sigma = \frac{1}{\rho}.$$

Удельное сопротивление связано с сопротивлением образца, измеряемым на участке между точками *1* и *2*:

$$R_{12} = \rho \frac{L_{12}}{bd},$$

где L_{12} – расстояние между точками *1* и *2* образца; bd – площадь поперечного сечения образца.

Сопротивление, сила тока и продольное напряжение между точками *1* и *2* связаны между собой через закон Ома для участка цепи:

$$IR_{12} = U_{12}.$$

Из полученной системы уравнений следует рабочая формула для экспериментального определения электропроводности:

$$\sigma = \frac{IL_{12}}{U_{12}bd}. \qquad (4)$$

На рис. 3 представлена схема для измерения электропроводности образца.

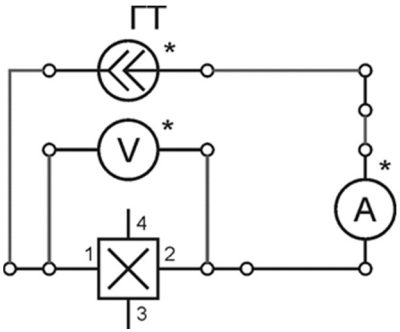


Рис. 3

Измерение холловской разности потенциалов

Холловская разность потенциалов U_X измеряется между точками *3* и *4* образца (рис. 4), которые должны быть эквипотенциальны при нулевом значении индукции магнитного поля $\vec{B}$. Однако расположить точки *3* и *4* на одной эквипотенциальной поверхности практически невозможно. Поэтому между этими точками кроме холловской разности потенциалов U_X имеется некоторая продольная разность потенциалов ΔU. Эту разность потенциалов необходимо исключить.

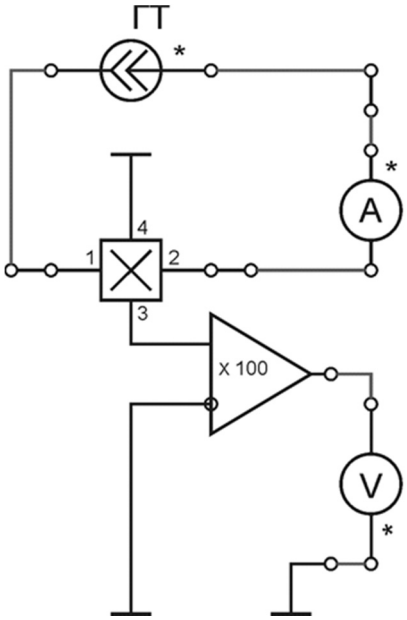


Рис. 4

С этой целью изменим направление вектора магнитной индукции $\vec{B}$ на противоположное, но сохраним направление тока I. Тогда знак холловской разности потенциалов U_X изменяется, а знак продольной разности потенциалов ΔU не изменяется. Следовательно, при одном направлении $\vec{B}$ суммарная разность потенциалов между точками *3* и *4* будет составлять $U'_{34} = U_X + \Delta U$, а при обратном направлении $\vec{B}$ будет

$$U''_{34} = -U_X + \Delta U \ .$$

Вычтя из первого выражения второе и выразив U_X, получим формулу, в которой продольная разность потенциалов ΔU исключена:

$$U_X = \frac{U'_{34} - U''_{34}}{2} \ . \qquad (5)$$

Для усиления сигнала с датчика Холла используется неинвертирующий (не меняющий полярность сигнала) усилитель с коэффициентом усиления 100. Вольтметр необходимо подключить к выходу этого усилителя.

Параметры датчика Холла

Толщина по направлению магнитного поля $b = 10$ мкм.

Ширина в направлении, перпендикулярном магнитному полю и направлению электрического тока, $d = 2$ мм.

Расстояние между точками *1* и *2* $L_{12} = 2$ мм.

Чувствительность датчика Холла

Чувствительность датчика Холла γ определяется отношением

$$\gamma = \frac{U_X}{B},$$

где B – индукция магнитного поля; U_X – холловская разность потенциалов, соответствующая этой индукции.

ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. Соберите электрическую схему по рис. 3. В качестве источника подключите генератор тока (рекомендуемое значение силы тока 0,5 мА). Изменяя температуру T от комнатной до максимальной через $\Delta T \approx 10$ К, измерьте продольное напряжение U_{12} для ряда температур.

2. Вычислите электропроводность σ по формуле (4) и величину $\ln\sigma$ для каждого значения T. Величину σ считайте безразмерной.

3. Постройте график зависимости $\ln\sigma$ от величины $\frac{1}{T}$. Определите по графику рабочий диапазон температур, соответствующий области насыщения примесной проводимости.

4. Снимите зависимость холловского напряжения U_X от величины магнитного поля B при постоянной силе тока и постоянной температуре из выбранного рабочего диапазона. (Установленная температура будет поддерживаться термостатом). Измерения проводите, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5). Постройте график этой зависимости.

5. Снимите зависимость холловского напряжения U_X от величины тока I при постоянной величине магнитного поля B и постоянной температуре T из выбранного рабочего диапазона. Измерения проводите, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5). Постройте график этой зависимости.

6. Снимите зависимость холловского напряжения U_X от температуры при постоянной величине магнитного поля B и постоянном токе I. Измерения проводите в найденном рабочем диапазоне температур. Измерения холловского напряжения U_X проводите, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5). Постройте график этой зависимости.

7. Оцените по формуле (1) значения постоянной Холла R_X для разных температур.

8. Оцените по формуле (3) значения концентрации свободных носителей заряда n или p для разных температур.

9. Оцените по формуле (2) значения подвижности μ для разных температур.

10. По знаку холловской разности потенциалов U_X определите тип полупроводника (n или p).

11. Оцените чувствительность γ датчика Холла.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем состоит эффект Холла?

2. Выведите рабочую формулу для определения индукции магнитного поля $\vec{B}$ с помощью датчика Холла.

3. Как определить знак носителей тока примесного полупроводника, который используется в качестве датчика Холла?

4. За счет чего возникает систематическая погрешность при измерении холловской разности потенциалов U_X ? Как ее исключить?

5. Как зависят от температуры T концентрация n и подвижность μ для металлов и полупроводников?

6. Как будет изменяться постоянная Холла с ростом температуры датчика? Существует ли такой диапазон температур, в котором $R_X = \text{const}$?

7. Как можно увеличить холловскую разность потенциалов U_X, не меняя силу тока I через датчик, индукцию магнитного поля $\vec{B}$ и постоянную Холла R_X?

8. Почему холловская разность потенциалов U_X при включении магнитного поля вначале в течение некоторого времени возрастает, но, достигнув некоторой величины, становится постоянной?

9. Как определить концентрацию носителей заряда с помощью эффекта Холла?

10. Зачем в работе снимается зависимость $\ln\sigma$ от величины $\frac{1}{T}$?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики / И.В. Савельев. – Москва: Наука, 1978. – Т. 2. (См. также более поздние издания этого курса.)

2. *Епифанов Г.И.* Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – Москва: Высшая школа, 1966 г. и более поздние издания этого курса.

3. *Епифанов Г.И.* Физические основы микроэлектроники / Г.И. Епифанов. – Москва: Высшая школа, 1971 г. и более поздние издания этого курса.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 42

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ФОТОРЕЗИСТОРА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучить явление внутреннего фотоэффекта. Ознакомиться с принципом работы фоторезистора, исследовать его основные характеристики, оценить ширину запрещенной зоны полупроводника, из которого сделан фоторезистор.

ВНУТРЕННИЙ ФОТОЭФФЕКТ

Фоторезистором называется полупроводниковый прибор, действие которого основано на фотопроводимости – изменении проводимости полупроводника при освещении (внутренний фотоэффект). В полупроводнике под действием света генерируются свободные носители заряда (в отличие от внешнего фотоэффекта, когда электроны под действием света вырываются из вещества).

Рассмотрим это явление. В собственном полупроводнике при абсолютном нуле ($T = 0$ К) валентная зона заполнена электронами, а зона проводимости свободна. Неосвещенный полупроводник при абсолютном нуле является изолятором. Если полупроводник нагреть, то вследствие теплового возбуждения появятся электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Электропроводность полупроводника, обусловленная тепловым возбуждением, иначе говоря, взаимодействием электронов и фононов, называется темновой проводимостью:

$$\sigma_T = q_e n_i (\mu_n + \mu_p), \qquad (1)$$

где n_i – концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне; μ_n и μ_p – подвижность электронов и дырок соответственно; q_e – заряд носителя тока.

При освещении полупроводника возникают дополнительные носители заряда, обусловленные внутренним фотоэффектом. При поглощении кванта света (фотона) один из валентных электронов переходит в зону проводимости, а в валентной зоне образуется дырка. Очевидно, что такой переход возможен, если энергия фотона $h\nu$ равна или несколько больше ширины запрещенной зоны ΔE (рис. 1):

$$h\nu \geq \Delta E \,. \tag{2}$$

Аналогично протекает процесс фотоионизации и в примесном полупроводнике. В донорном полупроводнике под действием квантов света электроны переходят с донорных уровней в зону проводимости (рис. 2, *а*), в акцепторных – из валентной зоны на акцепторные уровни (рис. 2, *б*).

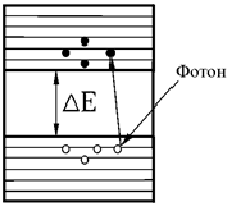


Рис. 1

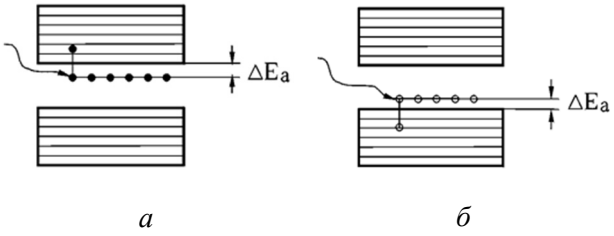


Рис. 2

Очевидно, примесная фотопроводимость возникает при условии

$$h\nu \geq \Delta E_a \,, \tag{3}$$

где ΔE_a – энергия активации примесных атомов. Частоту, соответствующую знаку равенства в выражении (2), называют краем собственного поглощения, а в выражении (3) – краем примесного поглощения. Край поглощения называют также красной границей внутреннего фотоэффекта.

Избыточные электроны и дырки, генерируемые при освещении, являются неравновесными носителями заряда, в отличие от равновесных носителей, которые имеются в полупроводнике при данной температуре и находятся в термодинамическом равновесии с решеткой кристалла. Дополнительная электропроводность, обусловленная появлением неравновесных носителей заряда, и есть фотопроводимость. В случае собственного поглощения фотопроводимость

$$\sigma_{\text{ф}} = q_e \Delta n (\mu_n + \mu_p), \tag{4}$$

где Δn – число пар «электрон – дырка», возникающих при поглощении квантов света.

При примесном поглощении появляются неравновесные носители заряда преимущественно одного типа. В общем случае $\Delta n \neq \Delta p$ фотопроводимость определяется выражением

$$\sigma_{\text{ф}} = q_e (\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p). \tag{5}$$

Можно показать, что при внутреннем фотоэффекте выполняется так называемое основное характеристическое соотношение

$$\Delta n = \eta N \tau,$$

где η – квантовый выход внутреннего фотоэффекта (число оптически генерируемых носителей заряда, приходящихся на один поглощенный фотон); N – число фотонов, поглощенных в единице объема в единицу времени; τ – время жизни носителя заряда (промежуток времени от момента генерации до момента рекомбинации носителя заряда).

Из сказанного ясно, что полная электропроводимость складывается из темновой (равновесной) и фотопроводимости:

$$\sigma = \sigma_{\text{т}} + \sigma_{\text{ф}}. \tag{6}$$

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схематическое устройство фоторезистора дано на рис. 3. На изолирующую подложку *1* помещается тонкий слой полупроводника *2* (фоточувствительный слой). По краям этого слоя нанесены металлические

электроды (контакты) *3*. Прибор заключен в закрытый корпус с окном для света. Электроды *3* соединены с клеммами, через которые прибор включается в электрическую цепь.

Основными характеристиками фоторезистора являются вольт-амперная, световая и спектральная.

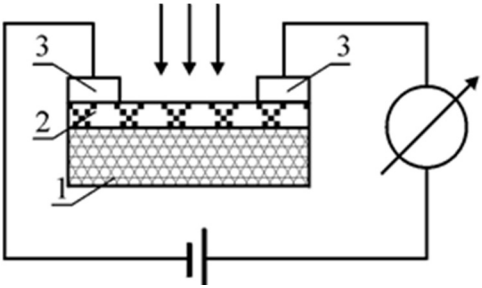


Рис. 3

Вольт-амперной характеристикой называется зависимость тока, протекающего через фоторезистор, от величины приложенного напряжения при постоянном световом потоке $I_{\text{с}} = f(U)_{\Phi = \text{const}}$:

$$I_{\text{с}} = \frac{\sigma S}{l} U = \frac{(\sigma_{\text{т}} + \sigma_{\text{ф}}) S}{l} U = I_{\text{т}} + I_{\text{ф}}, \qquad (7)$$

где $I_{\text{с}}$ – световый ток; $I_{\text{т}}$ – темновый ток; $I_{\text{ф}}$ – фототок.

В частности, если световой поток Ф равен нулю, то характеристика называется темновой. Из уравнения (7) видно, что вольт-амперная характеристика (как темновая, так и при освещении) является линейной, поскольку при постоянной температуре и постоянном световом потоке электропроводность не зависит от напряжения. Следует отметить, что в области обычно реализуемых освещенностей световой ток намного больше темнового, т. е. $I_{\text{с}} \approx I_{\text{ф}}$.

Световой характеристикой фоторезистора называется зависимость фототока $I_{\text{ф}}$ от величины падающего светового потока Ф или от интенсивности падающего излучения $J = \dfrac{\Phi}{S}$ при постоянном значении

приложенного напряжения , здесь S – площадь поверхности, на которую падает световой поток. Температура фоторезистора при этом должна быть постоянной. Эту зависимость можно заменить зависимостью $I_ф$ от освещенности E: $I_ф = f(E)_{U=\text{const}}$, называемой часто люксамперной характеристикой.

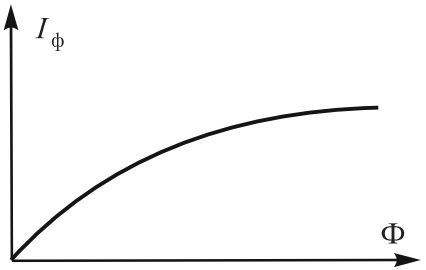


Рис. 4

Световая характеристика обычно нелинейная (рис. 4). При больших освещенностях увеличение фототока отстает от роста светового потока, намечается тенденция к насыщению. Это объясняется тем, что при увеличении светового потока наряду с ростом концентрации генерируемых носителей заряда растет вероятность их рекомбинации.

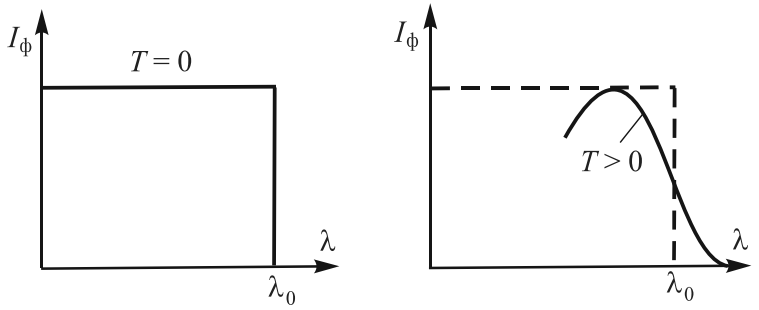
Спектральной характеристикой называется зависимость фототока от длины волны при постоянном световом потоке $I_ф = f(\lambda)_{Ф=\text{const}}$. Фототок в собственном полупроводнике при уменьшении длины волны появляется, начиная с длины волны λ_0 (рис. 5), соответствующей равенству (см. формулу (2))

$$h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = \Delta E\,, \qquad (8)$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны полупроводника; λ_0 – край собственного поглощения. Казалось бы, что спектральная характеристика должна иметь вид ступени (рис. 5, *а*), но такой вид она могла бы иметь лишь при абсолютном нуле.

При повышении температуры тепловое движение «размывает» край собственного поглощения (рис. 5, *б*).

С увеличением энергии фотона, т. е. с уменьшением длины световой волны, в реальной спектральной характеристике фототок быстро достигает максимума, а затем начинает уменьшаться (рис. 5, *б*), хотя энергии фотона при $\lambda < \lambda_0$ более чем достаточно для возникновения фотопроводимости. Это объясняется тем, что с уменьшением λ растет коэффициент оптического поглощения, а это приводит к поглощению света в тонком приповерхностном слое вещества, к повышению концентрации неравновесных носителей и соответственно повышенной скорости рекомбинации в этом слое. Другими словами, носители заряда активно рекомбинируют на поверхности, не успевая диффундировать в объеме полупроводника, что приводит к уменьшению фотопроводимости.



а *б*

Рис. 5

Край примесного поглощения λ_1, соответствующий равенству

$$\frac{hc}{\lambda_1} = \Delta E_a , \qquad (9)$$

смещен в сторону больших длин волн относительно края собственной фотопроводимости (рис. 6). Очевидно, что по спектральной характеристике, определив λ_0, можно оценить ширину запрещенной зоны полупроводника, из которого сделан фоторезистор, а определив λ_1, – энергию активации примеси. Фоторезисторы широко применяются в различных схемах измерения, автоматизации и контроля.

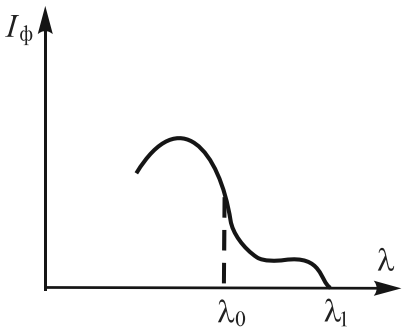


Рис. 6

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Соберите схему, показанную на рис. 7. Регулятор относительной интенсивности излучения и регулятор напряжения поставьте в минимальные положения.

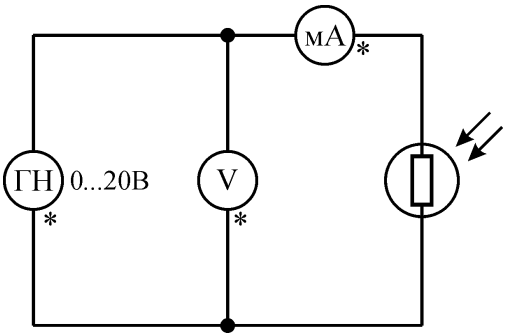


Рис. 7

2. Включите установку. Снимите вольт-амперные характеристики $I = f(U)$ для двух значений длины волны λ (от λ2 до λ5) при относительной интенсивности излучения J/J_0 от 0,4 до 1,2 (задается преподавателем).

3. Снимите световые характеристики $I = f(J/J_0)$ для двух λ использованных в предыдущем пункте при напряжении U от 5 до 15 В (задается преподавателем).

4. Снимите спектральную характеристику $I = f(\lambda)$ при относительной интенсивности излучения J / J_0, равной 1,0, и при напряжении U, использованном в предыдущем пункте.

5. По результатам измерений, проведенных согласно пунктам 2, 3, 4, постройте графики вольт-амперных, световых и спектральной характеристик фоторезистора.

6. Определите по спектральной характеристике край собственного поглощения λ_0. По формуле (8) оцените ширину запрещенной зоны полупроводника ΔE, из которого сделан фоторезистор. Запишите полученное значение в электрон-вольтах.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое внутренний фотоэффект? Сравните с внешним фотоэффектом.

2. Объясните механизм возникновения фотопроводимости в собственном и примесном полупроводниках.

3. Что такое край собственного и примесного поглощения? Каким равенствам они удовлетворяют?

4. Что представляет собой фоторезистор?

5. Чем объясняется наличие темнового тока фоторезистора?

6. Объясните ход вольт-амперной и световой характеристик фоторезистора. Сравните их с аналогичными характеристиками фотоэлемента.

7. Объясните спектральную зависимость фототока в собственном и примесном полупроводниках.

8. Как с помощью спектральной характеристики можно оценить ширину запрещенной зоны полупроводника и энергию активации примеси?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Епифанов Г.И.* Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – Москва: Высшая школа, 1966 г. и более поздние издания этого курса.

2. *Соболева Н.А.* Фотоэлектронные приборы / Н.А. Соболева, А.Е. Меламид. – Москва: Высшая школа, 1974.

3. *Анисимова И.Д.* Полупроводниковые фотоприемники / И.Д. Анисимова, И.М. Викулин. – Москва: Радиосвязь,1984.

4. *Тарасов Л.В.* Введение в квантовую оптику / Л.В. Тарасов. – Москва: Высшая школа, 1987.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 43

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТЕРМОРЕЗИСТОРА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение зависимости электрофизических характеристик металлов и полупроводников от температуры. Определение параметров полупроводникового и металлического терморезисторов.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОРЕЗИСТОРОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Терморезистором называется прибор, в работе которого используется зависимость его электрического сопротивления от температуры. Наиболее подходящим материалом для изготовления терморезисторов являются полупроводники, обладающие высоким температурным коэффициентом сопротивления.

Электропроводность σ полупроводников и металлов различна не только по величине, но и по характеру зависимости от температуры. Если в веществе преобладают свободные носители заряда одного знака (электроны или дырки), то электропроводность этого вещества равна

$$\sigma = e n \mu = \frac{e^2 n}{m} \overline{\tau}, \qquad (1)$$

где e – элементарный заряд; n – концентрация носителей заряда; μ – подвижность носителей заряда; m – масса носителей заряда; $\overline{\tau}$ – среднее время свободного пробега носителей заряда.

В металле концентрация свободных электронов составляет примерно $n \approx 10^{28}$ м$^{-3}$, т. е. того же порядка, что и число атомов в 1 м^3. В проводимости принимают участие валентные электроны. Они обобществляются кристаллической решеткой металла при очень низких абсолютных температурах. Другие электроны очень прочно связаны с атомами и не становятся свободными даже при очень высоких температурах. Из этого следует, что концентрация носителей заряда в металлах не зависит от температуры. Среднее время свободного пробега носителей заряда при повышении температуры металлов уменьшается по закону $\bar{\tau} \sim \frac{1}{T}$, что объясняется рассеянием их на фононах. Сделанное утверждение не относится к области очень низких температур, при которых основным становится рассеяние на примесях и других дефектах кристаллической решетки. Поскольку электропроводность – величина, обратная удельному электрическому сопротивлению вещества $\sigma = \frac{1}{\rho}$, то сопротивление металла R линейно растет с повышением его абсолютной температуры (рис. 1, кривая *а*) по закону

$$R = R_0 \alpha T , \qquad (2)$$

где R_0 – сопротивление при некоторой условной температуре (обычно при 0 °С); α – температурный коэффициент сопротивления металла, показывающий относительное изменение величины сопротивления при изменении температуры на один градус:

$$\alpha = \frac{1}{R_0}\frac{dR}{dT} . \qquad (3)$$

Коэффициент α для металлов положителен, почти не меняется с температурой и мал по абсолютной величине по сравнению с α для полупроводников. Заметим, что зависимость (2) нельзя экстраполировать до абсолютного нуля температур, при стремлении к которому сопротивление обычных металлов (не сверхпроводников) стремится к некоторой конечной величине, обусловленной наличием примесей и дефектов решетки.

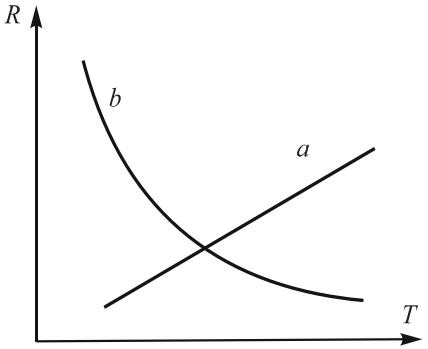


Рис. 1

В полупроводниках, в отличие от металлов, при абсолютном нуле в зоне проводимости носители заряда отсутствуют. С повышением температуры число носителей значительно возрастает. Подвижность носителей в области низких температур из-за рассеяния на ионах примеси пропорциональна $T^{3/2}$, т. е. растет при увеличении температуры полупроводника. В области высоких температур основное значение имеет рассеяние на тепловых колебаниях решетки (фононах) и $\mu \sim T^{-3/2}$ т. е. подвижность с ростом температуры уменьшается. Но так как концентрация свободных носителей заряда с ростом температуры как в области примесной, так и в области собственной проводимости увеличивается значительно быстрее, чем изменяется подвижность, то электропроводность в любом случае растет по закону

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{B}{T}\right), \tag{4}$$

где σ_0 от температуры не зависит (см. описание лабораторной работы № 40).

Сопротивление полупроводников с ростом температуры, следовательно, убывает по экспоненциальному закону (рис. 1, кривая *б*):

$$R_T = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right) = R_0 \exp\left(\frac{B}{T}\right), \tag{5}$$

где R_0 – условное сопротивление полупроводника при $T \to \infty$; ΔE – энергия активация примеси (или ширина запрещенной зоны); k – постоянная Больцмана; $B = \dfrac{\Delta E}{2k}$ – коэффициент температурной чувствительности, который определяется структурой полупроводника и является характеристикой исследуемого материала.

Температурный коэффициент сопротивления α для полупроводника определяется формулой

$$\alpha = \frac{1}{R_T}\frac{dR}{dT}, \tag{6}$$

где R_T – сопротивление резистора при той температуре T, для которой взята производная $\dfrac{dR}{dT}$.

Если в формулу (6) подставить R_T и $\dfrac{dR}{dT}$ из формулы (5), для полупроводника получим температурный коэффициент сопротивления

$$\alpha = -\frac{B}{T^2}. \tag{7}$$

Таким образом, величина α полупроводника определяется значением коэффициента температурной чувствительности B и оказывается сильно зависящей от температуры. Особенностью полупроводников является также отрицательный знак α, указывающий на то, что при повышении температуры сопротивление полупроводника уменьшается. Кроме того, коэффициент α у полупроводников по модулю в десятки раз выше, чем у металлов. В результате этого сопротивление полупроводника при изменении температуры изменяется в очень широких пределах. Чтобы охватить весь диапазон $R(T)$, на практике вместо формулы (5) часто используют логарифмическую зависимость

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{B}{T}. \tag{8}$$

Экспериментальные кривые $\ln R_{\text{отн}} = f(1/T)$ являются почти прямыми линиями (рис. 2). Здесь $R_{\text{отн}} = R / R_0$.

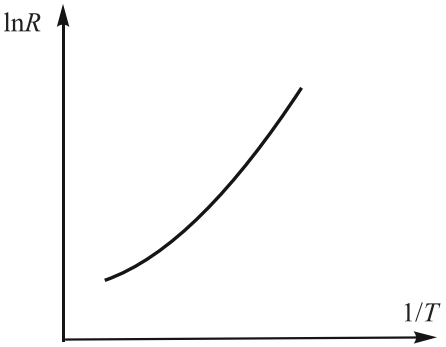


Рис. 2

Резкая зависимость сопротивления полупроводника от температуры используется для устройства большого класса полупроводниковых терморезисторов или термисторов.

Материалом для изготовления терморезисторов служат, кроме того, смеси различных металлов: меди, марганца, цинка, кобальта, титана, никеля и других, а также германий и полупроводниковые соединения элементов третьей и четвертой групп таблицы Менделеева.

Малые габариты, высокая механическая прочность и надежность, большой срок службы и высокая чувствительность терморезисторов определили широкое применение их в приборах для измерения и регулирования температуры, температурной компенсации элементов электрических цепей, измерения мощности электромагнитного излучения и т. д.

Область применения каждого терморезистора определяется его параметрами и характеристиками, основными из которых для полупроводниковых терморезисторов являются следующие.

1. Температурная характеристика, вид которой определяется формулами (5) и (8).

2. Коэффициент температурной чувствительности B, значение которого можно определить экспериментально, измерив сопротивления терморезистора при двух температурах T_1 и T_2:

$$R_1 = R_0 \exp\left(\frac{B}{T_1}\right), \tag{9}$$

$$R_2 = R_0 \exp\left(\frac{B}{T_2}\right). \tag{10}$$

Разделим почленно (9) на (10) и, логарифмируя, получим

$$B = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2}. \tag{11}$$

3. Температурный коэффициент сопротивления α, определяемый формулой (6). Вычислив B по формуле (11), можно по формуле (7) оценить теоретическое значение α для температуры

$$T = \frac{T_1 + T_2}{2}. \tag{12}$$

Для полупроводниковых терморезисторов принято указывать величину α для определенной температуры, чаще всего для $20\,^{\circ}\mathrm{C}$, , так как α сильно зависит от температуры. Температура, для которой определяется α, указывается как индекс. Например, α_{20}.

4. Сопротивление постоянному току при некоторой температуре. Как и для α, это обычно $20\,^{\circ}\mathrm{C}$, обозначается как R_{20}.

5. Максимальная мощность, рассеиваемая терморезистором при стабильной работе.

6. Статическая вольт-амперная характеристика. Она имеет ярко выраженный нелинейный характер. Типичный ее вид показан на рис. 3. На ней можно выделить три основных участка: *OA*, *AB*, *BC*. На участке *OA* характеристика линейна, так как мощность, выделяемая в терморезисторе, мала и не изменяет его температуру. На участке *AB* линейность нарушается, так как с повышением тока мощность рассеяния увеличивается, температура терморезистора повышается, следовательно, сопротивление его уменьшается. При некотором значении тока кривая достигает максимума, и в небольшом интервале напряжение на терморезисторе остается постоянным, так как относительное увеличение тока становится равным вызванному им относительному понижению сопротивления.

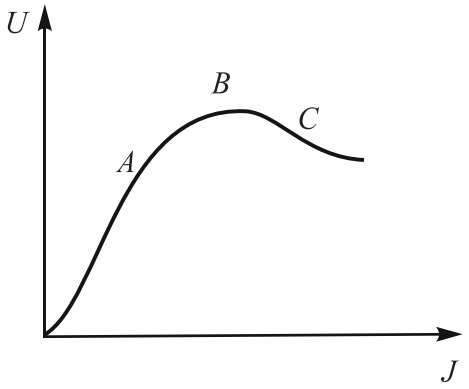


Рис. 3

На участке *BC* при дальнейшем увеличении тока уменьшение сопротивления оказывается столь сильным, что рост тока ведет к уменьшению напряжения на терморезисторе и появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. Соберите схему, представленную на рис.4. Регуляторы температуры и напряжения поставьте в минимальные положения.

2. Снимите вольт-амперную характеристику (ВАХ) $U = f(I)$ для полупроводникового и металлического терморезисторов при комнатной температуре ($T \approx 300$ К). Полученные данные занесите в таблицу и постройте графики.

3. Снимите температурную зависимость сопротивления $R = f(T)$ для полупроводникового терморезистора при постоянном напряжении U от 5 до 15 В (задается преподавателем). При этом рекомендуется действовать следующим образом: установив заданное напряжение, запишите показания термометра, вольтметра и амперметра при комнатной температуре. Установите на шкале терморегулятора максимальное значение температуры (начнет работать нагреватель). Измерения проводите через 10 К, нагревая образец от 290 до 380 К. При достижении необходимых температур записывайте показания термометра, вольтметра и амперметра.

Вычислите, используя закон Ома, сопротивление терморезистора для каждой температуры. Постройте график $R = f(T)$.

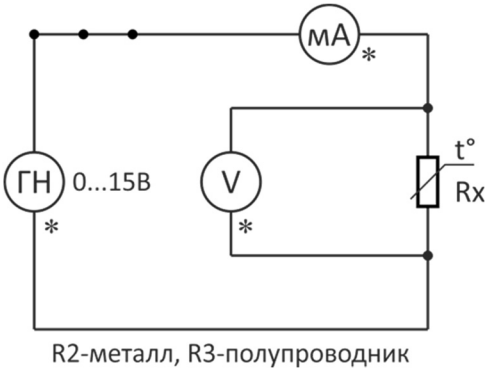


Рис. 4

4. Снимите температурную зависимость сопротивления $R = f(T)$ для металлического терморезистора при постоянном напряжении U от 5 до 15 В (задается преподавателем). При этом рекомендуется действовать следующим образом: не охлаждая нагретый образец, подключите металлический терморезистор. Установив заданное напряжение, задайте подходящий диапазон измерения силы тока на амперметре. Запишите показания вольтметра и амперметра при высокой температуре, значение которой также следует записать. Установите на шкале минимальное значение температуры (образец начнет охлаждаться). Для ускорения процесса охлаждения можно тумблером включить вентилятор. Измерения проводите через 10 К, охлаждая образец от 380 до 290 К. При достижении необходимых температур записывайте показания термометра, вольтметра и амперметра. Вычислите, используя закон Ома, сопротивление терморезистора для каждой температуры. Постройте график $R = f(T)$.

5. Используя формулы (3) и (6), вычислите температурные коэффициенты сопротивления α для полупроводникового и металлического терморезисторов при температуре, близкой к комнатной.

6. Вычислите для полупроводникового терморезистора величину коэффициента температурной чувствительности B по формуле (11),

используя сопротивления терморезистора R_1 и R_2 для двух различных температур T_1 и T_2.

7. Используя результат, полученный в п. 6, вычислите ожидаемое теоретическое значение α по формуле (7) при температуре, близкой к комнатной. Сравните с температурным коэффициентом α, полученным в п. 5.

8. Сравните α металлического и полупроводникового терморезисторов, сделайте выводы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какова цель работы?
2. Какие зависимости будете снимать в данной лабораторной работе?
3. Каков ожидаемый вид этих зависимостей?
4. Объясните механизм электропроводности металлов и полупроводников.
5. Как влияет температура на электропроводимость металлов и полупроводников?
6. Какими параметрами характеризуется работа терморезистора?
7. Почему температурный коэффициент сопротивления для полупроводников дается в справочниках для определенного температурного интервала?
8. Объясните статическую вольт-амперную характеристику терморезистора. От чего зависит вид вольт-амперной характеристики?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Городецкий А.Ф.* Основы физики полупроводниковых приборов / А.Ф. Городецкий, А.Ф. Кравченко. – Москва: Высшая школа, 1966. – С. 163–171. (См. также более поздние издания этого курса.)

2. *Лысов В.Ф.* Практикум по физике полупроводников / В.Ф. Лысов. – Москва: Просвещение, 1976. – С. 35–57. (См. также более поздние издания этого курса.)

3. *Епифанов Г.И.* Физика твердого тела / Г.И. Епифанов. – Москва: Высшая школа,1977. – С. 156–164. (См. также более поздние издания этого курса.)

4. *Шайвз Дж.* Физические свойства и конструкции полупроводниковых приборов / Дж. Шайвз. – Москва: Госэнергоиздат, 1963. – С. 46–74.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 44

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучить физические процессы в *p–n*-переходе при равновесии и в смещенном состоянии, исследовать вольт-амперную характеристику и определить параметры полупроводникового диода.

p–n-ПЕРЕХОД И ЕГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗОННАЯ ДИАГРАММА В СОСТОЯНИИ РАВНОВЕСИЯ ПРИ ПРЯМОМ И ОБРАТНОМ СМЕЩЕНИИ

1. Полупроводниковый «плоскостной» диод [1, 2] представляет собой тонкую (менее 0,1 мм) монокристаллическую пластинку германия Ge или кремния Si, содержащую два слоя, один из которых имеет дырочную (*p*-типа), а второй – электронную (*n*-типа) проводимость, как показано на рис. 1.

Эти два слоя разделены плоской и резкой границей, по обе стороны которой спонтанно формируется область шириной $l_o = l_p + l_n \approx 5$ мкм, практически не содержащая носителей заряда – дырок в *p*-слое и свободных электронов в *n*-слое. Проводимость ее очень мала. Она называется *p–n*-переходом (или электронно-дырочным переходом) и является основным элементом полупроводникового диода. В кристалл четырехвалентного Ge (либо Si) вводят примесные атомы: **акцепторы** (трехвалентный индий, бор) для получения *p*-слоя, **доноры** (пятивалентный мышьяк, фосфор или сурьма) для получения *n*-слоя. Концентрация примеси мала (порядка $10^{-5}...10^{-7}$ %).

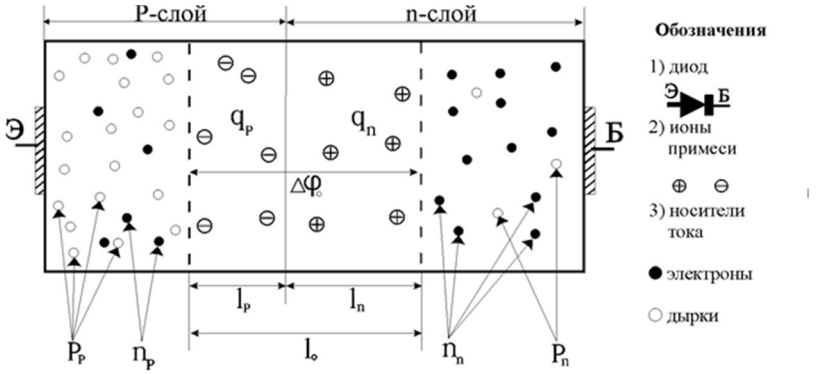


Рис. 1

Ее атомы размещаются в узлах кристалла достаточно далеко друг от друга, чтобы, не испытывая взаимного влияния, иметь один общий энергетический **примесный уровень**. Примесные уровни находятся внутри «запрещенной зоны» $\Delta E_з$ полупроводника на энергетическом «расстоянии» $\Delta E_A << \Delta E_з$ **от «потолка» валентной зоны (ВЗ) в *p*-слое** (акцепторный уровень) **либо от «дна» зоны проводимости (ЗП) в *n*-слое** (донорный уровень). В каждом слое вблизи примесного уровня расположен «уровень Ферми». **Энергия активации** примеси $\Delta E_A \approx 0,01$ эВ. Она много меньше ширины запрещенной зоны $\Delta E_з = 0,75$эВ у германия Ge и $\Delta E_з = 1,12$ эВ у кремния Si.

2. Малые значения ΔE_A обеспечивают **термоактивацию атомов примеси** при весьма низких температурах. В *p*-слое акцепторы захватывают недостающий им для связи в узлах решетки четвертый электрон у близких атомов Ge (либо Si): **из ВЗ полупроводника эти электроны переходят на акцепторный уровень.** Акцепторы становятся отрицательными ионами с зарядом $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, а в ВЗ образуются «дырки примесного происхождения». В *n*-слое доноры освобождают от связи свой «лишний» пятый электрон, **который с донорного уровня переходит в ЗП полупроводника.** Эта зона в *n*-слое частично заполняется «электронами примесного происхождения», а доноры становятся положительными ионами с зарядом q_e .

При повышении температуры кристалла происходит **термогенерация собственных носителей заряда** в обоих слоях: электроны из ВЗ через $\Delta E_з$ переходят в ЗП Эти электроны и образовавшиеся дырки в ВЗ являются носителями заряда. «Собственные» электроны в *p*-слое и «собственные» дырки в *n*-слое – **неосновные носители заряда**. Любого происхождения дырки в *p*-слое и свободные (в ЗП) электроны в *n*-слое являются основными носителями заряда.

В рабочем диапазоне температур ($T < 340$ К для Ge, $T < 400$ К для Si) концентрация основных носителей много больше концентрации неосновных носителей заряда: *p*-слой и *n*-слой имеют характерные примесные свойства. При более высокой температуре эти концентрации примерно одинаковы и полупроводник примесные свойства теряет. Во всем объеме он обладает в основном собственной проводимостью.

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Концентрация основных носителей заряда: P_p – дырки в *p*-слое, N_n – свободные электроны в *n*-слое.

Концентрация неосновных носителей заряда: N_p – свободные электроны в *p*-слое, P_n – дырки в *n*-слое.

Диффузионные потоки: ΔP_p – поток дырок из *p*-слоя, ΔN_n – поток электронов из *n*-слоя.

Дрейфовые потоки: ΔN_p – поток электронов из *p*-слоя, ΔP_n – поток дырок из *n*-слоя, $\Delta\varphi_o$ – контактная разность потенциалов на *p*–*n*-переходе.

В рабочем диапазоне температур $P_p >> N_p$, $N_n >> P_n$.

РАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ *p*–*n*-ПЕРЕХОДА

3. Рассмотрим несимметричный *p*–*n*-переход, при котором концентрация акцепторов $N_а$ и концентрация доноров $N_д$ неодинаковы. Такой переход обычно формируют в полупроводниковых диодах.

Например, пусть $N_{\text{а}} = 100 - 1000\ N_{\text{д}}$. Тогда при активации примеси $P_p >> N_n$. Низкоомный *p*-слой, содержащий много основных носителей заряда, называют эмиттером, а более высокоомный *n*-слой называют базой.

Из «закона действующих масс» следует, что $P_p N_p = N_n P_n$. Так как $P_p >> N_n$, то $P_n >> N_p$. Общее соотношение концентраций носителей заряда при этом следующее: $P_p >> N_n >> P_n >> N_p$.

На границе между *p*-слоем и *n*-слоем имеется большая разность концентрации дырок и свободных электронов. Вследствие теплового движения этих частиц происходит спонтанный процесс диффузии дырок и электронов через границу между слоями.

Диффузионный поток ΔP_p дырок из *p*-слоя, проходя в *n*-слой, на участке l_n встречается со свободными электронами. Процесс рекомбинации уничтожает эти носители тока. Остаются донорные ионы, создающие объемный заряд $q_n = q_e N_{\text{д}} l_n S$, где S – площадь поперечного сечения полупроводника. Аналогично после рекомбинации диффузионного потока ΔN_n электронов из *n*-слоя и дырок *p*-слоя на участке l_p этого слоя остаются акцепторные ионы, создающие заряд $q_p = -q_e N_{\text{а}} l_p S$. Так образуется *p*-*n*-переход шириной $l_o = l_p + l_n$, лишенный носителей тока и содержащий объемные заряды ионов q_p и q_n. Он обладает очень большим сопротивлением.

Так как $q_p = -q_n$, то $N_{\text{а}} l_{p_o} = N_{\text{д}} l_n$. При несимметричном *p*–*n*-переходе $(N_{\text{а}} >> N_{\text{д}})$ имеем $l_p << l_n$. Таким образом $l_o \approx l_n$ и *p*–*n*-переход размещен в основном в высокоомной базе.

4. При некоторой постоянной температуре *p*-слой, *n*-слой и переход между ними приходят в состояние равновесия. Особенность этого состояния рассматриваемой системы определяется тем, что для всего объема полупроводника в равновесном состоянии уровень Ферми E_{F} имеет одинаковое значение. Исходя из этого «принципа горизонтальности уровня Ферми» строится энергетическая зонная диаграмма системы,

показанная на рис. 2. При построении ее учитывается, что в *p*-слое уровень Ферми всегда находится вблизи валентной зоны, а в *n*-слое он расположен вблизи зоны проводимости.

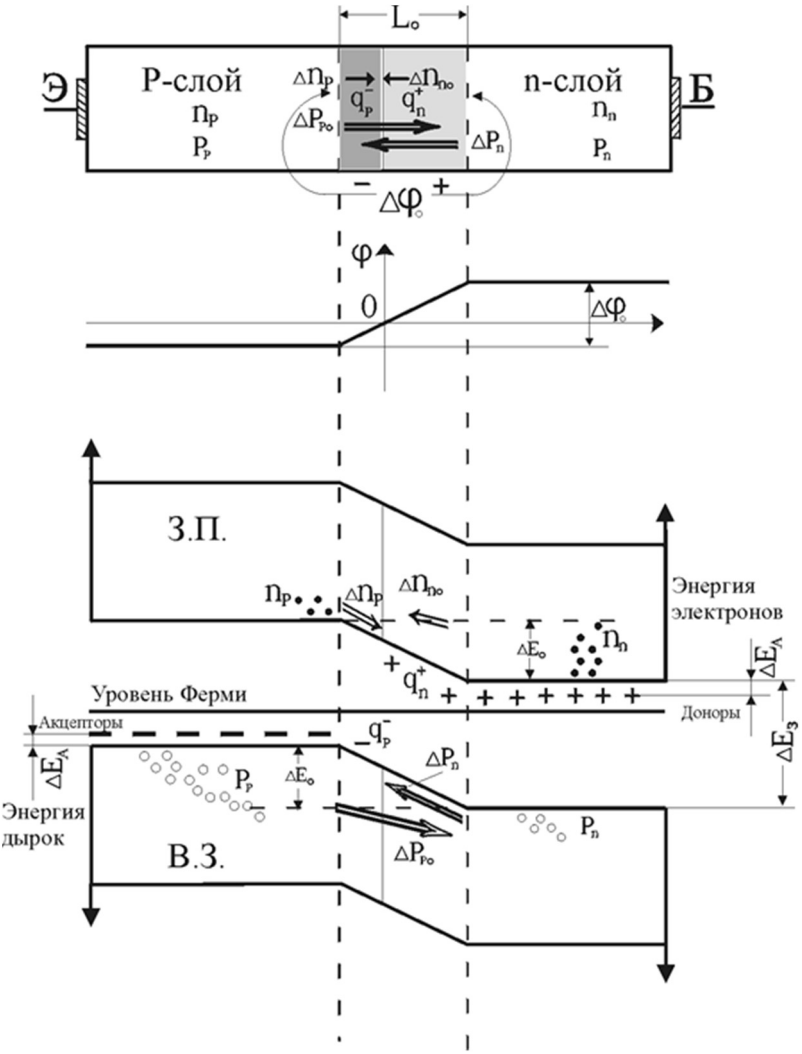


Рис. 2

Относительно «горизонтального», общего для всего объема уровня Ферми строятся валентная зона и зона проводимости, которые в области *p–n*-перехода оказываются «наклонными».

«Наклонная» ВЗ для дырок *p*-слоя создает при их переходе в *n*-слой потенциальный барьер ΔE_o. Такой же барьер в ЗП создается для электронов *n*-слоя. Энергия дырок на диаграмме увеличивается «вниз», а электронов – «вверх». Переход дырок из *p*-слоя в *n*-слой требует увеличения их энергии. Дырки же *n*-слоя, оказавшиеся у границы *p–n*-перехода, беспрепятственно, уменьшая свою энергию, направленно движутся (дрейфуют) в *p*-слой.

Потенциальный барьер определяется в равновесном состоянии контактной разностью потенциалов $\Delta\varphi_o$ электрического поля, создаваемого объемными зарядами q_p и q_n ионов в *p–n*-переходе. Высота барьера $\Delta E_o = q_e \Delta\varphi_o$, ширина *p–n*-перехода $l_o \approx \sqrt{\Delta\varphi_o}$.

Так как дырочный газ в валентной зоне – невырожденный, его концентрация при T = const распределяется по закону Больцмана

$$P_n = P_p e^{-\frac{\Delta E_o}{kT}},$$

где $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана. Следовательно, равновесная концентрация дырок P_p в *p*-слое и P_n в *n*-слое неодинакова.

Из предыдущей формулы получим

$$\Delta E_o = kT \ln \frac{P_p}{P_n}. \qquad (1)$$

При температуре T = 300 К высота барьера $\Delta E_o \approx 0{,}35$ эВ ($\Delta\varphi_o = 0{,}35$ В) для Ge и $\Delta E_o \approx 0{,}65$ эВ ($\Delta\varphi_o \approx 0{,}65$ В) для Si.

В равновесном состоянии вследствие $P_p >> P_n$ **диффузионный поток дырок** ΔP_{po} не исчезает, но компенсируется встречно направленным **дрейфовым потоком** ΔP_n дырок: $\Delta P_{po} = \Delta P_n$. Величина дрейфового потока не зависит от высоты потенциального барьера ΔE_o,

а определяется концентрацией P_n дырок – неосновных носителей тока в *n*-слое. Она существенно зависит от температуры полупроводника. При постоянной температуре $\Delta P_n = \text{const}$.

Для зоны проводимости картина диффузионного и дрейфового потоков электронов аналогична рассмотренной. Ввиду малости этих потоков при несимметричном *p–n*-переходе в дальнейшем их можно не рассматривать.

ПРЯМОЕ СМЕЩЕНИЕ *p–n*-ПЕРЕХОДА

5. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ на границах *p–n*-перехода можно изменять относительно «контактной» разности потенциалов $\Delta\varphi_o$ с помощью внешнего напряжения, подаваемого на клеммы *Э* и *Б* полупроводниковой системы.

Если напряжение U приложено так, что $\Delta\varphi < \Delta\varphi_o$, оно называется напряжением «прямого смещения» *p–n*-перехода или прямым напряжением на полупроводниковом диоде. В рассматриваемом здесь случае полярность прямого напряжения должна иметь «+» на эмиттере и «–» на базе.

При прямом смещении *p–n*-перехода по сравнению с равновесными значениями уменьшаются разность потенциалов $\Delta\varphi$, высота ΔE и ширина l потенциального барьера:

$$\left.\begin{aligned} &\Delta\varphi = \Delta\varphi_o - U; \\ &\Delta E = q_e\Delta\varphi = \Delta E_o - q_e U; \\ &l = l_o\sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = l_o\sqrt{1 - U / \Delta\varphi_o}, \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

а также на $\Delta E_{\text{F}} = q_e U$ уровень Ферми $E_{\text{F}n}$ в *n*-слое смещается «вверх» на зонной диаграмме относительно уровня Ферми $E_{\text{F}p}$ в *p*-слое. Неравенство $E_{\text{F}p} > E_{\text{F}p}$ означает, что система прямым напряжением U выведена из состояния равновесия при неизменной температуре. Такой процесс «энергетического смещения» при T = const сохраняет в *p*-слое и в *n*-слое равновесное положение валентной зоны ВЗ и зоны проводимости ЗП относительно соответствующего уровня Ферми. На зонной

диаграмме ВЗ и ЗП в *n*-слое вместе с уровнем E_{Fn} смещается «вверх», как это показано на рис. 3.

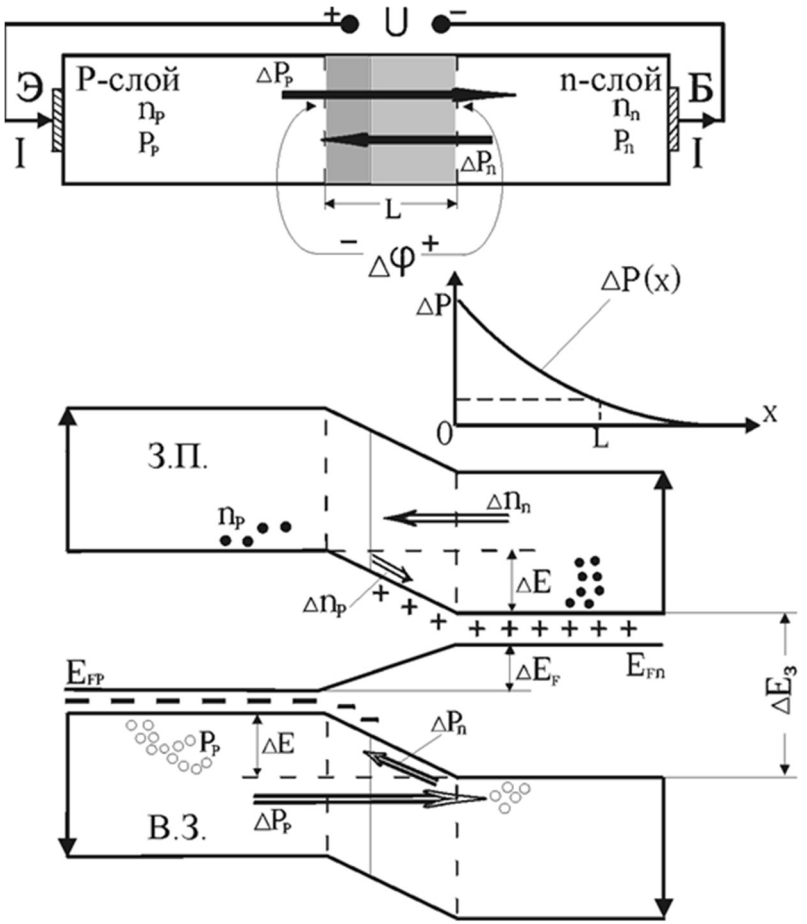


Рис. 3

6. При «прямом смещении» и при T = const концентрация неосновных носителей – дырок в *n*-слое P_n и дрейфовый поток ΔP_n дырок из *n*-слоя практически остаются такими же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок ΔP_p из *p*-слоя, зависящий от высоты ΔE барьера, существенно возрастает по сравнению с равновесным значением: $\Delta P_p >> \Delta P_{po}$. В *n*-слое за счет этого потока появляются «избыточные неосновные носители тока» – дырки. Этот процесс нагнетания из эмиттера в базу неосновных носителей называют инжекцией. На границе *p*-*n*-перехода ($x = 0$ на рис. 3) концентрация «избыточных дырок» $\Delta P_o = \Delta P_p - \Delta P_n$ максимальна. Эти дырки диффундируют в *n*-слое и по причине рекомбинации с имеющимися в этом слое свободными электронами уменьшают свою концентрацию по закону

$$\Delta P(x) = \Delta P_o e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left(e^{\frac{qeU}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L}}, \qquad (3)$$

где $L \approx 0{,}1$ мм – «диффузионная длина» дырок в *n*-слое, при которой $\Delta P(x = L) < \Delta P_o$ в $e = 2{,}7$ раза, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Рекомбинационное уменьшение концентрации свободных электронов в *n*-слое компенсируется их притоком из внешней цепи под действием источника «прямого» напряжения. Соответственно инжекция дырок из эмиттера в *p*-слое компенсируется оттоком электронов во внешнюю цепь, что эквивалентно притоку дырок из этой цепи.

Диффузионный дырочный ток на границе ($x = 0$ на рис. 3) *p*–*n*-перехода с *n*-слоем определяется законом диффузии

$$I = q_e D_p S \left. \frac{d\left[\Delta P(x)\right]}{dx} \right|_{x=0} \qquad (4)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок в *n*-слое.

Подставляя $\Delta P(x)$ из (3) и находя производную, получим при $x = 0$ формулу прямого тока через *p*–*n*-переход:

$$I = I_{op} \left(e^{\frac{q_e U}{kT}} - 1 \right), \qquad (5)$$

где $I_{op} = q_e D_p S P_n / L$ – «тепловой ток» дырок, зависящий от температуры вследствие термогенерации дырок в *n*-слое и от ширины запрещенной зоны $\Delta E_З$ полупроводника. При T = 300 К для германия $I_{op} \approx 1$ мкА, для кремния $I_{op} \approx 10^{-7}$ мкА.

Прямое напряжение смещения, исходя из требования $\Delta\varphi = \Delta\varphi_o - U > 0$, ограничивается условием $U < \Delta\varphi_o$. Прямой ток нормируется по допустимой мощности, выделяющейся при нагревании полупроводника, и для диодов средней мощности $I_{\max} \approx 0{,}5$ А. Так как ширина l *p–n*-перехода при прямом смещении мала, его сопротивление незначительно.

Примечание. Если *p–n*-переход симметричный, то аналогичным образом рассматриваются электронные потоки в зоне проводимости, инжекция электронов из *n*-слоя, диффузионный электронный ток, соответствующий формуле (4), но содержащий тепловой ток электронов I_{on}. Прямой ток является суммой дырочного и электронного токов.

ОБРАТНОЕ СМЕЩЕНИЕ *p–n*-ПЕРЕХОДА

7. Напряжение смещения U' называют обратным напряжением, если оно приложено к клеммам эмиттера и базы так, что $\Delta\varphi > \Delta\varphi_o$. На рис. 4 полярность этого напряжения имеет «+» на базе и «–» на эмиттере.

При обратном смещении *p–n*-перехода возрастают по сравнению с равновесными значениями разность потенциалов, высота и ширина потенциального барьера:

$$\left.\begin{aligned} &\Delta\varphi = \Delta\varphi_o + U';\\ &\Delta E = q_e \Delta\varphi = \Delta E_o + q_e U';\\ &l = l_o \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = l_o \sqrt{1 + U' / \Delta\varphi'_o}, \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

а также на $\Delta E_{\mathrm{F}} = q_e U'$ смещается «вниз» на зонной диаграмме уровень Ферми $E_{\mathrm{F}n}$ относительно уровня Ферми $E_{\mathrm{F}p}$.

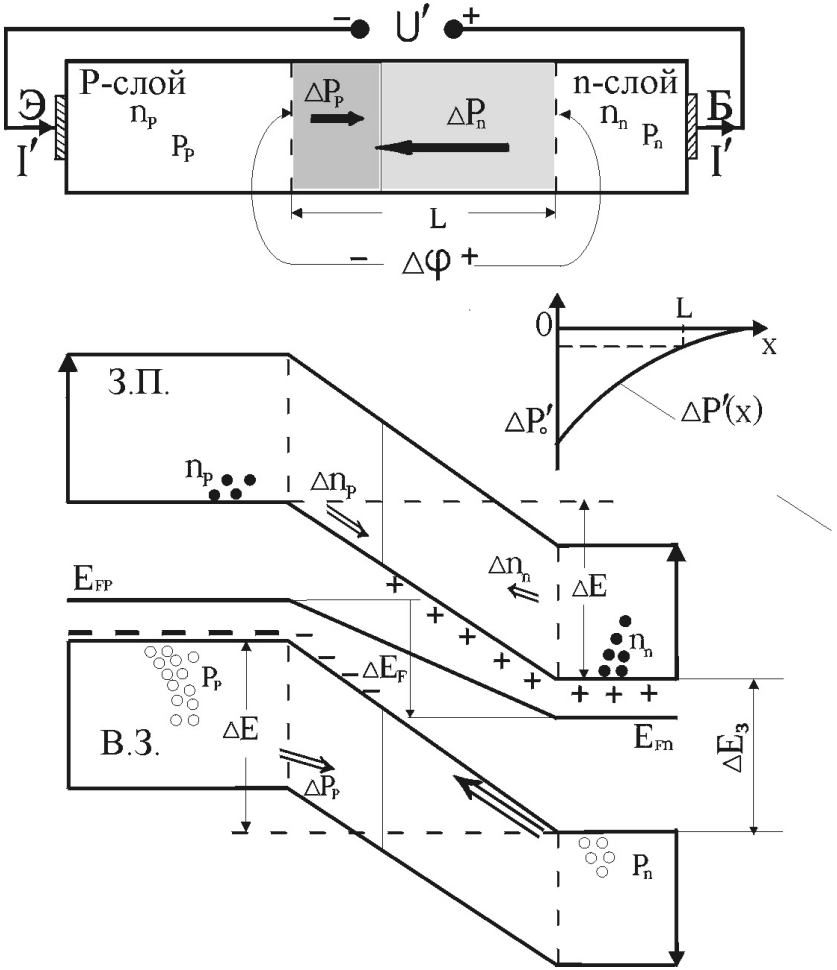


Рис. 4

Напряжением U' система выведена из состояния равновесия ($E_{Fn} < E_{Fp}$) при неизменной температуре. Равновесные значения концентрации основных и неосновных носителей тока в *p*-слое и *n*-слое сохраняются. Неизменным остается и положение ВЗ и ЗП относительно уровней Ферми в каждом слое.

Вместе с уровнем Ферми смещаются «вниз» относительно *p*-слоя ВЗ и ЗП *n*-слоя, как показано на зонной диаграмме (рис. 4).

8. При обратном смещении и при T = const дрейфовый поток ΔP_n дырок из *n*-слоя остается таким же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок ΔP_p из *p*-слоя ввиду увеличения высоты ΔE потенциального барьера ($\Delta E > \Delta E_o$) существенно уменьшается по сравнению с равновесным значением: $\Delta P_p << \Delta P_{po}$.

Преимущественный дрейфовый переход дырок из *n*-слоя в *p*-слой (экстракция, или отсос дырок из базы) создает в *n*-слое вблизи его границы с *p–n*-переходом «дефицит дырок», распространяющийся по мере удаления от границы (вдоль оси *X*) в соответствии с формулой

$$\Delta P'(x) = \Delta P'_o e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left(e^{-\frac{q_e U'}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L}}, \qquad (7)$$

где максимальное значение «дефицита» (при $x = 0$) $\Delta P'_o = \Delta P_p - \Delta P_n < 0$.

Дырки, покидающие *n*-слой, компенсируются притоком их из глубины *n*-слоя, что эквивалентно оттоку свободных электронов во внешнюю цепь через клемму *Б*. В *p*-слое сверхравновесные дырки, проникшие через *p–n*-переход, компенсируются рекомбинацией их с электронами, поступающими из внешней цепи через клемму эмиттера.

Дрейфовый дырочный ток на границе *p–n*-перехода с *n*-слоем определяется формулой (4), при подстановке в которую (7) получим для обратного тока через *p–n*-переход

$$I' = I_{op} \left(e^{-\frac{qeU'}{kT}} - 1 \right), \qquad (8)$$

где тепловой дырочный ток I_{op} соответствует рассмотренному в (5). Обратное напряжение U' ограничивается электрической прочностью кристалла и может быть достаточно большим (30…100 В).

Даже при не очень больших напряжениях U' в (8) экспоненциальная часть много меньше единицы и ею можно пренебречь. Поэтому

$I' \approx -I_{op} = \text{const}$ при данной температуре и разных значениях $U' >> 0$. Температурная зависимость тока I' весьма существенна.

Ввиду большого значения ширины l p–n-перехода сопротивление обратно смещенного перехода очень большое.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

Формулы (5) и (8) определяют вольт-амперные характеристики (ВАХ) полупроводникового диода при прямом $I = f(U)$ и при обратном $I' = f(U')$ смещениях. В первом случае ВАХ имеет большую крутизну: при малом изменении прямого напряжения ток диода изменяется резко. Для экспериментального исследования ВАХ в этом случае проще и точнее устанавливать величину тока, а напряжение, полученное на диоде, измерять.

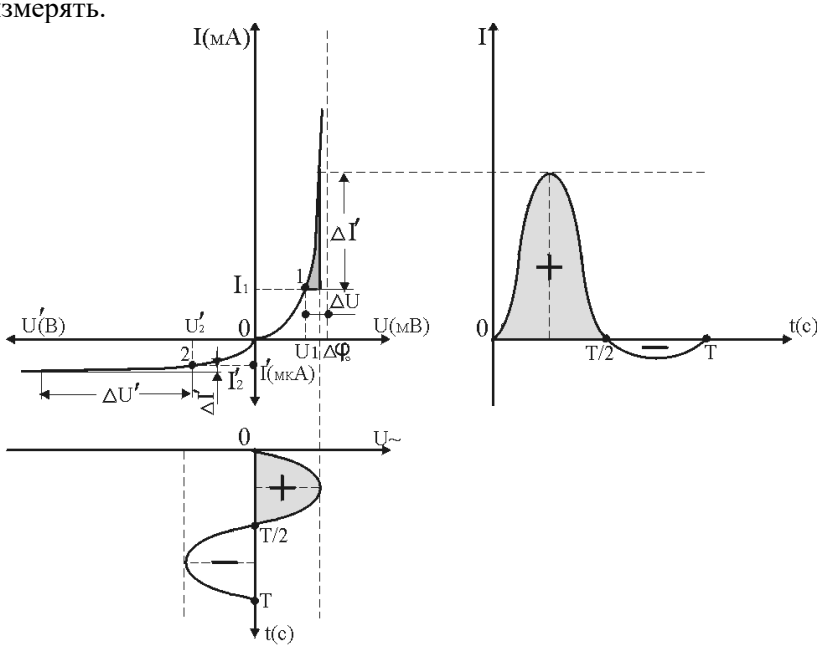


Рис. 5

Для этого в качестве источника необходимо применять «генератор тока». При обратном включении диода даже при больших изменениях напряжения ток изменяется незначительно. В этом случае предпочтительнее использовать «генератор напряжений» для установки напряжения на диоде, а ток диода измерять.

ВАХ полупроводникового диода показана на рис. 5 для прямого и обратного смещений. Здесь же приведен пример практического применения полупроводникового диода для выпрямления переменного тока, когда на диод подается переменное напряжение.

Важнейшими характеристиками диода являются его прямое R и обратное R' сопротивления.

Статические сопротивления:

$$R = \frac{U}{I}, \qquad R' = \frac{U'}{I'}. \tag{9}$$

Динамические сопротивления:

$$R_{\text{д}} = \frac{\Delta U}{\Delta I}, \qquad R_{\text{д}} = \frac{\Delta U'}{\Delta I'}. \tag{10}$$

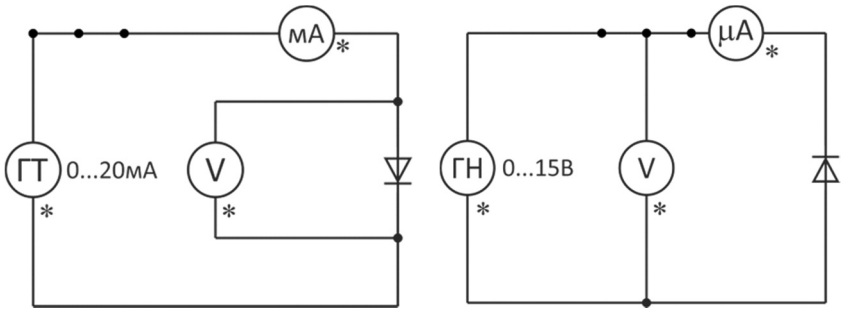
Динамические сопротивления проявляются при подключении к диоду источников переменного напряжения и используются для расчета цепей переменного тока.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для исследования и построения ВАХ полупроводникового диода схема экспериментальной установки имеет два варианта, показанные на рис. 6, один из которых для прямого включения, другой – для обратного включения диода. На рис. 6 обозначено: д – исследуемый диод; ГТ – генератор тока; ГН – генератор напряжения, а также вольтметры и амперметры.

ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. Соберите схему прямого включения, представленную на рис. 6. Регуляторы температуры и напряжения поставьте в минимальные положения.



прямое включение обратное включение

Рис. 6

2. Включите приборы в присутствии преподавателя. Снимите вольт-амперную характеристику $I = f(U)$ для прямого включения диода при комнатной температуре. Установите пределы измерения: для амперметра 20 мА, для вольтметра 2 В.

3. Снимите температурную зависимость напряжения $U = f(T)$ для прямого включения диода при постоянном токе I от 5 до 15 мА (задается преподавателем). Измерения проводите через 10 К, нагревая образец от 290 до 390 К. При достижении необходимых температур записывайте показания термометра, вольтметра и амперметра.

4. Выключите приборы. Не охлаждая диод, соберите схему обратного включения, представленную на рис. 6, и покажите ее преподавателю.

5. Включите установку с разрешения преподавателя. Снимите вольт-амперную характеристику $I = f(U)$ для обратного включения при высокой температуре. Установите пределы измерения: для амперметра 200 мкА, для вольтметра 20 В.

6. Снимите температурную зависимость $I = f(T)$ для обратного включения при постоянном напряжении U от 10 до 15 В (задается преподавателем). Измерения проводите через 10 К, охлаждая образец от 390 до 300 К. При достижении необходимых температур записывайте показания термометра, вольтметра и амперметра.

7. Постройте графики $I = f(U)$, $U = f(T)$ для прямого смещения диода, $I = f(U)$, $I = f(T)$ для обратного смещения.

8. По графикам ВАХ определите статическое и динамическое сопротивления диода в обоих направлениях.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Устройство полупроводникового диода.

2. Прямое и обратное включение диода. Прямое и обратное напряжения, прямой и обратный ток диода.

3. Выбор измерительных приборов для схем прямого и обратного включения диода. ВАХ полупроводникового диода.

4. Температурные зависимости прямого и обратного тока диода, рабочий диапазон температур.

5. Основные и неосновные носители тока в полупроводниках *p*-типа и *n*-типа, способ получения этих носителей.

6. Формирование несимметричного *p*–*n*-перехода, его особенности.

7. Равновесное состояние *p*–*n*-перехода и равновесная энергетическая зонная диаграмма.

8. Диффузионные и дрейфовые потоки через *p*–*n*-переход, причины их возникновения, особенности и равновесные значения.

9. Ширина *p*–*n*-перехода и ее влияние на сопротивление перехода.

10. Контактная разность потенциалов, высота потенциального барьера на *p*–*n*-переходе и ее влияние на диффузионный и дрейфовый потоки.

11. Прямое и обратное смещение *p*–*n*-перехода, энергетические зонные диаграммы.

12. Причины образования прямого и обратного тока через *p*–*n*-переход, инжекция и экстракция носителей тока.

13. Процессы диффузии носителей тока в *p*-слое и *n*-слое. Диффузионная длина носителей тока.

14. Чем отличаются ВАХ и температурные характеристики германиевого и кремниевого диодов?

15. Выпрямляющее действие диода.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики / И.В. Савельев. – Москва: Наука, 1978. – Т. 2. (См. также более поздние издания этого курса.)

2. *Епифанов Г.И.* Физические основы микроэлектроники / Г.И. Епифанов. – Москва: Высшая школа, 1971.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 48

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОБОЯ *p–n*-ПЕРЕХОДА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучить явление пробоя в *p–n*-переходе.

КРАТКОЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Существует предел повышения запирающего напряжения на *p–n*-переходе. Этот предел определяется пробоем *p–n*-перехода. Если постепенно увеличивать запирающее напряжение, то, начиная с некоторого значения напряжения, обратный ток увеличивается вначале медленно, а затем всё быстрее и быстрее. Если не принимать специальных мер по ограничению тока, то переход окажется пробитым. В области больших запирающих напряжений вольт-амперные характеристики будут иметь вид одной из кривых, показанных на рис. 1, где *1* – туннельный пробой, *2* – лавинный пробой, *3* – тепловой пробой.

Различают четыре вида пробоя:

– туннельный пробой;

– лавинный пробой, или пробой за счет ударной ионизации;

– тепловой пробой за счет разогрева перехода;

– поверхностный пробой.

Туннельный (зенеровский) пробой является результатом непосредственного воздействия сильного внешнего электрического поля на результирующее поле в области *p–n*-перехода полупроводника. При сильном обратном смещении *p–n*-перехода можно создать условия для прямых электронных переходов между валентной зоной и зоной проводимости (туннелирования). Зонная диаграмма при таком смещении *p–n*-

перехода показана на рис. 2. Вероятность перехода электрона через такой потенциальный барьер (с сохранением энергии) отлична от нуля, если с другой стороны барьера имеются свободные состояния с равной или меньшей энергией. Кроме того, ширина барьера *d* должна быть достаточно мала. Поэтому туннельный пробой наблюдается в узких (тонких) *p–n*-переходах.

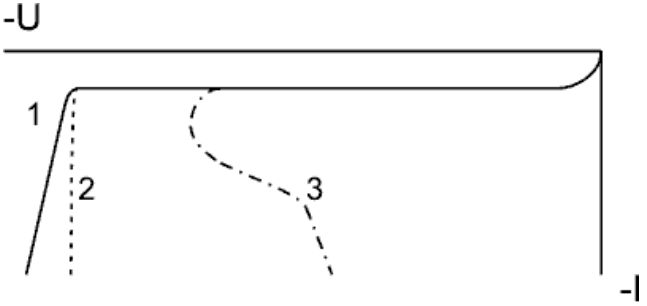


Рис. 1

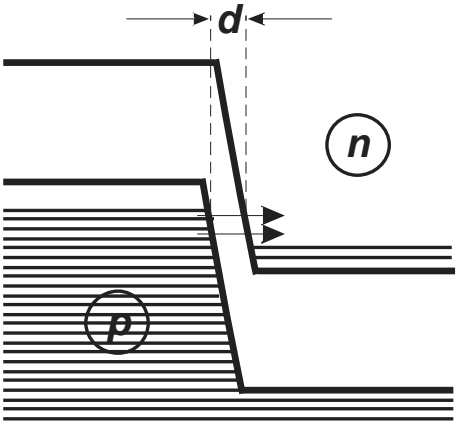


Рис. 2

С увеличением толщины *p–n*-перехода вероятность туннельного просачивания электронов уменьшается и более вероятным становится лавинный пробой. При этом неосновные носители заряда, попадающие в электрическое поле широкого *p–n*-перехода, успевают за счет работы

сил этого поля приобрести энергию, достаточную для ионизации собственных атомов, с которыми эти носители заряда сталкиваются. При столкновении они выбивают из атома валентный электрон. В результате этого возникает парный заряд «электрон – дырка», увеличивающий ток через переход. Выбитый электрон вместе с первичным электроном вновь ускоряются полем *p–n*-перехода и могут затем опять выбить по валентному электрону и т. д. Этот процесс имеет лавинообразный характер. Для того чтобы носители заряда успели приобрести за время движения в переходе достаточную энергию, время их дрейфа должно быть велико. Поэтому ударная ионизация наблюдается только в достаточно широких *p–n*-переходах, т. е. в переходах на высокоомных материалах.

Как в первом, так и во втором случае при пробое в области *p–n*-перехода растет концентрация неосновных носителей заряда n_{p0} и, следовательно, уменьшается удельное сопротивление ρ:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{e n_{p0} \mu_n}.$$

Здесь e – элементарный заряд; μ_n – подвижность носителя заряда.

Именно поэтому ток через *p–n*-переход резко возрастает (см. рис. 1).

Два вида пробоя, описанные выше, не являются взаимоисключающими. Часто в *p–n*-переходах действуют оба указанных механизма. Результаты экспериментальных исследований показывают, что как у германиевых, так и у кремниевых *p–n*-переходов туннельный пробой наблюдается при удельных сопротивлениях в слаболегированной области полупроводника менее 0,1 Ом/см. Напряжения туннельного пробоя составляют при этом менее 2 В для германиевых и менее 5 В для кремниевых переходов. Пробивные напряжения свыше 5 В для германиевых и свыше 7 В для кремниевых переходов соответствуют лавинному пробою. Промежуточные значения соответствуют одновременному существованию обоих видов пробоя. ВАХ для туннельного и лавинного пробоев оказываются довольно сходными, и поэтому не всегда можно с уверенностью сказать, какая из причин вызвала пробой.

Температурная зависимость напряжения туннельного пробоя определяется температурной зависимостью ширины *p–n*-перехода. С ростом температуры уменьшается контактная разность потенциалов, уменьшается ширина *p–n*-перехода, вероятность туннелирования возрастает, напряжение пробоя падает. Это объясняется тем, что при высоких температурах уровни Ферми в *p*- и *n*-полупроводниках приближаются к середине запрещенной зоны, электропроводность примесных полупроводников стремится к собственной, а следовательно, *p–n*-переход исчезает.

Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя зависит от температурной зависимости длины свободного пробега носителей тока. При рассеянии носителей на фононах подвижность носителей с ростом температуры уменьшается. Поэтому для того, чтобы носитель при меньшей длине свободного пробега приобрел энергию, достаточную для разрыва валентных связей, поля в переходе должны иметь большую величину. Это приводит к тому, что напряжение пробоя будет увеличиваться с ростом температуры.

Таким образом, напряжения туннельного и лавинного пробоев противоположным образом изменяются с изменением температуры. Эта зависимость характеризуется знаком температурного коэффициента напряжения (ТКН), определение которого будет дано ниже. Изменение знака этого коэффициента происходит при концентрациях носителей заряда около $5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. В этой области ($U_{\text{п}} = 5...6$ В) изменения напряжения пробоя с температурой будут минимальными.

Тепловой пробой может иметь место в тех случаях, когда не обеспечивается необходимый отвод тепла от перехода, работающего в режиме выпрямления больших токов.

Явление поверхностного пробоя заключается в следующем. Поверхностный заряд, практически всегда имеющийся в месте выхода *p–n*-перехода на поверхность, может сильно исказить картину поля в переходе. Это, в свою очередь, повлияет на ширину *p–n*-перехода на поверхности и, как следствие, может увеличить вероятность пробоя.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовать пробой *p–n*-перехода можно с помощью полупроводникового стабилитрона. Полупроводниковым стабилитроном называется электронный прибор, предназначенный для получения опорного (стабильного) напряжения. Этот прибор состоит из *p–n*-перехода, системы контактов и корпуса.

Как отмечалось выше, напряжение пробоя зависит от температуры *p–n*-перехода. Поэтому важным параметром стабилитронов является температурный коэффициент напряжения стабилизации (ТКН). Этот коэффициент (%/град) определяется из следующей зависимости:

$$\text{ТКН} = \frac{dU_{\text{пр}}}{dT}\frac{1}{U_{\text{пр}}}100\,\%\,. \qquad (1)$$

Для наблюдения пробоя *p–n*-перехода нужно включить его по схеме обратного смещения (рис. 3). Для обеспечения защиты стабилитрона от чрезмерного возрастания тока необходимо использовать ограничивающее сопротивление *R*.

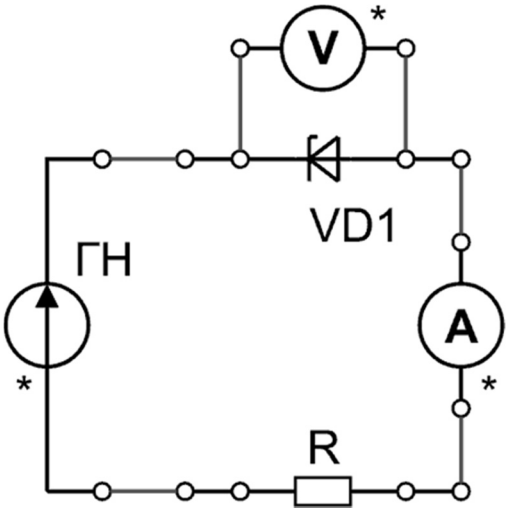


Рис. 3

ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. Соберите схему, показанную на рис. 3. Регулятор температуры должен стоять на минимуме.

2. При комнатной температуре (~ 300 К) получите данные для построения обратной ветви ВАХ, задавая разные значения обратного напряжения на генераторе напряжения ГН и измеряя соответствующие значения обратного тока стабилитрона.

3. Повторите измерения п. 2 при других температурах. Рекомендуемые значения: 330 К, 360 К, 390 К. Постройте графики ВАХ для всех температур.

4. По результатам п. 2 и п. 3 постройте график зависимости напряжения стабилизации от температуры для заданного значения тока стабилизации $U_{\text{с}} = f(T)_{I=\text{const}}$. Рекомендуемое значение тока стабилизации 20 мА.

5. Пользуясь графиком $U_{\text{с}} = f(T)_{I=\text{const}}$ (п. 4) и формулой (1) определите значение ТКН для исследуемого стабилитрона.

6. Определите, туннельный или лавинный пробой наблюдается в *p–n*-переходе исследованного стабилитрона.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое пробой *p–n*-перехода?

2. Сколько видов пробоя *p–n*-перехода вы знаете?

3. Дайте характеристику туннельному пробою. Поясните причины и условия его появления.

4. Дайте характеристику лавинному пробою. Поясните причины и условия его появления.

5. Поясните причины и условия появления теплового и поверхностного пробоев.

6. Как изменяется напряжение туннельного пробоя с ростом температуры?

7. Как изменяется напряжение лавинного пробоя с ростом температуры?

8. Для чего используется стабилитрон?

9. Что называется температурным коэффициентом напряжения стабилизации (ТКН) стабилитрона?

10. Как определить, туннельный или лавинный пробой имеет место в исследуемом стабилитроне?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Федотов Я.А*. Основы физики полупроводниковых приборов / Я.А. Федотов. – Москва: Советское радио, 1969.

2. *Епифанов Г.И.* Физические основы микроэлектроники / Г.И. Епифанов. – Москва: Советское радио, 1971.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица П1

Справочные данные по некоторым полупроводниковым материалам

Материал	ΔE, эВ	$\frac{m_n^*}{m_e}$	$\frac{m_p^*}{m_e}$	$\mu_n, \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$	$\mu_p, \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$	ε
Ge	0,72	0,082	0,28	3900	1900	16,0
Si	1,12	0,190	0,49	1500	450	11,9
InSb	0,17	0,015	0,40	80000	1250	17,7
GaAs	1,42	0,056	0,68	8500	400	13,1
GaP	2,26	0,820	0,60	110	75	11,6
CdS	2,42	0,210	0,80	340	50	5,4
CdSe	1,70	0,130	0,45	800	–	10,0
PbS	0,41	0,25	0,25	600	700	17,0

$$1\ \text{эВ} = 1,60 \cdot 10^{-19}\ \text{Дж}.$$

Обозначения: ΔE – ширина запрещенной зоны; m_n^* – эффективная масса электрона; m_p^* – эффективная масса дырки; μ_n – подвижность электрона; μ_p – подвижность дырки; ε – диэлектрическая проницаемость.

Таблица П2

Некоторые физические константы

Постоянная Больцмана	$k_\text{Б}$	$1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж $\cdot$ К$^{-1}$
Постоянная Планка	h	$6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с
Число Авогадро	$N_\text{А}$	$6,02 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$
Масса электрона	m_e	$9,11 \cdot 10^{-31}$ кг
Элементарный заряд	q_e	$1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл
Скорость света	c	$2,998 \cdot 10^{8}$ м/с

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 3

Лабораторная работа № 40. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника 22

Лабораторная работа № 41. Эффект Холла в примесных полупроводниках ... 26

Лабораторная работа № 42. Исследование свойств фоторезистора 37

Лабораторная работа № 43. Исследование свойств терморезистора 45

Лабораторная работа № 44. Изучение полупроводникового диода 54

Лабораторная работа № 48. Исследование пробоя *p*–*n*-перехода 70

Приложение 77

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Методическое руководство
к лабораторным работам № 40–44, 48

Редактор *Л.Н. Киншт*
Выпускающий редактор *И.П. Брованова*
Дизайн обложки *А.В. Ладыжская*
Компьютерная верстка *Л.А. Веселовская*

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
Издание соответствует коду 95 3000 ОК 005-93 (ОКП)

Подписано в печать 25.03.2026. Формат 60 × 84 1/16. Бумага офсетная. Тираж 50 экз.
Уч.-изд. л. 4,65. Печ. л. 5,0. Изд. № 195/25. Заказ № 97. Цена договорная

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного технического университета
630073, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20