

Лабораторная работа № 44

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

1. 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

1. Полупроводниковый «плоскостной» диод [1, с. 221; 2, с. 212] 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.

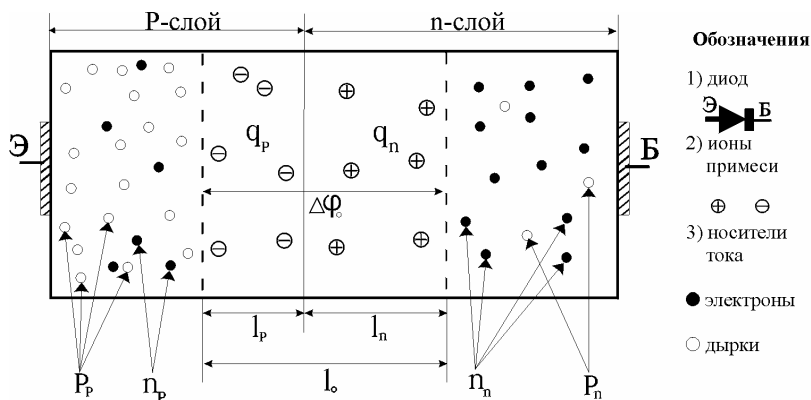


Рис. 1

Эти два слоя разделены плоской и резкой границей, по обе стороны которой спонтанно формируется область шириной $\lambda_0 = \lambda_p + \lambda_n \approx 0,5$ мкм, практически не содержащая носителей тока – 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 $10^{-5} \dots 10^{-7} \%$). 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 в «запрещенной» зоне ΔE_3 полупроводника на «расстоянии» $\Delta E_A \ll \Delta E_3$ **либо от «потолка» валентной зоны (В.З.) в p -слое** (акцепторный уровень), **либо от «дна» зоны проводимости (З.П.) в n -слое** (донорный уровень). В каждом слое вблизи примесного уровня расположен «уровень Ферми». **Энергия активации** примеси $\Delta E_A \approx 0,01$ эВ. Ширина запрещенной зоны $\Delta E_3 = 0,75$ эВ у Ge и $\Delta E_3 = 1,12$ эВ у 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 В.З. полупроводника эти электроны переходят на акцепторный уровень. Акцепторы становятся отрицательными ионами с зарядом $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, а в В.З. образуются «дырки примесного происхождения». В n -слое доноры освобождают от связи свой «лишний» пятый электрон, который с донорного уровня переходит в З.П. 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 тока** в обоих слоях: электроны из В.З. через ΔE_z переходят в З.П. Эти электроны и образовавшиеся дырки в В.З., являются носителями тока. «Собственные электроны в p -слое и «собственные» дырки в n -слое – **неосновные носители тока**. Любого происхождения дырки в p -слое и свободные (в З.П.) электроны в n -слое – **основными носителями тока**.

В рабочем диапазоне температур ($T < 340$ К для Ge, $T < 400$ К для Si) концентрация основных носителей много больше концентрации неосновных носителей тока: 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.

Примем следующие обозначения:

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

Концентрация неосновных носителей тока: 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, $\Delta \phi_0$ – контактная разность потенциалов на p - n -переходе.

В рабочем диапазоне температур $P_p \gg N_p$, $N_n \gg P_n$.

3. Рассмотрим несимметричный p - n -переход, при котором концентрация акцепторов N_A и концентрация доноров N_d неодинаковы. Такой переход обычно формируют в полупроводниковых диодах. Например, пусть $N_A = 100 \dots 1000 N_d$. Тогда при активации примеси $P_p \gg N_n$. Низкоомный p -слой, содержащий много основных носителей тока, называют эмиттером (Э), а более высокоомный n -слой – базой (Б).

Из «закона действующих масс» следует, что $P_p N_p = N_n P_n$. Так как $P_p \gg N_n$, то $P_n \gg N_p$. Общее соотношение концентраций носителей тока $P_p \gg N_n \gg P_n \gg N_p$.

На границе между p -слоем и n -слоем имеется большая разность концентрации и дырок, и свободных электронов. Вследствие теплового движения этих частиц происходит спонтанный процесс диффузии и 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 $q_n = q_e N_d l_n S$, 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 $q_p = -q_e N_A l_p S$. 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 $N_A l_{p_o} = N_d l_n$. При несимметричном p - n -переходе ($N_A \gg N_d$) имеем $l_p \ll l_n$. 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 ее построении учитывается, что в p -слое уровень Ферми всегда находится вблизи валентной зоны, а в n -слое он расположен вблизи зоны проводимости.

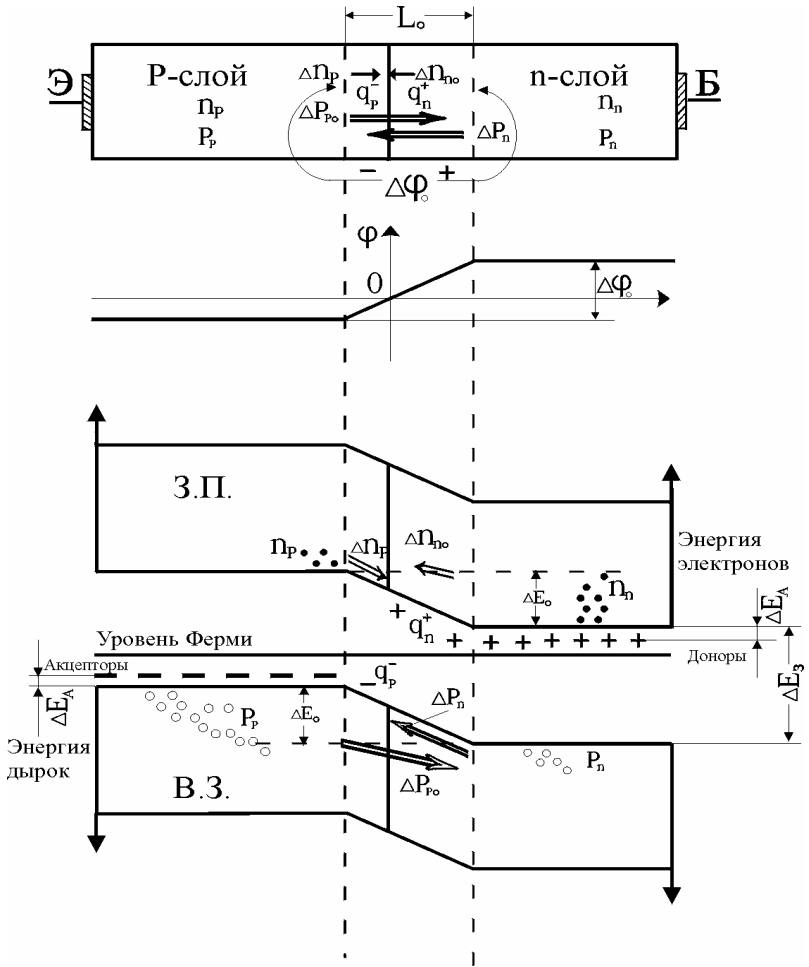


Рис. 2

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

«Наклонная» В.З. 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 $\Delta\phi_o$, создаваемой объемными зарядами q_p и q_n ионов в p - n -переходе. Высота барьера $\Delta E_o = q_e \cdot \Delta\phi_o$, ширина (p - n -перехода) – $\ell_o \approx \sqrt{\Delta\phi_o}$.

Так как дырочный газ в валентной зоне – невырожденный, его концентрация при $T = \text{const}$ распределяется по закону Больцмана:

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

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

Из предыдущей формулы получим:

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

При $T = 300$ К $\Delta E_o \approx 0,35$ эВ ($\Delta\phi_o = 0,35$ В) для Ge и $\Delta E_o \approx 0,65$ эВ ($\Delta\phi_o \approx 0,65$ В) для Si.

В равновесном состоянии вследствие $P_p \gg P_n$ **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 потенциального барьера ΔE_o , но 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 $\Delta\phi$ на границах p - n -перехода можно изменять относительно «контактной» разности потенциалов $\Delta\phi_0$ с помощью внешнего напряжения, подаваемого на клеммы Э и Б полупроводниковой системы.

Если напряжение U приложено так, что $\Delta\phi < \Delta\phi_0$, оно называется напряжением прямого смещения p - n -перехода или прямым напряжением на полупроводниковом диоде. В рассматриваемом здесь случае полярность прямого напряжения должна иметь «плюс» на Э и «минус» на Б.

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

$$\left. \begin{aligned} \Delta\phi &= \Delta\phi_0 - U \\ \Delta E &= q_e \Delta\phi - \Delta E_0 - q_e U \\ \ell &= \ell_0 \sqrt{\Delta\phi / \Delta\phi_0} = \ell_0 \sqrt{1 - U / \Delta\phi_0} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

а также на $\Delta E_F = q_e U$ уровень Ферми E_{Fn} в n -слое смещается «вверх» на зонной диаграмме относительно уровня Ферми E_{Fp} в p -слое. Неравенство $E_{Fp} > E_{Fn}$ означает, что система прямым напряжением U выведена из состояния равновесия при неизменной температуре. Такой процесс «энергетического смещения» при $T = \text{const}$ 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 E_{Fn} смещаются «вверх», как это показано на рис. 3.

6. При «прямом смещении» и при $T = \text{const}$ 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.

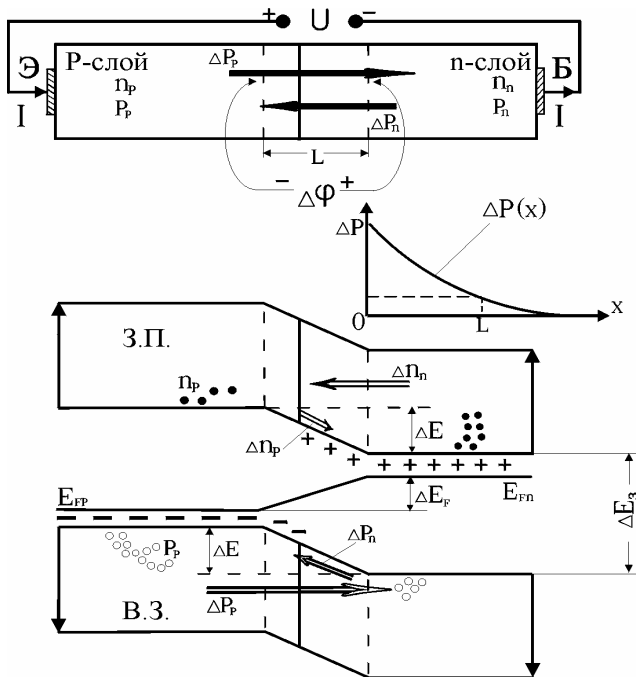


Рис. 3

Диффузионный же поток дырок ΔP_p из p -слоя, зависящий от высоты ΔE барьера, существенно возрастает по сравнению с равновесным значением: $\Delta P_p \gg \Delta P_{po}$. 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

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

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

Рекомбинационное уменьшение 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:

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

где D_p – коэффициент диффузии дырок в n -слое.

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

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

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 ΔE_z полупроводника. При $T = 300$ К для Ge $I_{op} \approx 1$ мкА, для Si $I_{op} \approx 10^{-7}$ 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 ℓp - n -перехода при прямом смещении мала, его сопротивление незначительно.

Примечание: Если p - n -переход симметричный, 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 Э и Б так, что $\Delta\varphi > \Delta\varphi_o$. На рис. 4 полярность этого напряжения имеет «плюс» на Б и «минус» на Э.

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

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_o + U' \\ \Delta E &= q_e \Delta\varphi = \Delta E_o + q_e U' \\ \ell &= \ell_o \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = \ell_o \sqrt{1 + U' / \Delta\varphi_o'} \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

а также на $\Delta E_F = q_e U'$ смещается вниз на зонной диаграмме уровень Ферми E_{Fn} относительно уровня Ферми E_{Fp} .

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 в 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 В.З. и З.П. n -слоя, как показано на зонной диаграмме (рис. 4).

8. При обратном смещении и при $T = \text{const}$ 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: $\Delta P_p \ll \Delta P_{po}$.

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:

$$\Delta P'(x) = \Delta P'_0 e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left(e^{-\frac{q_e U'}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L}}, \quad (7)$$

где максимальное значение «дефицита» (при $X = 0$) $\Delta P'_0 = \Delta P_p - \Delta P_n < 0$.

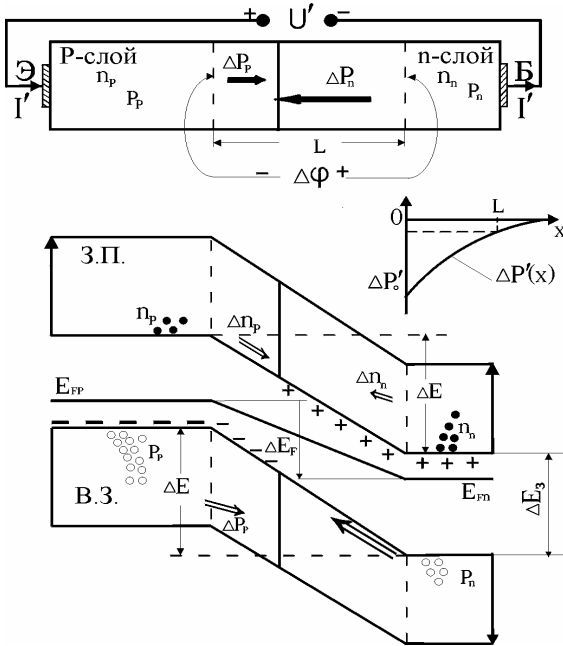


Рис. 4

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 Э.

Дрейфовый дырочный ток на границе p - n -перехода с n -слоем определяется формулой (4), подставляя в которую (7), получаем для обратного тока через p - n -переход

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

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 $U' \gg 0$. Температурная зависимость тока I' весьма существенна.

Ввиду большой ширины ℓ p - n -перехода сопротивление обратно смещенного перехода очень велико.

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

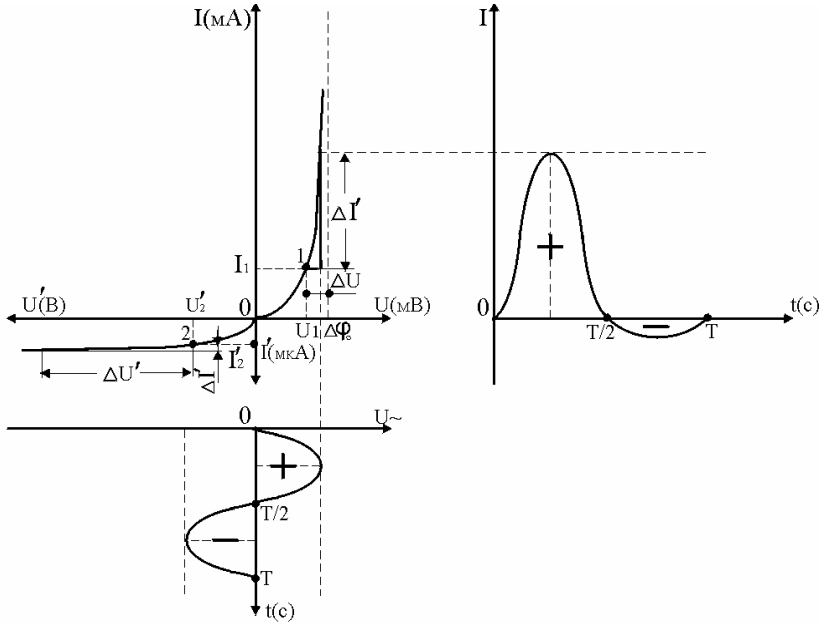


Рис. 5

Важнейшими характеристиками диода являются его прямое и обратное сопротивления.

Статические сопротивления:

$$R = \frac{U'}{I'} \quad R' = \frac{U_2^1}{I_2^1}. \quad (9)$$

Динамические сопротивления:

$$R_d = \frac{\Delta U}{\Delta I} \quad R'_d = \frac{\Delta U'}{\Delta I'}. \quad (10)$$

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, второй – для обратного включения диода. На рис. 6 обозначены: Д – исследуемый диод; ГТ – генератор тока; ГН – генератор напряжения, а также вольтметры и амперметры.

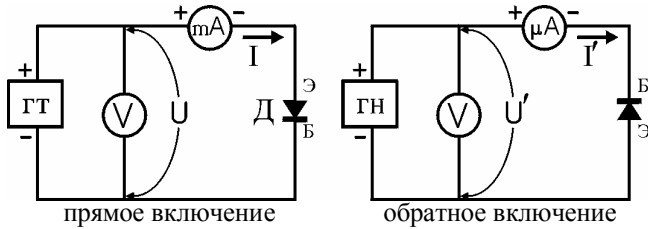


Рис. 6

ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

1. Перед выполнением работы изучить вводную часть настоящего описания.

2. Собрать установку по соответствующей схеме прямого, а затем обратного включения диода, указанной на рабочем месте.

3. Получить данные для построения прямой ветви ВАХ, задаваясь разными значениями прямого тока на ГТ и измеряя соответствующие значения прямого напряжения на диоде.

4. Исследовать при заданном значении прямого тока зависимость прямого напряжения на диоде от температуры:

$$U = f(T)_{I=\text{const}}.$$

5. Получить данные для построения обратной ветви ВАХ, задаваясь разными значениями обратного напряжения на ГН и измеряя соответствующие значения обратного тока диода.

6. Исследовать при заданном значении обратного напряжения зависимость обратного тока диода от температуры:

$$I' = f(T)_{U'=\text{const}}.$$

7. Построить на графике (см. рис. 5) ВАХ для прямой и обратной ветвей. При этом следует выбрать соответствующие масштабы тока и напряжения на осях координат.

8. Построить графики зависимостей по п. 4 и 6.
9. С помощью ВАХ (для участков, близких к прямолинейным) определить статические и динамические сопротивления диода.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Устройство полупроводникового диода.
2. Прямое и обратное включение диода; охарактеризовать прямое и обратное напряжения, прямой и обратный ток диода.
3. Выбор измерительных приборов для схем прямого и обратного включения диода. ВАХ полупроводникового диода.
4. Охарактеризовать температурные зависимости прямого и обратного токов 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 смещения *p-n*-перехода, энергетические зонные диаграммы.
12. Причины образования прямого и обратного токов через *p-n*-переход, инжекция и экстракция носителей тока.
13. Процессы диффузии носителей тока в *p*-слое и в *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. – М.: Наука, 1979. – Т. 3 и другие издания этого курса.
2. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. – М.: Высшая школа, 1965, 1977.