

Саратовский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

Электричество и магнетизм

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

Учебно-методическое пособие
для студентов физического
и других естественнонаучных факультетов

Саратов
2014

УДК 531 (076.5)

Составители: *В.А. Малярчук, В.В. Новоселов, С. В. Овчинников*

Физический практикум. Электричество и магнетизм. Изучение работы полупроводниковых диодов и полупроводниковых выпрямителей : учеб.-метод. пособие для студентов физического и других естественнонаучных факультетов [Электронное издание] / сост.: В.А. Малярчук, В.В. Новоселов, С. В. Овчинников. – Саратов: СГУ имени Н.Г. Чернышевского, 2014.

Рекомендуют к опубликованию :

кафедра общей физики;
заведующий кафедрой физики полупроводников,
доктор физико-математических наук, профессор *А.И. Михайлов*
(Саратовский государственный университет)

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

В настоящем пособии изложены краткие основы теории электропроводности твердых тел, рассмотрены понятия собственной и примесной электропроводности полупроводников, p - n перехода и применение диодов с p - n переходом для выпрямления синусоидального тока.

Предложены к выполнению экспериментальные упражнения, в которых по данным измерений напряжения на диоде и тока через него определяется вольтамперная характеристика конкретного выпрямительного полупроводникового диода, на основе которой рассчитывается зависимость его дифференциального сопротивления от поданного напряжения. С помощью электронного осциллографа исследуются три простейших типа выпрямительных схем.

Изложенные ниже теоретические замечания могут быть использованы как дополнительный учебный материал к разделу «Электричество и магнетизм» дисциплины «Физика» («Общая физика»).

I. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

*Полупроводниками*¹ называют широкий класс веществ, электропроводность ($\sigma_{\text{э}}$) которых при комнатной температуре занимает промежуточное положение между электропроводностью металлов ($\sigma_{\text{э}} \sim 10^6 \dots 10^8 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$) и электропроводностью диэлектриков ($\sigma_{\text{э}} \leq 10^{-8} \dots 10^{-10} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$). Характерной особенностью *химически чистых* полупроводников, отличающей их от металлов, является увеличение электропроводности с ростом температуры по экспоненциальному закону.

Полупроводниковые приборы в виде точечных диодов, или, как их называли раньше, кристаллических детекторов, применяли еще в первых электронных установках. Выпрямительные свойства контактов между металлами и некоторыми сернистыми соединениями были обнаружены в 1874 г. В 1895 г. А.С Попов применил в своей радиоустановке порошковый когерер, в котором стальная игла касалась угольного порошка. Это был первый диод-детектор электромагнитных колебаний.

В основе физики работы большой группы приборов современной полупроводниковой электроники лежат свойства p – n -перехода, теория которого была разработана американскими учеными В. Шокли, Дж. Бардином и В. Браттейном (1947-1948 гг.). Они же разработали первый точечный транзи-

¹ Отметим, что термин «полупроводники» появился в начале XIX века как обозначение тел, в «своей способности проводить электричество занимающих промежуточное положение между проводниками и непроводниками».

стор, что явилось началом нового, революционного этапа в развитии электронной техники.

В 1958-1959 гг. появились первые кремниевые интегральные микросхемы. Их применение позволило уменьшить массу и габариты устройств электронной техники. При этом удалось существенно уменьшить стоимость и повысить надежность приборов. Возникло новое направление полупроводниковой электроники – микроэлектроника.

В 80-е годы прошлого века стремление к уменьшению размеров активных элементов микроэлектронных устройств привело к зарождению еще одного направления – наноэлектроники. Уменьшение размеров активных элементов до десятков нанометров вызвало появление новых физических явлений и, соответственно, возможностей использования этих явлений в новых приборах.

Целью настоящей лабораторной работы является знакомство с механизмом электропроводности полупроводников и изучение свойств, в том числе и выпрямительных, контакта p- и n- полупроводников (p – n-перехода).

1 Основные положения квантовой теории электропроводности – зонная теория

1.1 С точки зрения квантовой механики, полная энергия электрона в уединенном атоме представляется **набором дискретных значений**, называемых **разрешенными энергетическими уровнями**. Все другие значения энергии являются запрещенными, то есть электрон в атоме не может их иметь. В водородоподобном атоме (модель Бора – Зоммерфельда), разрешенная полная энергия электрона определяется выражением

$$W_n = -\frac{e^4 m_e}{8h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (1.1)$$

где $n = 1, 2, \dots$ – главное квантовое число, $h = 6,6256 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд, $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

Главное квантовое число определяет номер того энергетического уровня, на котором находится электрон. Этому электрону с помощью внешнего воздействия может быть придана энергия, соответствующая энергии любого энергетического уровня. Если электрон «сидит»² на самом низком уровне ($n = 1$), то его полная **энергия минимальна**, а атом находится в **нормальном состоянии**³.

² Термин «сидит» или находится на энергетическом уровне означает, что электрон имеет соответствующую этому уровню полную энергию.

³ Напомним, что полная энергия электрона при его ограниченном в пространстве движении вокруг атомного ядра есть величина отрицательная – потенциальная энергия притяжения электрона к ядру по модулю больше кинетической энергии электрона.

Теперь мысленно объединим атомы в идеализированную кристаллическую структуру и выясним, как изменятся энергетические электронные уровни в атомах, которые тесно сдвинуты. Для этого сравним силы, действующие в отдельном изолированном атоме и в кристалле.

В изолированном атоме существует кулоновская сила притяжения ядром атома всех своих электронов и сила отталкивания между электронами. В кристалле из-за близкого расстояния между атомами нужно учесть и силы взаимодействия между ядрами, между электронами, принадлежащим разным атомам, и между всеми ядрами и всеми электронами, образующих кристаллическую структуру. То есть в кристалле электрическое поле зарядов намного сложнее, чем в отдельном атоме. При этом в кристалле электронные оболочки атомов, особенно внешние, могут не только соприкоснуться друг с другом, но и перекрываться. В результате электрон с одного энергетического уровня в каком-либо атоме может перейти на соответствующий уровень в соседнем атоме без затрат энергии и таким образом «гулять» по всему кристаллу.

Поэтому нельзя утверждать, что электрон в кристалле принадлежит какому-то конкретному атому. Там происходит *обобществление* электронов. В полной мере обобществление происходит с теми электронами, которые находятся на внешних электронных оболочках. Чем ближе электронная оболочка к ядру, тем сильнее ядро удерживает электрон и препятствует его перемещению от атома к атому.

В результате обобществления электронов на энергетической шкале вместо отдельных уровней появляются целые энергетические зоны (рисунок 1), то есть области почти непрерывных значений энергии, которыми может обладать электрон, находясь в пределах кристаллической структуры. При этом каждый уровень в энергетическом спектре отдельного атома немного сдвигается вверх по энергетической шкале и расщепляется на некоторое количество тесно расположенных подуровней, превращаясь в *энергетическую зону*. Между зонами могут оставаться энергетические зазоры, энергия которых для электронов недоступна – *запрещенные энергетические зоны*.

Ширина разрешенных зон зависит также от степени перекрытия электронных оболочек атомов при их соединении в кристаллическую решетку. Степень перекрытия внешних оболочек больше, чем внутренних. Внутренние электронные оболочки атомов после их объединения в твердое тело не взаимодействуют между собой, поэтому энергетические уровни их электронов остаются нерасщепленными, как в изолированных атомах. По этой причине ширина расщепленных (разрешенных) зон при перемещении вверх по энергетической шкале возрастает, а ширина запрещенных зон, соответственно, уменьшается.

Число подуровней в зонах с обобществленными электронами приблизительно равно числу атомов в кристалле (N). Значение энергии, соответствующее ширине такой отдельной энергетической зоны, не превышает единиц электрон-вольт ($1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). В кристалле объемом в один кубический сантиметр содержится $10^{22} \dots 10^{23}$ узлов кристаллической решетки.

Следовательно, различие в энергиях двух соседних подуровней зоны составляет малую величину – примерно $10^{-22} \dots 10^{-23}$ эВ. Поэтому распределение энергетических подуровней по ширине такой зоны обычно принимают не дискретным, а *непрерывным*.

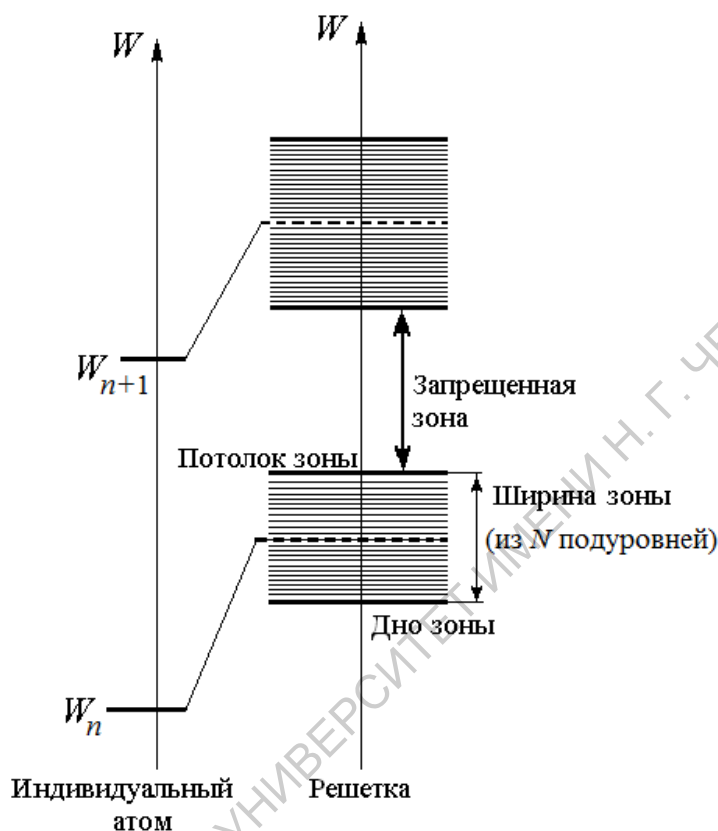


Рисунок 1 – Расщепление отдельных энергетических уровней с номерами n и $n+1$ индивидуального атома в энергетическую зону при объединении атомов в кристаллическую решетку

Минимальное значение энергии электрона в каждой зоне называется дном зоны, а максимально возможное для данной зоны – ее потолком.

Энергетические состояния совокупности электронов в квантовой физике подчиняются принципу Паули: *энергетическим состоянием с заданным набором квантовых чисел могут обладать только два электрона с противоположными спинами* (собственными моментами импульса электронов). Поэтому *каждая энергетическая зона имеет определенную емкость* по отношению к электронам, то есть *может вместить в себя лишь ограниченное их число*, а именно, в зоне с N подуровнями может находиться (то есть иметь соответствующую энергию) не больше $2N$ электронов (не более двух электронов на одном подуровне зоны).

При абсолютном нуле температуры электроны заполняют энергетические зоны, начиная с первой (низшей), и размещаются по подуровням каждой зоны *наиболее плотным образом*, начиная заполнение зоны с ее дна.

1.2 Рассмотрим две соседние энергетические зоны – наиболее высокую из нормально заполненных зон (при $T=0$ К) и самую низшую из полностью свободных (при $T=0$ К) зон.

Электрические, тепловые, оптические и другие свойства твердых тел определяются, в основном, энергетическим состоянием электронов именно в этих зонах. В каждом конкретном случае существует наиболее вероятное распределение электронов по энергиям, которое математически описывается с помощью статистической функции распределения, называемой функцией распределения Ферми–Дирака:

$$f_F(W, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right) + 1}. \quad (1.2)$$

Она определяет вероятность заполнения электронами некоторого энергетического состояния W , если температура кристалла равна T . Если эта вероятностная функция равна 0, то событие, заключающееся в том, что электрон имеет полную энергию W , невероятно. Если же эта функция равна 1, то указанное событие достоверно. Так, если на уровне с энергией W находятся два электрона, то вероятность заполнения этого уровня равна единице, а если уровень свободен, то вероятность его заполнения равна нулю. Параметр распределения W_F называется уровнем Ферми. Здесь $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана.

Из (1.2) следует, что с ростом kT – тепловой энергии электронов их с большей вероятностью можно найти на уровнях с большей энергией W .

Смысл уровня Ферми можно понять, положив в (1.2) $T=0$ К. Тогда:

а) при $W < W_F$ $\exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right)\Big|_{T=0} = \exp(-\infty) = \frac{1}{\exp(\infty)} = 0$, следовательно

$f_F(W < W_F, T = 0) = \frac{1}{0 + 1} = 1$ – условие того, что при $T=0$ энергия W электронов в кристалле меньше уровня Ферми W_F , является достоверным событием;

б) если $W > W_F$, то $\exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right)\Big|_{T=0} = \exp(\infty) = \infty$, следовательно

$f_F(W > W_F, T = 0) = \frac{1}{\infty + 1} = 0$, то есть условие того факта, что при $T=0$ энергия какого-либо электрона больше уровня Ферми $W > W_F$, имеет нулевую вероятность.

Поэтому уровень Ферми имеет смысл граничной энергии: при абсолютном нуле температуры **все энергетические уровни ниже W_F , полностью заняты электронами, а все уровни, выше W_F , – пустые.** Это соответствует минимальному значению полной энергии всей системы электронов.

Следовательно, все внешние (ответственные за химическую валентность) электроны атомов, образующих кристалл, при $T=0$ К имеют энергию меньше уровня Ферми. Поэтому **первая энергетическая зона, лежащая на энергетической шкале ниже уровня Ферми, называется валентной**, а пер-

вая зона, лежащая выше уровня Ферми и полностью свободная от электронов при $T=0$ К, называется *свободной*.

Функция распределения Ферми-Дирака при различных температурах показано на рисунке 2. Из этого рисунка следует, что с ростом температуры все большая доля электронов будет иметь энергию, превышающую уровень Ферми. Они могут переходить из валентной зоны в свободную.

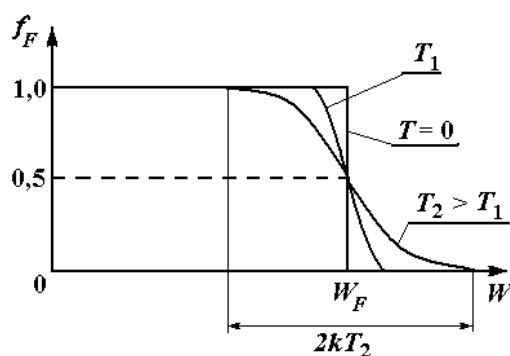


Рисунок 2 – Функция распределения Ферми-Дирака при различных температурах. Температурное «размытие» ступеньки у функции Ферми-Дирака происходит в интервале энергий $2kT$ (на рисунке показано «размытие» для температуры T_2). Над плотной электронной «жидкостью», заполняющей валентную зону при $T=0$ К, с ростом температуры появляется «пар» электронов в свободной зоне.

1.3 С точки зрения классической теории различие между проводниками и изоляторами сводится к наличию или отсутствию в кристалле так называемых свободных электронов. С точки зрения квантовой механики все электроны валентной зоны являются более-менее свободными – они могут с той или иной вероятностью находиться в любом месте кристалла (и в кристалле проводника и в кристалле изолятора). Но одной способности электронов к передвижению недостаточно, чтобы кристаллическая решетка была бы проводником электрического тока. Для осуществления электропроводности должно быть выполнено еще одно условие: *необходимо, чтобы внешнее электрическое поле было бы в состоянии ввести упорядоченную компоненту в скорость хаотического (теплового) движения электронов*, то есть передать электронам некоторую **добавочную кинетическую энергию** упорядоченного коллективного движения. Значение этой добавочной энергии невелико – не более 10^{-4} эВ на один электрон. Однако, для такого увеличения энергии электронов необходимы дополнительные свободные энергетические подуровни, лежащие *выше* уже заполненных. Если данное условие может быть выполнено, то по кристаллу может протекать электрический ток.

Пусть число валентных электронов точно равно числу мест, содержащихся в валентной зоне. В этом случае при $T=0$ К электроны заполняют все уровни в зоне до ее потолка. Тогда возможны две ситуации.

1) Валентная зона, полностью заполненная электронами, соприкасается или перекрывается с другой пустой зоной. Такую свободную зону можно рассматривать как продолжение заполненной, и внешнее поле сможет увеличить кинетическую энергию электронов за счет пустых уровней верхней зоны. Кристаллическая решетка может проводить электрический ток уже при $T=0$ К.

2) Если валентная зона, заполненная электронами, отделена от свободной запрещенным участком ΔW , то увеличение кинетической энергии электронов в пределах данной зоны становится невозможным. Внешнее электрическое поле оказывается не в силах влиять на движение электронов зоны. Такая особенность энергетического спектра характерна для *неметаллических* кристаллов.

В результате внешних воздействий (температуры, облучения светом с частотой, соответствующей скачку энергии на запрещенном участке) некоторые электроны могут преодолеть запрещенную зону и оказаться в пустой верхней зоне, обеспечив данной решетке некоторую электропроводность.

Для *металлов* характерно, что на их энергетической диаграмме есть либо валентная зона, не полностью заполненная электронами, либо две последовательные зоны (валентная и свободная) перекрываются. Наличие пустых подуровней в зоне и в том, и в другом случае дает возможность электронам под действием внешнего электрического поля перестроиться и приобрести дополнительную энергию – кинетическую энергию упорядоченного движения уже при $T=0$ К.

Кристаллы *диэлектриков* имеют полностью заполненную валентную зону. Она отделена от свободной зоны большим энергетическим зазором – ширина запрещенной зоны для типичных кристаллических диэлектриков составляет $\Delta W= 4...7$ эВ. Поэтому перебросить электроны из заполненной зоны в пустую зону путем нагрева диэлектрика практически *невозможно*, так как температурный эквивалент энергии в 1 эВ равен $\Delta T_{\text{э}}=7700$ К:

$$1\text{эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = \frac{3}{2} k \Delta T_{\text{э}} \quad \Rightarrow \quad \Delta T_{\text{э}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1,602 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} \approx 7700 \text{ К.}$$

Малая электропроводность реальных диэлектриков носит ионный характер и связана с дефектами структуры реального диэлектрика, включая примеси.

Из изложенного выше понятно, почему первую свободную при $T=0$ К зону, лежащую выше уровня Ферми, называют *зоной проводимости*.

2 Полупроводники. Собственная и примесная электропроводность полупроводников

2.1 У кристаллов полупроводников ширина запрещенной зоны между полностью заполненной (валентной) и пустой (свободной) зонами существенно меньше, чем у диэлектриков, что и отличает полупроводники от диэлектриков. Например, у кремния эта величина составляет около 1,12 эВ, у германия 0,66 эВ, а у бинарного раствора *GaAs* 1,43 эВ. При **повышении температуры** такого кристалла наиболее «горячие» электроны заполненной (валентной) зоны могут преодолеть запрещенную зону и переместиться по энергетической шкале в свободную зону – зону проводимости.

Среднее значение энергии теплового движения электронов при комнатной температуре составляет примерно 0,04 эВ:

$$\frac{3}{2}kT|_{T=300K} = 0,624 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = 0,039 \text{ эВ}.$$

Но распределение электронов по энергиям неравномерно. Некоторые электроны могут обладать существенно большей энергией. Такие электроны способны преодолеть запрещенную зону с шириной 0,7...1,5 эВ и оказаться в свободной зоне. Чем выше температура кристалла, тем больше электронов «перепрыгнет» из валентной зоны в свободную зону.

При наложении на полупроводник внешнего электрического поля, попавшие в свободную зону (зону проводимости) электроны имеют возможность приобрести добавочную кинетическую энергию и двигаться упорядоченно, то есть обеспечить электропроводность химически чистого полупроводника. Но в валентной зоне теперь **образовались вакансии** – пустые места от ушедших в зону проводимости электронов. В силу того, что электрон – достаточно свободная частица, вакансии могут быть заняты соседними валентными электронами, что можно трактовать как **движение вакансий**. Очевидно, что число вакансий должно равняться числу электронов, покинувших валентную зону и попавших в зону проводимости. При действии внешнего электрического поля электроны валентной зоны, а, следовательно, и вакансии теперь тоже имеют возможность несколько упорядочить свое движение и внести свой вклад в электропроводность полупроводника.

Для удобства математического описания процесс токопереноса электронами валентной зоны моделируют с помощью описания движения вакансий, то есть введением условной частицы, несущей положительный заряд (+e), – «дырки». Таким образом, условно принимается, что в полупроводниках есть два вида носителей электричества – электроны в зоне проводимости и дырки, а проводимость полупроводников подразделяют на электронную (проводимость *n*-типа) и дырочную (проводимость *p*-типа).

Химически чистые полупроводники называют собственными полупроводниками, а их способность проводить электрический ток – собственной проводимостью полупроводника.

Процесс теплового рождения пары электрон–дырка называют тепловой генерацией электрон–дырочной пары. При этом электрон забирает необходимую для перехода через запрещенную зону тепловую энергию у ионов решетки.

Примечание. Генерация электрон-дырочных пар может происходить и при воздействии внешних факторов – освещения (оптическая генерация), облучения потоками частиц, сильных электрических полей и др.

Обратный процесс – процесс уничтожения электрон–дырочной пары (то есть переход электрона из свободной зоны на вакансию в валентной зоне) – **называется рекомбинацией**. При этом электрон отдает свою избыточную энергию.

С ростом температуры (до определенного предела) концентрации электронов проводимости (*n_i*) и дырок (*p_i*) в собственных полупроводниках, очевидно, растет. Поэтому и **электропроводность собственных полупроводни-**

ков растет с ростом температуры. В условиях теплового равновесия процессы генерации и рекомбинации имеют одинаковую интенсивность и

$$n_i = p_i. \quad (2.1)$$

2.2 Вклады в электропроводность полупроводников электронов зоны проводимости и дырок различны, в первую очередь, из-за их различного энергетического состояния. Электроны валентной зоны привязаны к своим узлам решетки сильнее электронов зоны проводимости, им труднее ввести в свою скорость регулярную компоненту. Поэтому и способность к упорядоченному движению электронов зоны проводимости и дырок различна. Электрон проводимости может достаточно свободно двигаться по решетке, а дырка способна перемещаться только последовательно от узла к узлу, дожидаясь, когда очередной электрон валентной зоны займет вакантное место.

С помощью функции распределения Ферми-Дирака (1.2) можно определить вероятность заполнения электронами зоны проводимости или валентной зоны полупроводника. Но для валентной зоны удобнее говорить о дырках – пустых энергетических уровнях в валентной зоне. Найдем распределение Ферми-Дирака f_{Fp} для дырок в валентной зоне.

Любой энергетический уровень W может быть либо занят электроном, либо свободен от электрона. Поэтому сумма вероятностей этих двух событий равна единице:

$$f_{Fn}(W) + f_{Fp}(W) = 1, \quad (2.2)$$

где через f_{Fn} обозначено распределение Ферми-Дирака для электронов. Тогда в соответствии с (1.2)

$$f_{Fp}(W, T) + \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right) + 1} = 1 \Rightarrow f_{Fp}(W, T) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right) + 1}. \quad (2.3)$$

При комнатной температуре уровень Ферми в собственных полупроводниках расположен примерно посередине запрещенной зоны, разделяющей валентную зону и зону проводимости. Если через W_v обозначить энергию, соответствующую потолку валентной зоны, а через W_c – энергию, соответствующую дну зоны проводимости, то

$$\Delta W = W_c - W_v \quad \text{и} \quad W_F = W_v + \frac{W_c - W_v}{2} = \frac{W_v + W_c}{2}.$$

Но тогда для температур порядка комнатных

$$W_F - W_v \approx W_c - W_F \gg kT, \quad (2.4)$$

так как $kT|_{T=300K} = 0,026$ эВ. Следовательно, в выражении (1.2)

$$\exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right) \gg 1 \text{ и}$$

$$f_{Fn}(W, T) \approx \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right). \quad (2.5 \text{ а})$$

Учитывая (2.2), получим

$$f_{Fp}(W, T) \approx \exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right). \quad (2.5 \text{ б})$$

Полупроводники, для которых выполняется условие (2.4), то есть для описания электронного и дырочного «газов» в которых можно пользоваться статистикой Максвелла-Больцмана, *называются невырожденными*.

Для того, чтобы определить концентрацию электронов в невырожденном полупроводнике, необходимо проинтегрировать по энергии удвоенное (в силу принципа Паули) произведение плотности энергетических уровней $N(W)$ зоны проводимости и вероятности их заполнения электронами в пределах от энергии дна до энергии потолка зоны проводимости. Учитывая, что для невырожденных полупроводников вероятность заполнения электронами уровней у потолка зоны проводимости ничтожно мала, верхний предел интегрирования можно положить равным бесконечности. Тогда равновесная концентрация электронов проводимости в невырожденном собственном полупроводнике

$$n_i = \int_{W_e}^{\infty} 2N(W) f_{Fn}(W, T) dW = 2N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right) = 2N_c \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right). \quad (2.6)$$

Аналогично равновесная концентрация дырок в невырожденном собственном полупроводнике

$$p_i = 2N_v \exp\left(\frac{W_v - W_F}{kT}\right) = 2N_v \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right). \quad (2.7)$$

В (2.6) и (2.7) N_c и N_v – так называемая эффективная плотность энергетических уровней в зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Эти величины могут быть рассчитаны на основе квантовой механики. Для собственных невырожденных полупроводников значения N_c и N_v практически равны и изменяются в пределах от 10^{17} до 10^{19} см⁻³.

2.3 В химически чистый полупроводник можно внедрить атомы примесей в процессе его *легирования*. Внедренные атомы нарушают порядок в решетке и представляют собой локальные микроскопические дефекты структуры. Это приводит к изменению энергетического спектра кристалла полупроводника. Если концентрация примеси не слишком велика, то атомы примеси расположены достаточно далеко друг от друга и между собой практически не взаимодействуют. Поэтому, наряду с энергетическими зонами, в энергетическом спектре возникают дискретные уровни примесей.

При большой концентрации примеси в результате взаимодействия примесных атомов между собой примесные уровни одного типа расщепляются в примесную зону.

Примеси подбирают таким образом, чтобы их энергетические уровни лежали в запрещенной зоне основного полупроводника.

Примеси бывают донорного и акцепторного типа.

Донор – это примесный атом или дефект кристаллической решетки, создающий в запрещенной зоне энергетический уровень, занятый в невозбужденном состоянии электроном и способный в возбужденном состоянии отдать электрон в зону проводимости.

Акцептор – это примесный атом или дефект кристаллической решетки, создающий в запрещенной зоне энергетический уровень, свободный от электрона в невозбужденном состоянии и способный захватить электрон из валентной зоны в возбужденном состоянии.

Доноры и акцепторы в полупроводнике могут быть ионизированы под действием электромагнитного излучения, теплоты и т.д.

Энергия ионизации донора – это минимальная энергия, которую нужно сообщить электрону, находящемуся на донорном уровне, чтобы перевести его в зону проводимости.

Энергия ионизации акцептора – это минимальная энергия, которую нужно сообщить электрону валентной зоны, чтобы переместить его на акцепторный уровень.

В качестве примера рассмотрим кристалл германия (*Ge*), который может быть как *n*–, так и *p*–полупроводником в зависимости от введенных в него примесей. Германий имеет четыре валентных электрона. Если ввести в кристаллическую решетку германия некоторое количество атомов мышьяка (*As*) с валентностью 5, то эти атомы выполняют в кристалле германия функцию доноров. На рисунке 3 показана энергетическая схема кристалла германия с примесью мышьяка. Локальный донорный уровень мышьяка расположен на энергетической шкале ниже дна зоны проводимости основного кристалла на расстоянии $\Delta W_e \approx 0,014$ эВ (величина ΔW_e представляет собой энергию ионизации донора). Поэтому при нагреве кристаллической решетки вероятность перехода электронов с этого локального уровня в зону проводимости становится много больше соответствующей вероятности для электронов валентной зоны. Напомним, что ширина запрещенной зоны германия $\Delta W \approx 0,66$ эВ. Электроны уйдут с локального донорного уровня в зону проводимости ос-

нового кристалла, оставив на своем месте ионы примеси. Кристалл германия будет обладать несобственной проводимостью *n*-типа.

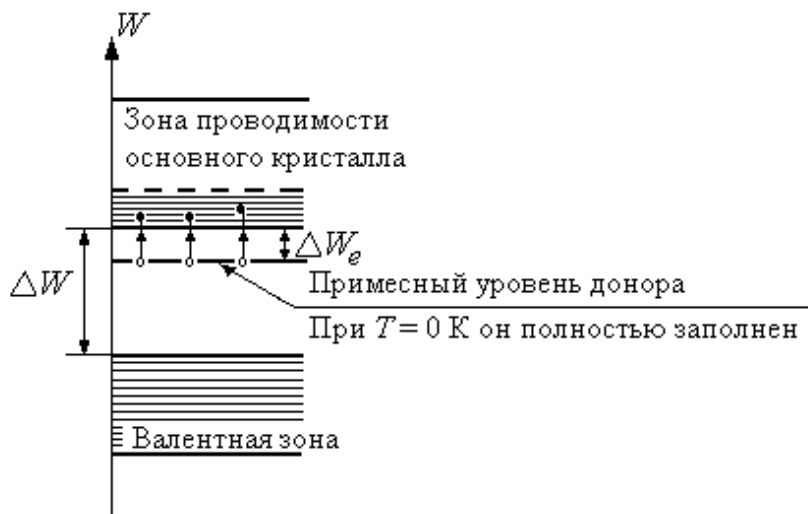


Рисунок 3 – Энергетическая схема несобственно-донорного полупроводника. С ростом температуры электроны с донорного уровня переходят в зону проводимости основного кристалла.

Для германия:
 $\Delta W = 0,66$ эВ;
 $\Delta W_e = 0,014$ эВ.

При введении в кристалл германия элемента третьей группы, например, алюминия (*Al*) или индия (*In*), в запрещенной зоне основного кристалла на энергетическом расстоянии $\Delta W_h \approx 0,011$ эВ выше потолка валентной зоны образуется локальный акцепторный уровень, незаполненный электронами, см. рисунок 4. Следовательно, для электронов валентной зоны при нагреве кристалла вероятность перехода на этот локальный уровень будет значительно выше, чем в зону проводимости. Локальный уровень «отберет на себя» и пространственно локализует определенное количество валентных электронов, обогатив кристалл пустыми местами в валентной зоне – подвижными дырками. В кристалле полупроводника будет реализована проводимость *p*-типа.



Рисунок 4 – Энергетическая схема несобственного полупроводника с дырочной проводимостью. С ростом температуры часть валентных электронов переходит на акцепторный уровень.

Для германия: $\Delta W = 0,66$ эВ;
 $\Delta W_h = 0,011$ эВ.

Если электропроводность легированного полупроводника обусловлена электронами, то его называют полупроводником *n*-типа, если же электропроводность обусловлена дырками – полупроводником *p*-типа.

Оказывается, что в примесном полупроводнике n -типа при температурах порядка комнатной уровень Ферми расположен **примерно в середине** между донорным уровнем и дном зоны проводимости, а в полупроводнике p -типа – примерно в середине между потолком валентной зоны и акцепторным уровнем. Поэтому равновесные концентрации примесных электронов в полупроводнике n -типа и примесных дырок в полупроводнике p -типа при отличной от нуля температуре полупроводникового кристалла можно определить из выражений, аналогичных (2.6) и (2.7):

$$n = N_D \exp\left(-\frac{\Delta W_e}{2kT}\right), \quad p = N_A \exp\left(-\frac{\Delta W_h}{2kT}\right), \quad (2.8)$$

где N_D и N_A – концентрации донорной и акцепторной примесей соответственно.

В легированном полупроводнике обычно присутствуют носители заряда обоих типов. Их концентрации в условиях термодинамического равновесия при температуре T связаны между собой так называемым законом действующих масс:

$$n \cdot p = n_i^2(T), \quad (2.9)$$

где n_i – равновесная собственная концентрация электронов проводимости, определяемая по (2.6).

Так как в легированных полупроводниках имеются и примесные и собственные носители электричества, то в них существуют два типа проводимости – примесная и собственная. Примесная проводимость доминирует при температуре эксплуатации полупроводниковых приборов и ниже, так как энергия ионизации примесных атомов значительно меньше ширины запрещенной зоны основного полупроводника. Поэтому **носители заряда** (электроны или дырки), **порожденные донорными или акцепторными примесями** в таких полупроводниках, называются **основными носителями заряда**.

Второй тип проводимости – собственная проводимость – заметно проявляется лишь при высоких температурах. С ростом температуры интенсифицируется переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, концентрация дырок в валентной зоне при этом растет, и когда эта концентрация превысит концентрацию доноров или акцепторов, собственная проводимость полупроводника превысит примесную. Уровень Ферми полупроводникового кристалла при этом будет смещаться к середине запрещенной зоны.

3 Процесс переноса заряда в полупроводнике

3.1 Дрейф носителей заряда.

Направленное движение носителей заряда под действием электрического поля \vec{E} называется **дрейфом**. Плотность дрейфового тока $\vec{j}_{\text{др}}$ можно записать на основании закона Ома:

$$\vec{j}_{\text{др}} = \vec{j}_{\text{др}n} + \vec{j}_{\text{др}p} = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E}, \quad (3.1)$$

где $\vec{j}_{\text{др}n}$ – электронная составляющая дрейфового тока,

$\vec{j}_{\text{др}p}$ – дырочная составляющая дрейфового тока,

e – элементарный заряд,

n и p – концентрации электронов и дырок в полупроводнике, соответственно,

μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, то есть величины, численно равные средней скорости их упорядоченного движения под действием электрического поля с напряженностью 1 В/м.

3.2 Диффузия носителей заряда.

Если в некоторой области изотермического полупроводника по какой-либо причине образовались неравномерные по объему распределения концентраций носителей заряда (электронов и дырок), избыточных по сравнению с равновесным состоянием полупроводника, то, в соответствии с законом диффузии Фика, произойдет упорядоченное диффузное движение избыточных электронов и дырок в направлениях наискорейшего уменьшения их концентраций. Возникнет так называемый диффузионный ток, плотность которого можно записать в виде:

$$\vec{j}_{\text{диф}} = \vec{j}_{\text{диф}n} + \vec{j}_{\text{диф}p} = e(D_n \text{grad}(n) - D_p \text{grad}(p)), \quad (3.2)$$

где D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно. Коэффициенты диффузии электронов и дырок связаны с подвижностями соответствующих носителей электричества соотношениями Эйнштейна:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e}; \quad \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{e}. \quad (3.3)$$

Одновременно с процессом диффузии избыточных носителей электричества будет происходить процесс их рекомбинации. Расстояние, на котором при одномерной диффузии в полупроводнике без внешнего электрического поля избыточная концентрация носителей электричества уменьшится вследствие рекомбинации в 2,718... раз, называется **диффузионной длиной** (L). Не

следует путать диффузионную длину с длиной свободного пробега электронов или дырок.

При наличии электрического поля и градиента концентраций носителей заряда в полупроводнике будут существовать дрейфовые и диффузные токи. Поэтому для расчета плотности полного тока следует сложить дрейфовую и диффузную составляющие, а также добавить к ним плотность тока смещения, то есть

$$\vec{j} = \vec{j}_{\text{Др}} + \vec{j}_{\text{Диф}} + \frac{\partial}{\partial t}(\epsilon\epsilon_0\vec{E}), \quad (3.3)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость полупроводника,

$\epsilon_0=0,885 \cdot 10^{-11}$ Ф/м – электрическая постоянная

4 Электронно-дырочный переход

4.1 *Электронно-дырочным переходом или p–n-переходом называется область контакта между двумя несобственными полупроводниками с разным типом проводимости.*

По отдельности до объединения оба полупроводника были электрически нейтральными. В полупроводнике *n*-типа заряд основных носителей тока – электронов – компенсирован положительным зарядом ионизированных доноров, а в полупроводнике *p*-типа – отрицательным зарядом ионизированных акцепторов.

При соединении обоих полупроводников в единую структуру на границе их раздела имеет место большой перепад концентраций электронов и дырок, в результате чего через границу возникают два диффузионных потока основных носителей заряда: электронов из полупроводника *n*-типа в полупроводник *p*-типа и дырок во встречном направлении. Диффузия носителей тока приводит к нарушению электрической нейтральности исходных полупроводников. В приконтактной области полупроводника *n*-типа возникает положительный объемный заряд ионизированной донорной примеси, а в дырочном полупроводнике – отрицательный объемный заряд ионизированной акцепторной примеси. Эти связанные объемные заряды образуют электрическое поле $\vec{E}_{\text{внутр}}$, которое направлено от *n*-области в *p*-область и которое **препятствует** продолжению процесса диффузии **основных** носителей электричества через поверхность контакта. Поле $\vec{E}_{\text{внутр}}$ часто называют диффузионным. Оно распространяется в *n*-область полупроводника примерно на глубину диффузионной длины электронов L_n , а в *p*-область – на глубину диффузионной длины дырок L_p . Соответствующая разность потенциалов $\Delta\phi$ между *n*- и *p*-областями называется контактной разностью потенциалов. Причем потенциал *n*-области будет положительным по отношению к потенциалу *p*-области.

Диффузионное поле p - n перехода $\vec{E}_{\text{внутр}}$ в первом приближении подобно полю плоского конденсатора, см. рисунок 5,а). Соответствующая ему контактная разность потенциалов представляет собой потенциальный барьер для основных носителей заряда. Высота этого потенциального барьера $e \cdot \Delta\varphi = e \cdot |E_{\text{внутр}} \cdot d|$, где $d = L_n + L_p$ – эффективное расстояние между зарядами примесей, создающими поле. В идеализированном случае ширину p - n перехода можно определить с помощью следующего выражения:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon \cdot \Delta\varphi}{e} \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)}. \quad (4.1)$$

Высота потенциального барьера в p - n переходе будет определяться положением уровня Ферми в p - и n - областях, то есть концентрациями примесей в них, рисунок 5, б). В состоянии термодинамического равновесия уровень Ферми в обеих частях полупроводника проходит на одной высоте, см. рисунок 5, в). Искривление энергетических зон соответствует высоте потенциального барьера на контакте. Уменьшение концентрации примесей в любой области смещает уровень Ферми к середине запрещенной зоны и способствует уменьшению потенциального барьера. С увеличением температуры высота потенциального барьера также уменьшается.

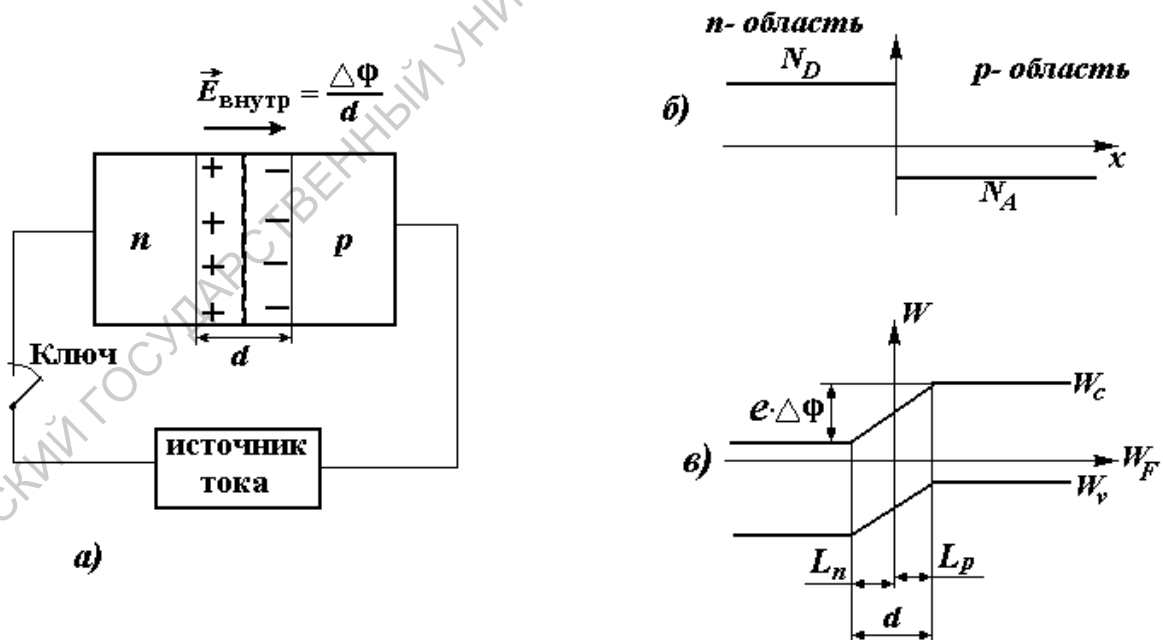


Рисунок 5 – Идеализированный кристалл полупроводника с p - n -переходом (а), распределение донорных и акцепторных примесей в нем (б) и энергетическая диаграмма p - n -перехода в равновесном состоянии (в).

Поле $\vec{E}_{\text{внутр}}$ образовано uncompensated charges of ions of impurities and occupies the area with width d in the vicinity of the contact

Донорному электрону (основному носителю), находящемуся на дне зоны проводимости полупроводника n -типа, для того, чтобы попасть в полупроводник p -типа, необходимо преодолеть разность потенциалов $\Delta\phi$. Аналогично, основной дырке, находящейся у потолка валентной зоны в полупроводнике p -типа, чтобы попасть в полупроводник n -типа необходимо преодолеть ту же разность потенциалов электрического поля p - n -перехода.

С другой стороны, неосновной электрон, родившейся в силу тепловой генерации в полупроводнике p -типа в области двойного электрического слоя, за свое время жизни (время до его рекомбинации) *успевает свободно скатиться* с «потенциальной горки» в полупроводник n -типа. То же можно сказать о движении неосновной дырки из полупроводника n -типа в полупроводник p -типа. Фактически поле $\vec{E}_{\text{внутр}}$ создает дрейфовый ток неосновных носителей.

В итоге возникнет состояние динамического равновесия, когда диффузионные токи основных носителей будут скомпенсированы дрейфовыми токами неосновных носителей. Следовательно, условие динамического равновесия можно записать в виде

$$\vec{J}_{\text{Диф } n} + \vec{J}_{\text{Диф } p} + \vec{J}_{\text{Др } n} + \vec{J}_{\text{Др } p} = 0. \quad (4.2)$$

4.2 Теперь подключим к p - n -переходу источник тока, см. рисунок 5, а). Равновесие на переходе нарушается, и через переход начинает протекать электрический ток, причем величина этого тока изменяется в зависимости от приложенного напряжения.

Рассмотрим два возможных способа подключения.

1) Плюс источника подключен к n -слою, а минус – к p -слою. При таком подключении полярность внешнего подключения соответствует полярности контактной разности потенциалов, и внешнее электрическое поле совпадает по направлению с диффузионным полем в p - n -переходе. Следовательно, высота потенциального барьера $e \cdot \Delta\phi$ увеличится на величину $e \cdot U_{\text{внеш}}$, где $U_{\text{внеш}}$ – величина приложенного напряжения.

Из-за увеличения высоты потенциального барьера в n -области уменьшится количество электронов, а в p -области – количество дырок, имеющих энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера. Поэтому при определенной величине $U_{\text{внеш}}$ потоки основных носителей через переход практически прекращаются, и ток через переход будет обусловлен только потоками неосновных носителей, «скатывающихся» с потенциального барьера.

Таким образом, при данной полярности включения источника тока через p - n -переход протекает только ток неосновных носителей заряда. Величина этого тока определяется концентрацией электронно-дырочных пар, генерирующихся в приконтактной области полупроводника по тепловым причинам, и в сравнительно широких пределах не зависит от величины приложенного напряжения. Поэтому он называется *током насыщения* J_s .

Такое включение p - n -перехода называют **обратным**, а полный ток, текущий через переход, **обратным током** ($J_{\text{обр}}$). Внешнее напряжение при этом считается отрицательным ($U_{\text{внеш}} < 0$).

2) Изменим полярность: плюс источника подключим к p -слою, а минус – к n -слою. Теперь высота потенциального барьера с ростом внешнего напряжения будет уменьшаться на величину $e \cdot U_{\text{внеш}}$. Следовательно, количество основных носителей заряда, имеющих энергию, достаточную для преодоления p - n -перехода, увеличится. Это приведет к **возрастанию диффузионного тока** через переход, а дрейфовый ток не изменится. Указанный способ включения p - n -перехода называют **прямым**, величина $U_{\text{внеш}} > 0$, а ток, текущий через переход в этом случае, **прямым током** ($J_{\text{пр}}$).

В общем случае можно сделать вывод о том, что при включении p - n -перехода в любом направлении изменяются только диффузионные токи, а дрейфовые токи остаются практически постоянными. Действительно, в соответствии с (3.1), дрейфовая составляющая тока в первую очередь определяется концентрацией неосновных носителей электричества, прошедших через переход, и скоростью их упорядоченного движения. Диффузионный же ток, в соответствии с (3.2), определяется как градиентом концентрации основных носителей в области p - n -перехода, так и их подвижностью. Концентрация неосновных носителей заряда практически не зависит от внешнего напряжения, в то время как концентрация основных (примесных) носителей, способных преодолеть p - n -переход, зависит от приложенного напряжения по экспоненциальному закону.

При этом, в соответствии с (4.1), изменяется эффективная ширина перехода:

– при прямом включении

$$d_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon \cdot (\Delta\varphi - U_{\text{пр}})}{e} \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)}; \quad (4.3. a)$$

– при обратном включении

$$d_{\text{обр}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon \cdot (\Delta\varphi + U_{\text{обр}})}{e} \cdot \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)}, \quad (4.3. б)$$

где для удобства величина внешнего напряжения $U_{\text{внеш}}$ переобозначена следующим образом: $U_{\text{пр}} = U_{\text{внеш}}$; $U_{\text{обр}} = \text{abs}(U_{\text{внеш}})$

4.3 Зависимость тока, проходящего через p - n -переход, от приложенного напряжения, называется вольт-амперной характеристикой p - n -перехода. Идеализированную вольт-амперную характеристику (ВАХ) p - n -перехода обычно представляют в виде двух участков (двух ветвей), один из

которых соответствует прямому включению перехода, а другой – обратному, см. рисунок 6.

Для невырожденных полупроводников концентрация носителей электричества, способных преодолеть потенциальный барьер, будет определяться распределением Максвелла-Больцмана. Поэтому выражение для тока через $p-n$ -переход, представляющего собой результирующее движение дырок и электронов, должно иметь экспоненциальный вид. Без вывода запишем, что для прямого включения

$$J_{\text{пр}} = J_S \left[\exp\left(\frac{eU_{\text{пр}}}{kT}\right) - 1 \right], \quad (4.4, a)$$

а для обратного включения

$$J_{\text{обр}} = J_S \left[1 - \exp\left(-\frac{eU_{\text{обр}}}{kT}\right) \right]. \quad (4.4, б)$$

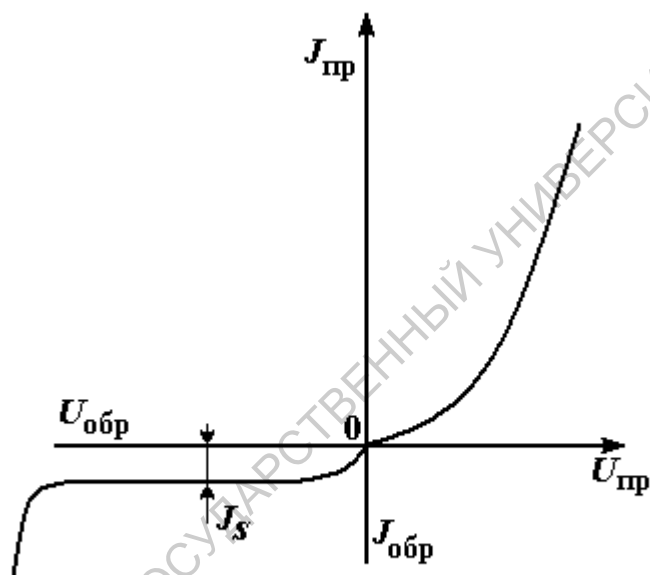


Рисунок 6 – Вольт-амперная характеристика $p-n$ -перехода.

$$U_{\text{пр}} = U_{\text{внеш}};$$

$$U_{\text{обр}} = \text{abs}(U_{\text{внеш}})$$

Отметим, что в реальном $p-n$ переходе обратный ток не является величиной постоянной, что и показано на рисунке 6. Причина этого заключается в том, что на дрейфовый ток неосновных носителей накладывается ток термогенерации носителей внутри области $p-n$ перехода и так называемый ток утечки.

Ток термогенерации связан с нарушением равновесия между процессами генерации и рекомбинации в области $p-n$ перехода при наложении на переход внешней разности потенциалов, так как родившиеся внутри перехода при генерации электронно-дырочных пар носители растаскиваются внешним полем в противоположных направлениях. С ростом обратного напряжения в соответствии с (4.3, б) увеличивается ширина перехода, что способствует ин-

тенсификации процесса генерации электронно-дырочных пар в области перехода, и увеличению тока термогенерации.

Ток утечки обусловлен поверхностными энергетическими уровнями кристалла полупроводника. Он является следствием известного факта, заключающегося в том, что в приграничных областях твердого тела все его структурно-энергетические характеристики искажаются («влияние границы»), кроме того, на такое искажение заметное влияние оказывает окружающая среда. Так, например, молекулярная пленка паров воды может шунтировать $p-n$ -переход. В первом приближении ток утечки увеличивается пропорционально обратному напряжению.

Наконец, при увеличении обратного напряжения выше некоторого предела, наступает пробой $p-n$ -перехода, то есть резкое повышение обратного тока с ростом обратного напряжения.

Различают три вида пробоя: лавинный, туннельный и тепловой.

Лавинный пробой является следствием лавинного размножения носителей заряда под действием сильного электрического поля. Носители заряда, пройдя через $p-n$ -переход при высоком значении обратного напряжения, приобретают в сильном электрическом поле дополнительную энергию, достаточную для образования новых электронно-дырочных пар носителей заряда посредством ударной ионизации атомов полупроводника.

Туннельным пробоем $p-n$ -перехода называют электрический пробой, вызванный квантово-механическим туннелированием носителей заряда сквозь запрещенную зону полупроводника без изменения их энергии. Условия для такого туннелирования возникают только при определенной напряженности электрического поля или при определенном напряжении на $p-n$ переходе – при пробивном напряжении. Значение этой критической напряженности электрического поля составляет примерно $8 \cdot 10^7$ В/м для кремниевых переходов и $3 \cdot 10^7$ В/м для германиевых. Так как вероятность туннелирования очень сильно зависит от напряженности электрического поля, то внешне туннельный эффект проявляется как пробой перехода.

Отметим, что и лавинный и туннельный пробой при определенных условиях могут быть обратимыми, то есть прибор, использующий $p-n$ -переход, может сохранить свою работоспособность.

Тепловой пробой имеет место в тех случаях, когда не обеспечен необходимый отвод тепла от $p-n$ -перехода при протекании через него рабочего тока. В результате переход нагревается выше допустимого уровня и в нем резко интенсифицируется процесс генерации электронно-дырочных пар, что приводит к росту обратного тока за счет тока термогенерации. В реальных приборах тепловой пробой всегда происходит с образованием канала высокой проводимости («шнура»), температура в котором превышает температуру остальной части $p-n$ -перехода. Образование «шнура» стимулируется дефектами структуры реального полупроводника. В этой области плотность обратного тока в некоторый момент времени может стать несколько выше плотности обратного тока в остальной части перехода (за счет большей веро-

ятности образования электронно-дырочных пар около дефекта). Локальное увеличение плотности тока приведет к локальному росту температуры, что в свою очередь приведет к локальному росту концентрации неосновных носителей, то есть к росту обратного тока, и так далее.

Тепловой пробой необратим и приводит к выводу прибора из строя. Он наступает при более низких обратных напряжениях, чем лавинный и туннельный пробои. Тепловой пробой может явиться и следствием лавинного пробоя, который при увеличении обратного тока переходит в тепловой.

Вольт-амперные характеристики $p-n$ -перехода при лавинном, туннельном и тепловом пробоях показаны на рисунке 7.

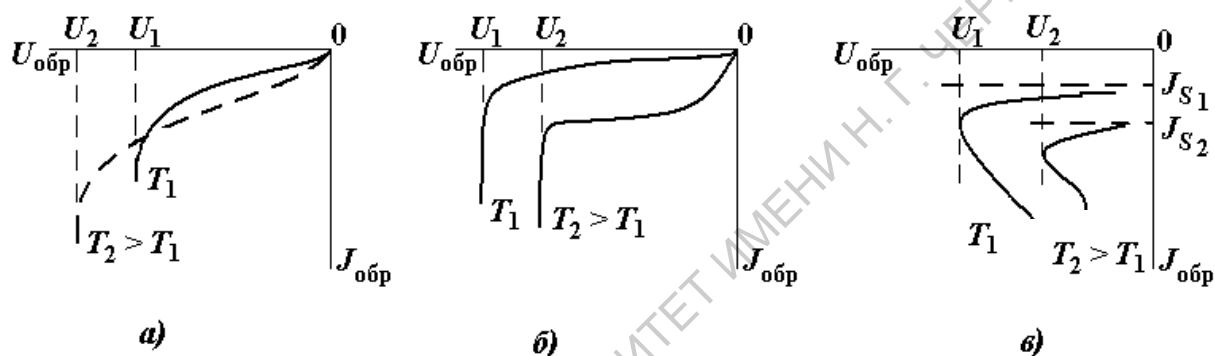


Рисунок 7 – Вольт-амперные характеристики лавинного (а), туннельного (б) и теплового (в) пробоев при разных температурах.

U_1 и U_2 – значения пробивного напряжения при температурах T_1 и T_2 соответственно; J_{S1} J_{S2} – значения тока насыщения при температурах T_1 и T_2 соответственно

5 Выпрямительный диод

Из анализа вольт-амперной характеристики, показанной на рисунке 6, можно сделать вывод о том, что $p-n$ -переход, подключенный к внешнему источнику тока, пропускает ток в прямом направлении и практически не пропускает ток (в определенном диапазоне обратных напряжений) в обратном направлении. Действительно, при одинаковых абсолютных значениях приложенных к $p-n$ -переходу прямого и обратного напряжений прямой ток через переход намного превышает обратный ток. Поэтому говорят, что $p-n$ -переход обладает выпрямляющими свойствами, то есть, если $p-n$ -переход подключить к источнику тока с синусоидальной ЭДС, то по цепи потечет ток, соответствующий тому полупериоду ЭДС, который по полярности будет соответствовать прямому включению $p-n$ -перехода.

Полупроводниковый прибор, состоящий из комбинации двух полупроводниковых областей с различным типом проводимости и используемый для преобразования переменного тока в постоянный, называется **полупроводниковым выпрямительным диодом**.

Понятно, что выпрямительные диоды должны иметь как можно меньшую величину обратного тока.

В диоде с p - n -переходом кроме выпрямляющего перехода должно быть два омических перехода, через которые p - и n -области диода соединены с выводами, то есть основным назначением омических переходов является электрическое соединение полупроводника с металлическими токопроводящими частями полупроводникового прибора.

Омическими такие переходы называются по той причине, что их вольт-амперные характеристики почти линейные. Это достигается достаточно сложной структурой омического перехода.

Так, например, для меньшей вероятности накопления неосновных носителей заряда около омического перехода между металлом и полупроводником высота потенциального барьера для неосновных носителей заряда должна быть здесь минимально возможной. Поэтому металл для формирования электрического контакта с полупроводником желательнее подбирать так, чтобы работа выхода электрона из него мало отличалась от работы выхода электрона из полупроводника. Так как это условие обеспечить трудно, то поверхностный слой полупроводника в омическом контакте должен быть сильно легирован соответствующей примесью для обеспечения возможности туннелирования носителей заряда сквозь тонкий потенциальный барьер контакта.

Нелинейность вольт-амперной характеристики диода в целом характеризуется дифференциальным сопротивлением диода:

$$R_D = \frac{dU}{dJ}. \quad (5.1)$$

Для практических расчетов часто используют сопротивление диода постоянному току, которое на основе выражений (4.4) определяется следующим образом:

– для прямой ветви вольт-амперной характеристики

$$R_{\text{пост пр}} = \frac{U}{J} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{J}{J_S} + 1 \right); \quad (5.2, a)$$

– для обратной ветви вольт-амперной характеристики

$$R_{\text{пост обр}} = \frac{U_{\text{обр}}}{J_S}. \quad (5.2, б)$$

В паспортных данных на выпрямительные диоды должны быть указаны следующие основные параметры:

1) прямое падение напряжения $U_{\text{пр}}$ – напряжение на диоде при протекании через него прямого тока $J_{\text{пр}}$ номинального значения;

2) наибольшее обратное напряжение $U_{\text{обр max}}$ – напряжение, которое может быть приложено к диоду в обратном направлении в течение длительного времени без опасности нарушения нормальной работы диода (обычно оно составляет 80% от пробивного напряжения);

3) наибольший обратный ток $J_{\text{обр max}}$ – ток через диод в обратном направлении при приложенном к нему $U_{\text{обр max}}$;

4) наибольшая допустимая мощность рассеяния P_{max} – допустимое значение рассеиваемой мощности, при которой обеспечивается заданная надежность при длительной работе прибора;

5) диапазон частот Δf – полоса частот, в пределах которой выпрямленный ток диода не уменьшается ниже заданного уровня.

В радиотехнических схемах полупроводниковые диоды обозначаются специальным значком, показанным на рисунке 8. Стрелкой на этом рисунке показано направление прямого тока.



Рисунок 8 – Обозначение полупроводникового диода в схемах

Выпрямительные диоды, помимо применения в источниках питания для выпрямления переменного тока в постоянный, используются в цепях управления, коммутации, в ограничительных и развязывающих цепях, в схемах умножения напряжения и преобразователях постоянного напряжения, где не предъявляются высокие требования к частотным и временным параметрам сигналов.

Конструктивно выпрямительные диоды оформляются в металлических, пластмассовых или керамических корпусах в виде дискретных элементов (рисунок 9, а) либо в виде диодных сборок, к примеру, диодных мостов (рисунок 9, б) выполненных в едином корпусе.

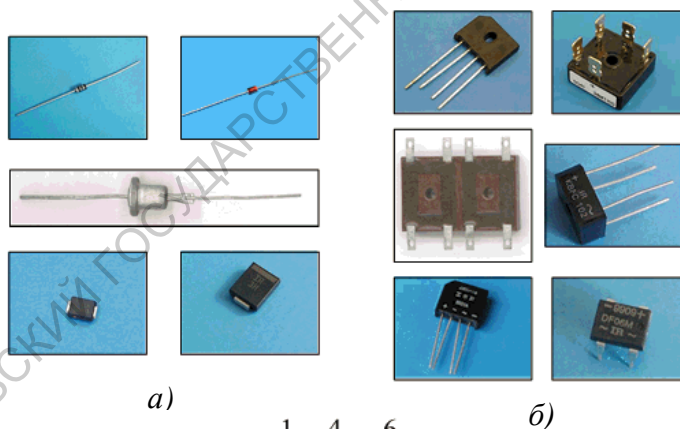
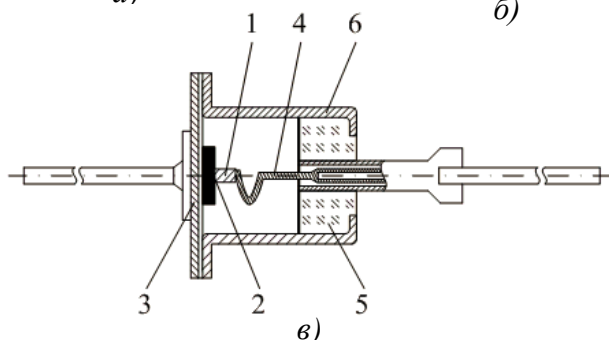


Рисунок 9 – Выпрямительные диоды:

а – дискретное исполнение;

б – диодные мосты;

в – конструкция одного из мало-мощных диодов



На рисунке 9,в) приведена конструкция выпрямительного маломощного диода, изготовленного методом сплавления. В качестве полупроводникового материала использован германий. Изготовление германиевых выпрямительных диодов начинается с впаивания индия 1 в исходную полупроводниковую пластину (кристалл) 2 германия n -типа. Кристалл 2 припаявается к стальному кристаллодержателю 3. Основой конструкции является коваровый⁴ корпус 6, приваренный к кристаллодержателю. Корпус изолирован от внешнего вывода стеклянным проходным изолятором 5. Внутренний вывод 4 имеет специальный изгиб для уменьшения механических напряжений при изменении температуры. Внешняя поверхность стеклянного изолятора покрывается светонепроницаемым лаком для предотвращения попадания света внутрь прибора, чтобы устранить дополнительную генерацию пар «электрон – дырка» и соответствующее увеличение обратного тока p - n -перехода.

Для получения p - n -переходов кремниевых выпрямительных диодов обычно впаивают алюминий в кристалл кремния n -типа или же сплава золота с сурьмой в кремний p -типа.

Кремниевые диоды могут работать при значительно больших обратных напряжениях, чем германиевые диоды. Максимально допустимое постоянное обратное напряжение у кремниевых диодов увеличивается с повышением температуры до максимального значения, в то время как у германиевых диодов резко падает. Поэтому в настоящее время выпрямительные диоды в основном изготавливают на основе кремния.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

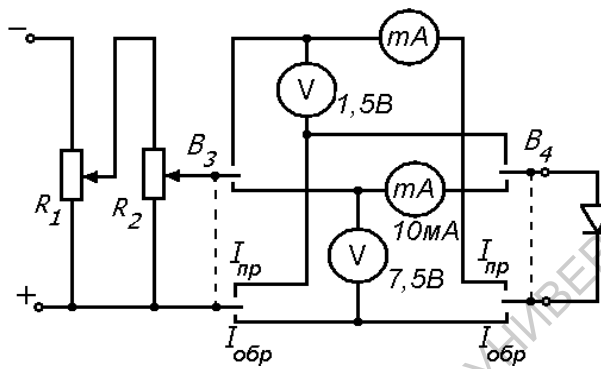
Целью лабораторной работы является изучение свойств p - n -перехода, включая и выпрямительные.

Электрическая установка, используемая в данной лабораторной работе, показана на рисунке 10. В ней реализованы четыре электрические схемы, приведенные на рисунке 11: измерительная схема для экспериментального определения вольтамперной характеристики диода (рис.11,а), схема для наблюдения вольтамперной характеристики диода на экране электронного осциллографа (рис. 11,б), схема одно- и двухполупериодного выпрямления синусоидального тока (рис. 11,в) и мостиковая схема выпрямления синусоидального тока (рис. 11,г).

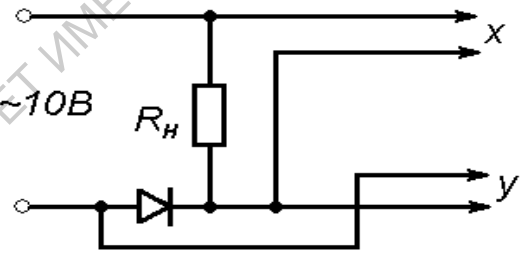
⁴ Ковар — сплав на основе никеля (29 %), кобальта (17 %), и железа (остальное).



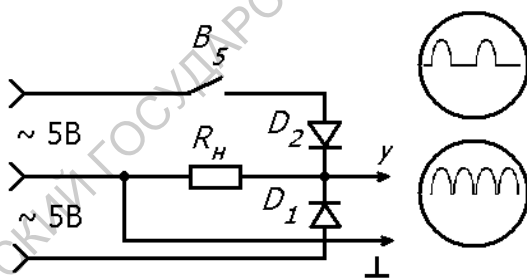
Рисунок 10 – Внешний вид экспериментальной установки



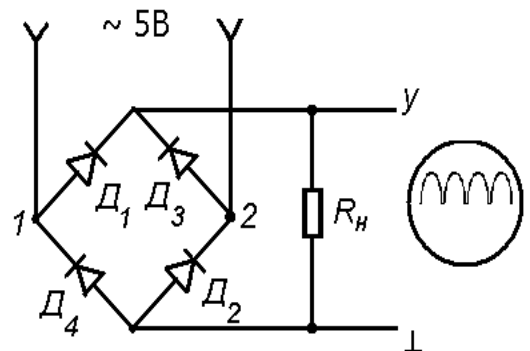
а)



б)



в)



г)

Рисунок 11 – Электрические схемы, применяемые в экспериментальной установке для изучения свойств $p-n$ -перехода:

- а – схема для определения вольтамперной характеристики диода,
- б – схема для наблюдения вольтамперной характеристики диода на экране электронного осциллографа,
- в – схема одно- и двухполупериодного выпрямления синусоидального тока,
- г – мостиковая схема выпрямления синусоидального тока

Коммутирующие устройства на рисунках и лабораторной установке обозначаются буквой B . Включение блока питания осуществляется переключателем B_1 , расположенным на вертикальной панели электроустановки. Для подачи питающих напряжений на нужную схему необходимо поставить в соответствующее положение ручку переключателя B_2 , расположенного слева на горизонтальной панели электроустановки (на рисунках он не показан). При этом на установке должна загореться лампочка, подсвечивающая соответствующую схему.

При выполнении работы запрещается вскрывать панели экспериментальной установки, разбирать или изменять схемы.

УПРАЖНЕНИЕ 1. Получение вольтамперной характеристики полупроводникового диода и ее изучение

1. При выполнении упражнения используется измерительная схема (рис. 11,а), смонтированная на вертикальной панели экспериментальной установки (рис.10).

Для снятия зависимости прямого тока от напряжения, поданного на диод, необходимо на горизонтальной панели установки переключатель B_2 (на схемах не указан) поставить в положение $1a$, а переключатели B_3 и B_4 (рис. 11,а – в экспериментальной установке они расположены на вертикальной панели) в положение, обозначенное символом J_{np} . Лампочка подсветки при этом высвечивает на табло ту часть изображенной на нем характеристики диода, которая может быть исследована (положительную ветвь вольтамперной характеристики). В этом случае напряжение на диод подается в прямом направлении, а коммутация цепей такова, что работает лишь верхняя пара измерительных приборов (вольтметр и миллиамперметр).

Регулируя напряжение U на диоде при помощи потенциометров R_1 (грубая регулировка) и R_2 (плавная регулировка), снять зависимость прямого тока через диод от напряжения. В исходном состоянии потенциометры R_1 и R_2 должны быть полностью выведены.

Для получения обратной ветки ВАХ переключатель B_2 переводится в положение $1б$, а переключатели B_3 и B_4 - в положение $I_{обр}$. На табло будет подсвечиваться обратная ветвь вольтамперной характеристики. Изменяя величину напряжения, снять зависимость обратного тока от напряжения. Измерение тока и напряжения в этом случае производится при помощи нижней пары измерительных приборов.

При проведении измерений обращать внимание на цены делений используемых измерительных приборов. Результаты измерений занести в таблицу:

Таблица значений напряжения и тока для построения ВАХ диода

	U , деления	U , В	J , деления	J , А
Прямая ветвь ВАХ				
Обратная ветвь ВАХ				

2. Построить графики зависимости прямого и обратного тока через диод от приложенного напряжения (вольт-амперная характеристика). Графики прямой и обратной ветвей ВАХ выполнять на отдельных рисунках с хорошим разрешением, позволяющим выполнить п.3 задания.

3. С помощью формулы (15) в ее приближенном представлении

$$R_{\text{диф}} \approx \frac{\Delta U}{\Delta J} = f(U).$$

и опираясь на построенную вольт-амперную характеристику диода построить график зависимости дифференциального сопротивления диода от поданного напряжения в прямом направлении. Величину ΔU выбирать, исходя из условия: $\Delta U \approx 0,1$ В. Каждое значение ΔJ должно соответствовать значениям границ соответствующего отрезка ΔU . Значение U определяется серединой отрезка ΔU .

УПРАЖНЕНИЕ 2. Наблюдение вольт-амперной характеристики диода на экране электронного осциллографа

1. Схема, используемая при выполнении упражнения, показана на рис. 11,б. Для подачи напряжения на схему переключатель B_2 (указан на лабораторной установке) ставится в положение 2. О правильности коммутации можно судить по появлению подсветки этой схемы на нижней панели экспериментальной установки.

Напряжение с полупроводникового диода через клеммы X (рис. 11,б) подать на горизонтально отклоняющие пластины электронного осциллографа (вход X), а напряжение на нагрузочном сопротивлении R_H , пропорциональное

току, проходящему через диод ($U_H = IR_H$), через клеммы Y (рис. 11,б) подать на вертикально отклоняющие пластины электронного осциллографа (вход Y). Развертка электронного осциллографа должна быть отключена, включен тумблер «Вх. X ». Луч на экране электронного осциллографа вычертит картину, соответствующую вольт-амперной характеристике полупроводникового диода.

2. Скопировать (сфотографировать) и объяснить изображение, полученное на экране электронного осциллографа, сравнить это изображение с вольт-амперной характеристикой, построенной по точкам в упражнении 1.

УПРАЖНЕНИЕ 3. Исследование выпрямительных схем с помощью электронного осциллографа

1. Ознакомиться с работой схемы, показанной на рисунке 11,в), для однополупериодного и двухполупериодного выпрямления. Схема смонтирована на горизонтальной панели экспериментальной установки.

Схема работает следующим образом. При положении 3 переключателя B_2 (указан на лабораторной установке) с блока питания на вход этой схемы подается переменное напряжение (загорается лампочка, подсвечивающая схему). При разомкнутом ключе B_5 (рис. 11,в) схема работает в режиме однополупериодного выпрямления. Электрический ток проходит через диод D_1 и сопротивление нагрузки R_H только в тот полупериод, когда диод D_1 открыт (напряжение на нем соответствует прямой ветви ВАХ). При замкнутом ключе B_5 к сопротивлению R_H подключены два диода D_1 и D_2 (схема двухполупериодного выпрямления). Открытость и закрытость этих диодов определяется полярностью приложенного к ним напряжения. В половине периода прикладываемого синусоидального напряжения один диод открыт для токопротекания, а другой закрыт, в следующем полупериоде открытый диод закрывается (он переходит на обратную ветвь ВАХ), а закрытый открывается и так далее. Таким образом, по сопротивлению R_H будет проходить пульсирующий ток, зависимость от времени которого будет представлять собой совокупность несколько искаженных положительных полупериодов синусоиды..

При выполнении упражнения подключить клеммы Y и \perp (рис. 11,в) к входу Y осциллографа, работающего в режиме непрерывной развертки, и подать напряжение на схему. Скопировать с экрана осциллографа кривые изменения напряжения на нагрузке при включенном и выключенном ключе B_5 . Сделать выводы о качестве «выпрямления» тока с помощью рассматриваемых схем.

2. Ознакомиться с работой мостиковой схемы двухполупериодного выпрямления, показанной на рис.11,г. Схема смонтирована на горизонтальной панели экспериментальной установки.

В этой схеме в один полупериод переменного напряжения, приложенного к точкам 1 и 2 (рис.11,г), ток проходит через диод D_1 , сопротивление R_H и диод D_2 , а в другой полупериод – через диод D_3 , сопротивление R_H и диод D_4 . В те или иные моменты времени работает та пара диодов, сопротивление которой, зависящее от полярности приложенного напряжения, мало (они от-

крыты). На сопротивлении R_H наблюдается пульсирующее напряжение одной полярности.

Подключить клеммы Y и \perp (рис.11,2) ко входу «вертикального» усилителя осциллографа и подать напряжение на схему (при этом включится подсветка схемы). Скопировать с экрана осциллографа кривую изменения напряжения на нагрузочном сопротивлении R_H и сравнить ее с кривыми изменения напряжения на нагрузочном сопротивлении R_H , полученными в предыдущем упражнении (одно- и двухполупериодное выпрямление).

Контрольные вопросы

1. Расскажите об энергетических уровнях и зонах в атоме.
2. Как электроны располагаются по энергиям в отдельном атоме и в идеализированной кристаллической структуре?
3. Расскажите о природе носителей тока при собственной и примесной проводимостях полупроводников.
4. Расскажите, что происходит на границе раздела двух полупроводников с различным типом проводимости при объединении их в единую структуру. Что такое вольт-амперная характеристика $p-n$ перехода? Как она выглядит?
5. Что представляет собой полупроводниковый выпрямительный диод? Объясните принцип работы диода.
6. Что такое дифференциальное сопротивление диода? Как построить примерный график зависимости дифференциального сопротивления диода от приложенного напряжения?
7. Объясните схему для снятия по точкам вольт-амперной характеристики диода.
8. Объясните схему для получения вольт-амперной характеристики с помощью электронного осциллографа.
9. Объясните, как работают схемы для выпрямления синусоидального тока: однополупериодная, двухполупериодная и мостиковая.
10. Что такое пробой $p-n$ перехода и какие виды пробоев вы знаете?

Список рекомендуемой литературы

Основная:

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики : в 5 т. Т. 3:Электричество. М.: ФИЗМАТЛИТ: Изд-во МФТИ, 2009. – 654 с.
2. Новоселов В.В., Овчинников С.В. Физика: Электричество и магнетизм. Учебное пособие для студентов, обучающихся по естественно-научным направлениям. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2010. – 264 с.

Дополнительная:

1. Марченко А.Л. Основы электроники: Учебное пособие для вузов. – ДМК Пресс, 2013. – 294 с.
2. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 488 с.
3. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов.– М.: Лань, 2006. – 406 с.

Учебное электронное издание

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

Электричество и магнетизм

Изучение работы полупроводниковых диодов и полупроводниковых выпрямителей

Учебно-методическое пособие
для студентов физического
и других естественнонаучных факультетов

Составители:

Малярчук Владимир Алексеевич
Новоселов Владимир Владимирович
Овчинников Сергей Владимирович