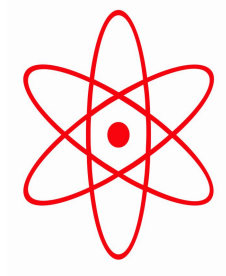


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОР-
НОЙ РАБОТЫ



ФКЛ-5

**ИЗУЧЕНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРО-
ВОДНИКОВОГО ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА.**

Тула, 2007 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА.

ИЗУЧЕНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА.

Цель работы: изучение элементов теории туннельного эффекта, исследование проявлений туннельного эффекта в вырожденном p - n переходе (туннельном диоде).

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Физика туннельного эффекта.

Рассмотрим поведение частицы при прохождении через потенциальный барьер. Пусть частица, движущаяся слева направо, встречает на своём пути потенциальный барьер высоты U_0 и ширины l (рис. 1.1). По классическим представлениям движение частицы будет таким:

❖ если энергия частицы будет больше высоты барьера ($E > U_0$), то частица беспрепятственно проходит над барьером;

❖ если же энергия частицы будет меньше высоты барьера ($E < U_0$), то частица отражается и летит в обратную сторону;

❖ сквозь барьер частица проникнуть не может.

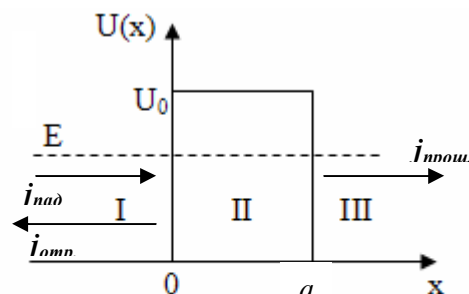


Рис.1.1 Прохождение частицы через потенциальный барьер.

Совершенно иначе поведение частицы по законам квантовой механики. Во-первых, даже при $E > U_0$ имеется отличная от нуля вероятность того, что частица отразится от потенциального барьера и полетит обратно. Во-вторых, при $E < U_0$ имеется вероятность того, что частица проникнет «сквозь» барьер и окажется в области III. Такое поведение частицы описывается уравнением Шрёдингера:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0. \quad (1.1)$$

Здесь ψ - волновая функция микрочастицы. Уравнение Шрёдингера для области I и III будет одинаковым. Поэтому ограничимся рассмотрением областей I и II. Итак, уравнение Шрёдингера для области I примет вид:

$$\nabla^2\psi_1 + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi_1 = 0, \quad (1.2)$$

введя обозначение:

$$k_1 = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE}, \quad (1.3)$$

окончательно получим:

$$\nabla^2\psi_1 + k_1^2\psi_1 = 0 \quad (1.4)$$

Аналогично для области II:

$$\nabla^2\psi_2 + k_2^2\psi_2 = 0, \quad (1.5)$$

где $k_2 = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(E-U)}$. Таким образом, мы получили характеристические уравнения, общие решения которых имеют вид:

$$\psi_1 = A_1e^{ik_1x} + B_1e^{-ik_1x} \quad \text{при } x < 0, \quad (1.6)$$

$$\psi_2 = A_2e^{ik_2x} + B_2e^{-ik_2x} \quad \text{при } x > 0 \quad (1.7)$$

Слагаемое $A_1e^{ik_1x}$ соответствует волне, распространяющейся в области I в направлении оси x , A_1 - амплитуда этой волны. Слагаемое $B_1e^{-ik_1x}$ соответствует волне, распространяющейся в области I в направлении, противоположном x . Это волна, отражённая от барьера, B_1 - амплитуда этой волны.

По определению коэффициентом отражения называется отношение потока отраженных частиц $j_{\text{отраж.}} = N \frac{k\hbar}{m} |\psi_{\text{отраж.}}|^2$ к потоку падающих частиц $j_{\text{над.}} = N \frac{k\hbar}{m} |\psi_{\text{над.}}|^2$ (где N – число падающих на ступеньку частиц). Поэтому коэффициент отражения в случае, представленном на рис. 1.1 равен:

$$R = \frac{j_{\text{отраж.}}}{j_{\text{над.}}} = \frac{|\psi_{\text{отраж.}}|^2}{|\psi_{\text{над.}}|^2} = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2} \quad (1.8)$$

Слагаемое $A_2e^{ik_2x}$ соответствует волне, распространяющейся в области II в направлении x . Слагаемое $B_2e^{-ik_2x}$ должно соответствовать отражённой волне, распространяющейся в области II. Так как такой волны нет, то B_2 следует положить равным нулю.

Отношение $D = \frac{j_{\text{прош.}}}{j_{\text{над.}}}$ представляет собой коэффициент прозрачности (коэффициент прохождения) барьера.

Для прямоугольного потенциального барьера, изображенного на рис. 1.1 имеем:

$$D = \frac{j_{\text{прош.}}}{j_{\text{над.}}} = \frac{|\psi_{\text{прош.}}|^2}{|\psi_{\text{над.}}|^2} = \frac{|A_2|^2}{|A_1|^2} \quad (1.9)$$

Для барьера, высота которого $U > E$, волновой вектор k_2 является мнимым. Положим его равным ik , где $k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U - E)}$ является действительным числом. Тогда волновые функции ψ_1 и ψ_2 приобретут следующий вид:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad (1.10)$$

$$\psi_2 = A_2 e^{-kx} \quad (1.11)$$

Так как $A_2 \neq 0$, то это значит, что имеется вероятность проникновения микрочастицы на некоторую глубину во вторую область. Эта вероятность пропорциональна квадрату модуля волновой функции ψ_2 :

$$\omega \sim |\psi_2|^2 \sim A^2 e^{-\frac{2x}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}}. \quad (1.12)$$

Наличие этой вероятности делает возможным прохождение микрочастиц сквозь потенциальный барьер конечной толщины a (рис. 1.1). Такое просачивание получило название *туннельного эффекта*. По формуле (1.11) коэффициент прозрачности такого барьера будет равен:

$$D = D_0 e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}}, \quad (1.13)$$

где D_0 – коэффициент пропорциональности, зависящий от формы барьера. Особенностью туннельного эффекта является то, что при туннельном просачивании сквозь потенциальный барьер энергия микрочастиц не меняется: они покидают барьер с той же энергией, с какой в него входят. Если потенциальный барьер имеет произвольную форму (см. рис. 1.2), то разобьем его на n очень узких прямоугольных потенциальных барьеров шириной Δx и высотой $U(x)$ каждый. Поток частиц, прошедших через узкий потенциальный барьер, будет потоком частиц, падающих на следующий узкий потенциальный барьер.

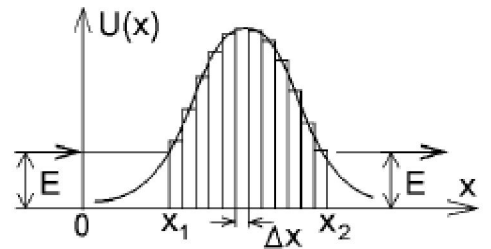


Рис. 1.2

Поэтому коэффициент прохождения через все барьеры будет произведением коэффициентов прохождения через каждый из барьеров (вероятности перемножаются), показатели экспонент в сомножителях (1.13) складываются и при $\Delta x \rightarrow dx$ дают интеграл:

$$D = \frac{j_{\text{прош.}}}{j_{\text{над.}}} = D_n \cdot D_{n-1} \cdot \dots \cdot D_2 \cdot D_1 = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - E)} dx\right) \quad (1.14)$$

Туннельный эффект играет большую роль в электронных приборах. Он обуславливает протекание таких явлений, как эмиссия электронов под действием сильного поля, прохождение тока через диэлектрические плёнки, пробой р-п перехода; на его основе созданы туннельные диоды, работа которых исследуется в данном опыте, разрабатываются активные плёночные элементы.

Основы зонной теории твердых тел. Распределение Ферми-Дирака.

В процессе образования твердого тела электронные энергетические уровни отдельных атомов из-за взаимодействия электронов смещаются и образуют энергетические полосы (разрешенные зоны), чередующиеся с уровнями энергий, значений которых электроны принимать не могут (запрещенные зоны). Энергетическая ширина как разрешенной так и запрещенной зон имеет порядок $\sim 10^{-19}$ Дж. Энергетический зазор между отдельными уровнями разрешенных зон составляет $\sim 10^{-41}$ Дж, поэтому обычно считают, что энергетический спектр электронов внутри разрешенной зоны практически непрерывен. Наиболее сильно расщепляются энергетические уровни валентных электронов, образуя так называемые валентную зону (ВЗ) и зону проводимости (ЗП).

Вероятность того, что осотояние с энергией E при температуре T занято электроном, определяется, как известно, функцией Ферми – Дирака:

$$\omega(E, T) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}} \quad (2.1)$$

Величину E_F называют энергией Ферми (уровнем Ферми). Легко видеть, что при $T=0$ К функция $\omega(E, 0) = 1$ - если $E < E_F$; и равна нулю – если $E > E_F$. График этой функции изображен на рис. 2. При любой другой температуре энергия Ферми совпадает с энергией того уровня, вероятность заполнения которого равна 0,5. Если бы энергетические уровни в зоне были распределены равномерно то, число электронов, имеющих энергию E_i в небольшом интервале dE , определялось бы из функции распределения (2.1). Однако вблизи дна зоны проводимости энергетические уровни расположены реже, чем в

верхней её части. Распределение энергетических уровней характеризуют функцией $D(E)$ – функцией плотности энергетических состояний.

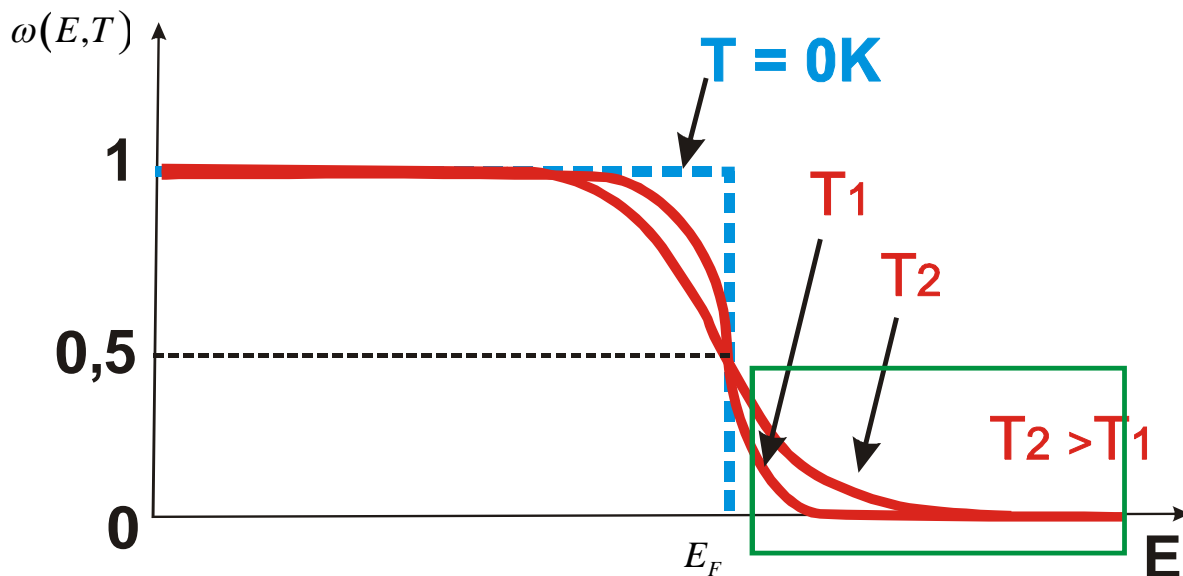


Рис. 2

С хорошим приближением можно считать, что $D(E)$ имеет вид:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot (E - E_C)^{1/2} \quad (2.2)$$

где m^* - эффективная масса электрона, E_C - энергия, соответствующая дну зоны проводимости. Плотность заполнения электронами энергетической зоны описывается, таким образом, следующей формулой:

$$n(E, T) = D(E)\omega(E, T) \quad (2.2a)$$

Как видно из (2.1) и рис. 2 вероятность нахождения частицы на уровне с энергией E_F всегда равна $\frac{1}{2}$ при всех температурах. В то же время по мере роста температуры вероятность появления частиц выше уровня Ферми возрастает. При температурах отличных от нуля, если $E - E_F > kT$, то функция Ферми-Дирака хорошо представляется экспоненциальной зависимостью (область в квадрате на рис. 2). Соответствующее распределение называется распределением Больцмана:

$$f(E, T) = e^{-\frac{E - E_F}{kT}} \approx \omega(E) \quad (2.3)$$

Используя сделанные допущения, возможно рассчитать количество электронов находящихся в заданном энергетическом интервале $\Delta E = E_2 - E_1$:

$$n = \int_{E_1}^{E_2} D(E)\omega(E)dE, \quad (2.4)$$

где $D(E)$ – распределение плотности энергетических состояний по энергиям, $\omega(E)$ – вероятность нахождения электрона на уровне с энергией E ,

В качестве примера на рис. 2.1 показано, как используя функцию распределения $\omega(E)$ и функцию плотности состояния ($D(E) \sim E^{1/2}$) определить распределение электронов по энергиям в металле или вырожденном полупроводнике.

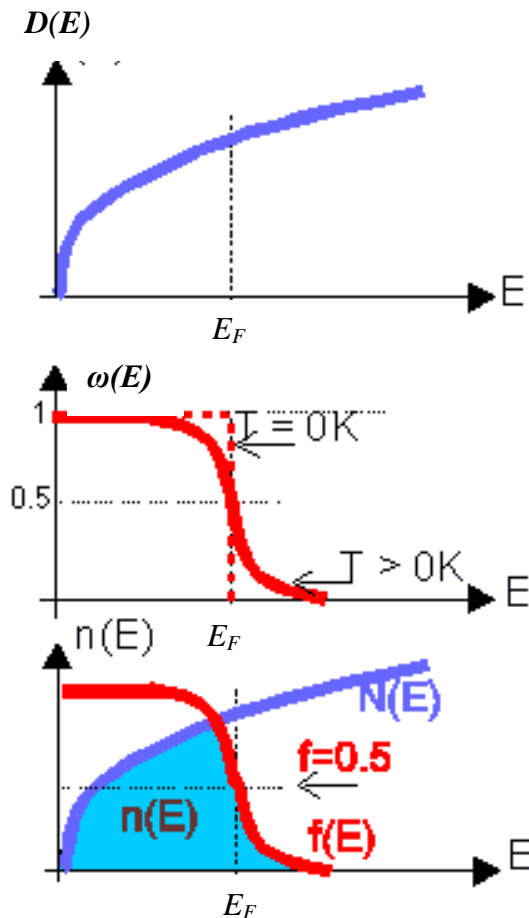


Рис. 2.1. Схема расчета распределения электронов по энергиям в металле (или вырожденном полупроводнике) при использовании зависимостей $D(E)$, $\omega(E)$; $n(E) = D(E)\omega(E)$

На рис. 2.1 (нижний график) показано распределение электронов характерное для металлов или вырожденных полупроводников, т.е. полупроводников имеющих настолько высокую концентрацию примесей, что в них уровень Ферми попадает в разрешенную зону и их проводимость становится близкой к металлической. Из распределения рис. 2 можно сделать один важный вывод, то в проводимости металлов могут участвовать не все электроны, а только те энергия которых лежат вблизи уровня Ферми (в объемном случае вблизи поверхности Ферми). Действительно, в электрическом поле электрон приобретает энергию, следовательно, он должен перемещаться на уровень

расположенный выше его начального состояния, а сделать это возможно только в том случае, если лежащий над ним уровень не занят (запрет Паули), такая ситуация имеет место только для электронов расположенных в энергетической области непосредственно примыкающей к уровню Ферми.

Образование p - n . Обычный полупроводниковый диод.

При наличии внутри одного кристалла германия соседних областей из электронного и дырочного полупроводников на границе их раздела возникает p - n -переход (рис 3, а), образующийся следующим образом.

Как было показано выше, материал n -типа имеет подвижные электроны и равное число фиксированных положительных ионов донорной примеси, а материал p -типа содержит подвижные положительные заряды-дырки и неподвижные отрицательные заряды в виде ионизированных атомов акцепторов. При контакте этих двух материалов с разным типом проводимости электроны из n -области будут переходить в p -область, а дырки — из p -области — в n -область вследствие разности их концентраций в этих областях. Уход электронов из приконтактной области электронного материала и дырок из приконтактной области дырочного материала приведет к обеднению этих участков подвижными носителями и появлению нескомпенсированного положительного заряда от ионизированных атомов доноров в приконтактной области n -типа материала и отрицательного заряда от ионизированных атомов акцепторов в приконтактной области материала p -типа. В результате в месте контакта образуется двойной электрический слой (рис. 3,б). Это приведет к возникновению разности потенциалов в приконтактном слое такого направления (рис. 3,в), что она будет препятствовать дальнейшему переходу подвижных зарядов из одной области материала в другую, т. е. электронов из n -типа материала в материал p -типа и дырок из p -материала в n -материал, так что в состоянии равновесия ток через p - n -переход будет равен нулю. Так как приконтактный слой обеднен подвижными носителями, то он будет обладать повышенным электрическим сопротивлением, вследствие чего получил название запирающего слоя p - n -перехода.

При подаче на p - n -переход внешнего напряжения можно управлять величиной внутренней разности потенциалов в переходе и тем самым менять условия прохождения тока через него. Если минус внешнего источника приложить к материалу n -типа, а плюс — к материалу p -типа, то величина внутреннего потенциального барьера уменьшится на величину внешнего напря-

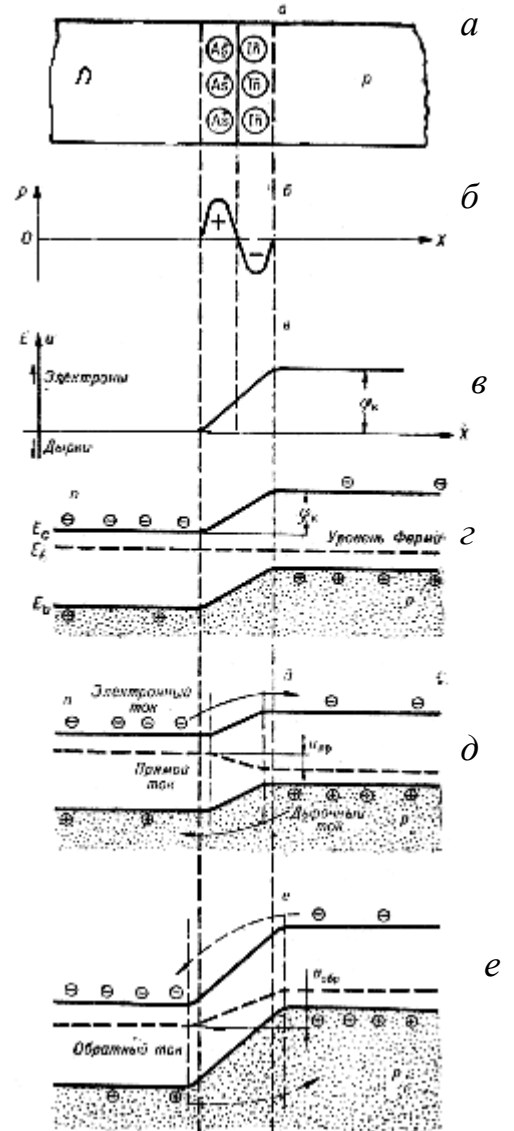


Рис. 3

жения, что создаст условия для перехода электронов и дырок в p - и n -области соответственно. Через переход потечет ток.

Данное направление называется пропускным. При смене полярности внешнего напряжения (минус к p -области, а плюс к n -области) внутренний потенциальный барьер в p - n -переходе возрастет на величину напряжения внешнего источника, что приведет к прекращению потока электронов из материала n -типа в материал p -типа и обратного потока дырок. Такое направление называется *запирающим*.

Энергетические диаграммы зон p - n -перехода (при отсутствии и наличии внешнего напряжения) приведены на рис. 3, z — 3, e . Состояние термодинамического равновесия электронов по обе стороны p - n -перехода характеризуется энергетическим равенством уровней Ферми в обеих частях материала. Таким образом, уровень Ферми при отсутствии внешнего смещения (см. рис. 3, z) будет одинаковым для n - и p -областей. При этом границы зон в приконтактной области изогнутся на величину контактной разности потенциалов, величина которой будет равна разности в положениях уровней Ферми в изолированных электронном и дырочном полупроводниках.

Внешнее смещение в пропускном направлении уменьшает внутренний потенциальный барьер на величину напряжения смещения (рис. 3, d), что создает условия для диффузии электронов и дырок в p и n -области соответственно. При этом электроны из зоны проводимости n -материала попадают в зону проводимости (т. е. в ту же самую зону) p -материала, а дырки из валентной зоны p -материала попадают в валентную же зону p -материала. Этим обычный диод отличается от туннельного диода, где, как будет показано ниже, переход носителей через потенциальный барьер связан с изменением зоны их нахождения до и после перехода, что и обуславливает ряд отличительных свойств туннельного диода.

В случае внешнего напряжения обратной полярности внутренний потенциальный барьер увеличится (рис. 3, e), препятствуя диффузии *основных носителей*, и диод будет заперт.

Основными называются носители, определяющие тип проводимости полупроводника, т. е. электроны для n -материала и дырки для p -материала. Но в каждом из этих полупроводников, кроме основных носителей, имеются еще и носители противоположного знака, которые называются *неосновными*. Это дырки в электронном полупроводнике и электроны в дырочном полупроводнике. Причиной их появления служит тепловая генерация, создающая носители обоих знаков и наличие в каждом полупроводнике, кроме определяющей примеси (донорной для n -материала и акцепторной для p -материала), еще и небольшого количества примеси противоположного характера (из-за несовершенной очистки материала). Так как для неосновных носителей обратное смещение на переходе будет пропускным, то через переход будет течь небольшой *обратный ток*, величина которого определяется концентрацией неосновных носителей в полупроводнике.

Вырожденные полупроводники.

Рассмотренные выше полупроводники, идущие на изготовление большинства обычных полупроводниковых приборов, имеют концентрацию легирующих примесей порядка $10^{14} — 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Дальнейшее повышение количества примеси приводит к качественным изменениям свойств полупроводниковых материалов, которые необходимо рассмотреть. Знание свойств таких сильнолегированных материалов очень важно, потому что они служат основой для изготовления туннельных диодов.

В обычных полупроводниках атомы примеси, произвольно расположенные в исходном материале, достаточно удалены друг от друга, так что между собой не взаимодействуют. На энергетической диаграмме это отображается расположением отдельных, не расщепленных в зону энергетических уровней электронов примесных атомов. Вследствие локализованности этих уровней электроны, находящиеся на них, не могут перемещаться по кристаллу и участвовать, таким образом, в электропроводности.

По мере увеличения концентрации примесей расстояния между их атомами уменьшаются, что увеличивает взаимодействие между ними. Это приводит к расщеплению примесных уровней в примесную зону, которая может слиться с основной зоной (зонной проводимости для примесной зоны доноров или с валентной зоной для примесной зоны акцепторов). Такое слияние зон происходит при концентрациях примеси, превышающих, некоторое критическое значение. Так, для германия значение этой концентрации составляет около $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а для кремния — $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Такие сильнолегированные полупроводники относятся к типу вырожденных, отличительной чертой которых является то, что уровень Ферми находится внутри либо зоны проводимости, либо валентной зоны.

Для определения положения уровня Ферми в вырожденном полупро-

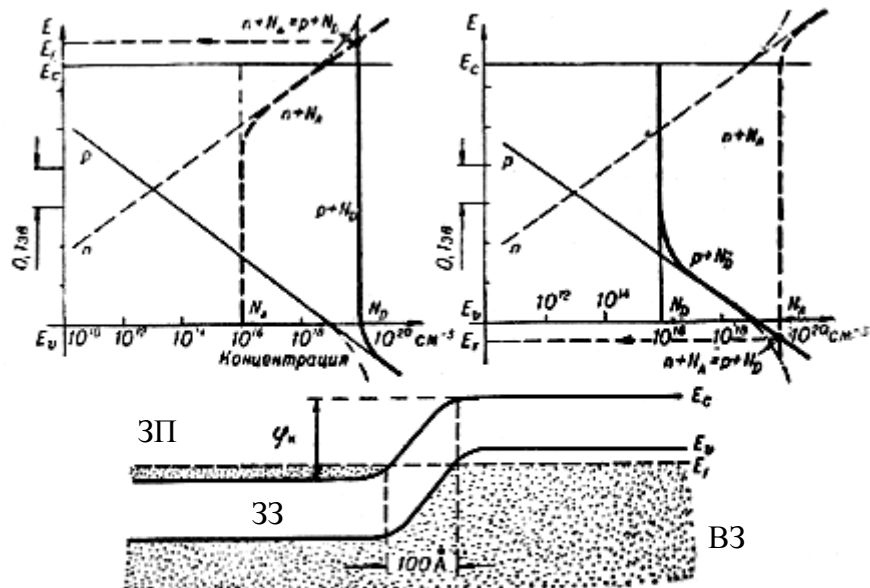


Рис. 4 Графическое определение положения уровня Ферми в вырожденных полупроводниках (влево — для *n*-материала и вправо — для *p*-материала) в зонная диаграмма туннельного перехода, образованного этими полупроводниками.

воднике можно воспользоваться тем же графическим методом по определению положения этого уровня, который был применен к обычным (невырожденным) полупроводникам. Соответствующие построения для электронного и дырочного полупроводников приведены на рис. 4. Как видно из графиков, уровень Ферми расположен внутри зоны проводимости для электронного полупроводника и внутри валентной зоны для дырочного, что характерно для вырожденных полупроводников.

Энергетическая диаграмма p - n -перехода, образованного вырожденным электронным и дырочным полупроводниками, показана на рис. 4. Так как уровни Ферми в обеих частях полупроводника в состоянии термодинамического равновесия должны сравняться, то выполнение этого условия приводит к перекрытию зон. Дно зоны проводимости электронной области получается ниже потолка валентной зоны дырочного полупроводника и, как видно из рис. 4, величина контактной разности потенциалов φ_k при контакте двух вырожденных полупроводников будет близка к ширине запрещенной зоны $E_g = (E_c - E_v)$ исходного материала [так как $(E_v - E_F) \ll E_g$ то $E_g \approx e \cdot \varphi_k$]. Ширина p - n -перехода обратно пропорциональна концентрации примесей, и при концентрациях, соответствующих вырождению ($10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$), ширина перехода получается порядка 100 \AA .

Перекрытие зон и чрезвычайно малая ширина перехода и приводят к возникновению туннельного эффекта и появлению аномалии в вольтамперной характеристике p - n -перехода, которая исследуется в этой работе.

Особенности работы, вольт – амперная характеристика туннельного диода.

Предложенный в 1958 г. японским учёным Л. Ёсаки туннельный диод изготавливается из германия или арсенида галлия с высокой концентрацией примесей ($10^{19} — 10^{20} \text{ см}^{-3}$), т. е. с очень малым удельным сопротивлением, в сотни или тысячи раз меньшим, чем в обычных диодах. Такие полупроводники с малым сопротивлением относят к классу вырожденными. Электронно-дырочный переход в вырожденном полупроводнике, как было сказано ранее, получается в десятки раз тоньше (10^{-6} см), чем в обычных диодах, а потенциальный барьер примерно в два раза выше. В обычных полупроводниковых диодах высота потенциального барьера равна примерно половине ширины запрещённой зоны, а в туннельных диодах она несколько больше этой ширины. Вследствие малой толщины перехода напряженность поля в нём даже при отсутствии внешнего напряжения достигает 10^6 В/см .

Рассмотрим процессы, происходящие в туннельном диоде и поясним его вольт-амперную характеристику.

Процессы в туннельном диоде удобно рассматривать на энергетических диаграммах, показывающих уровни энергии валентной зоны и зоны проводимости в n - и p -областях. Вследствие возникновения контактной разности потенциалов в n - p -переходе границы всех зон в одной из областей сдвинуты относительно соответствующих зон другой области на высоту потенциального барьера, выраженную в электрон-вольтах.

На рис.5.1-5.4 с помощью энергетических диаграмм изображено возникновение туннельных токов в

электронно-дырочном переходе туннельного диода. Для того чтобы не усложнять рассмотрение туннельного эффекта, диффузионный ток и ток проводимости на этом рисунке не показаны. Диаграмма рис. 5.1 соответствует отсутствию внешнего

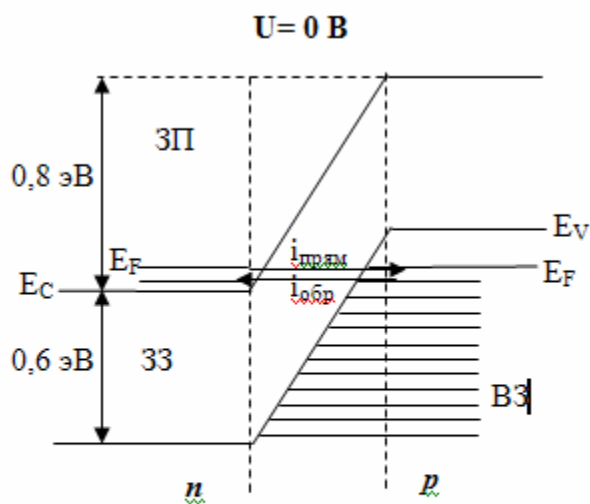


Рис. 5.1 Диаграмма туннельного диода при отсутствии внешнего напряжения.

напряжения. Высота потенциального барьера взята для примера $0,8 \text{ эВ}$, а ширина запрещенной зоны составляет $0,6 \text{ эВ}$ (типичные значения для туннельных диодов).

Горизонтальными линиями в зоне проводимости (ЗП) и в валентной зоне (ВЗ) показаны энергетические уровни, полностью или частично занятые электронами. В валентной зоне и зоне проводимости изображены также незаштрихованные горизонтальными линиями участки, которые соответствуют уровням энергии, не занятым электронами.

Как видно, в зоне проводимости полупроводника n -типа и в валентной зоне полупроводника p -типа имеются занятые электронами уровни, соответствующие одинаковым энергиям. Поэтому может происходить туннельный переход электронов из области n в область p (прямой туннельный ток i_{np}) и из области p в область n (обратный туннельный ток $i_{обp}$). Эти два тока одинаковы по значению, и результирующий ток равен нулю.

На рис. 5.2 показана диаграмма при прямом напряжении 0,1 В, за счёт которого высота потенциального барьера понизилась на 0,1 эВ и составляет 0,7 эВ. В этом случае туннельный переход электронов из области n в область p усиливается, так как в области p имеются в валентной зоне свободные уровни, соответствующие таким же энергиям, как энергии уровней, занятых электронами в зоне проводимости области n . А переход электронов из валентной зоны области p в область n невозможен, так как уровни, занятые электронами в валентной зоне области p , соответствуют в области n энергетическим уровням запрещённой зоны. Обратный туннельный ток отсутствует, и результирующий туннельный ток достигает максимума. В промежуточных случаях, например когда $U_{np}=0,05$ В, существуют и прямой и обратный туннельный токи, но обратный ток меньше прямого. Результирующим будет прямой ток, но он меньше максимального, получающегося при $U_{np}=0,1$ В.

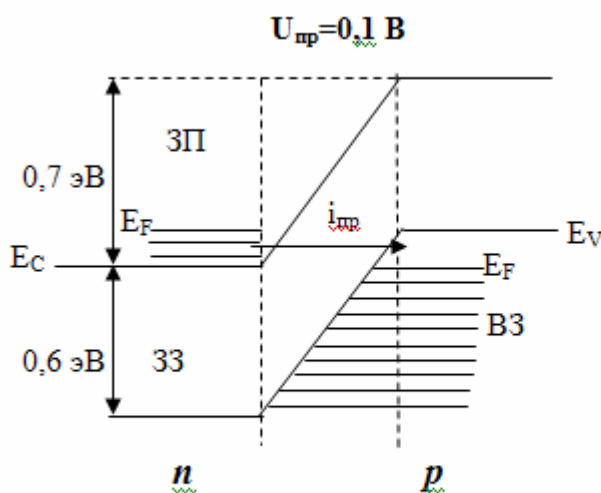


Рис. 5.2 Энергетическая диаграмма туннельного диода при $U_{np}=0,1$ В

Случай, показанный на рис. 5.3 соответствует $U_{пр} = 0,2$ В, когда высота потенциального барьера стала 0,6 эВ. При этом напряжении туннельный переход невозможен, так как уровням, занятым электронами в данной области, соответствуют в другой области энергетические уровни, находящиеся в запрещённой зоне. Туннельный ток равен нулю. Он отсутствует также и при большем прямом напряжении. Следует помнить, что при возрастании прямого напряжения увеличивается прямой диффузионный ток диода. При рассмотренных значениях $U_{пр} = 0,2$ В диффузионный ток гораздо меньше туннельного тока, а при $U_{пр} > 0,2$ В диффузионный ток возрастает и достигает значений, характерных для прямого тока обычного диода.

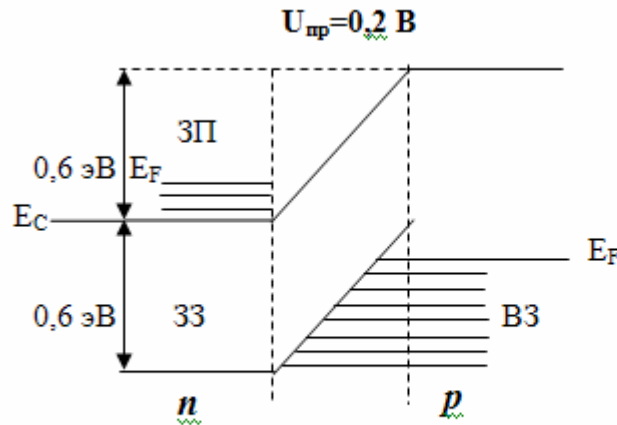


Рис. 5.3 Энергетическая диаграмма туннельного диода при $U_{пр} = 0,2$ В

На рис. 5.4 рассмотрен случай, когда обратное напряжение $U_{обр} = 0,2$ В.

Высота потенциального барьера стала 1 эВ, и значительно увеличилось число уровней, занятых электронами в валентной зоне p -области и соответствуют их свободным уровням в зоне проводимости n -области. Поэтому резко возрастает обратный туннельный ток, который получается такого же порядка, как и ток при прямом напряжении.

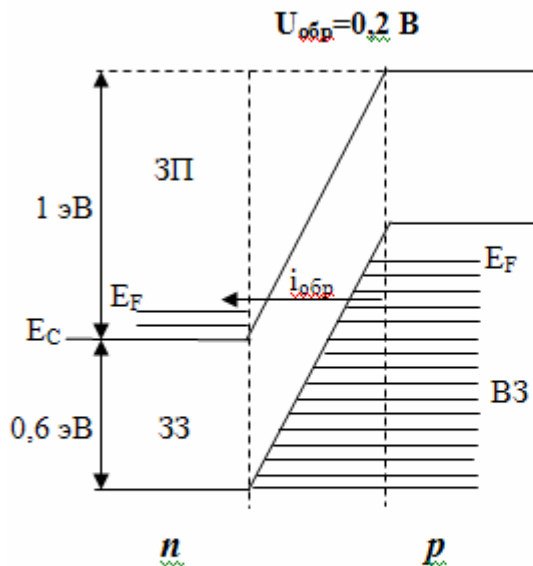


Рис. 5.4 Энергетическая диаграмма туннельного диода при $U_{обр} = 0,2$ В.

Вольт-амперная характеристика туннельного диода (рис. 5.5) поясняет рассмотренные диаграммы. Как видно, при $U=0$ ток равен нулю. Увеличение прямого напряжения до 0,1 В дает возрастание прямого туннельного тока до максимума (точка А). Дальнейшее увеличение прямого напряжения до 0,2 В сопровождается уменьшением туннельного тока. Поэтому в точке Б получается минимум тока и характеристика имеет падающий участок АБ, для которого характерно отрицательное дифференциальное сопротивление:

$$R_i = \frac{\Delta U}{\Delta I} < 0 \quad (3.1)$$

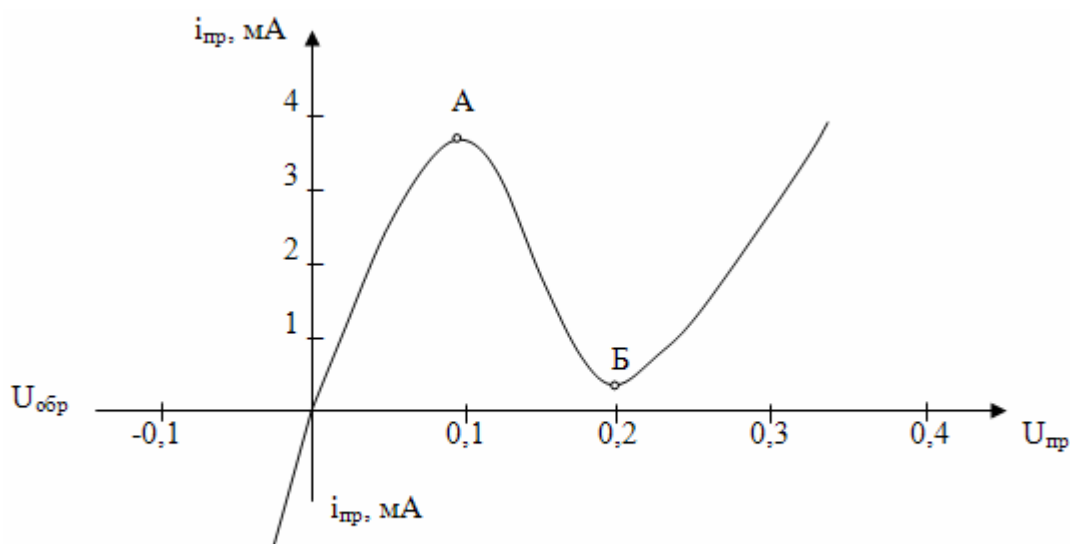


Рис. 5.5 Вольт-амперная характеристика туннельного диода.

После этого участка ток снова возрастает за счет прямого диффузионного тока. Обратный ток получается такой же, как прямой, т. е. во много раз больше, нежели у обычных диодов.

Туннельные диоды могут применяться в технике СВЧ, а также во многих импульсных радиоэлектронных устройствах, рассчитанных на высокое быстродействие. Помимо весьма малой инерционности достоинством туннельных диодов является их стойкость к ионизирующему излучению. Малое потребление энергии от источника питания также во многих случаях следует считать достоинством туннельных диодов. К сожалению, эксплуатация этих диодов выявила существенный их недостаток. Он заключается в том, что эти диоды подвержены значительному старению, то есть с течением времени их характеристики и параметры заметно изменяются, что может привести к нарушению нормальной работы того или иного устройства.

Все туннельные диоды имеют весьма малые размеры. Например, они могут быть оформлены в цилиндрических герметичных малостеклянных корпусах диаметром 3 – 4 мм и высотой около 2 мм. Выводы у них гибкие ленточные. Масса не превышает 0,15 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальная установка.

В работе исследуют вольт – амперную характеристику туннельного диода, теоретически и экспериментально определяют положение экстремальных точек на вольт – амперной характеристике. Проводят оценку энергии Ферми и

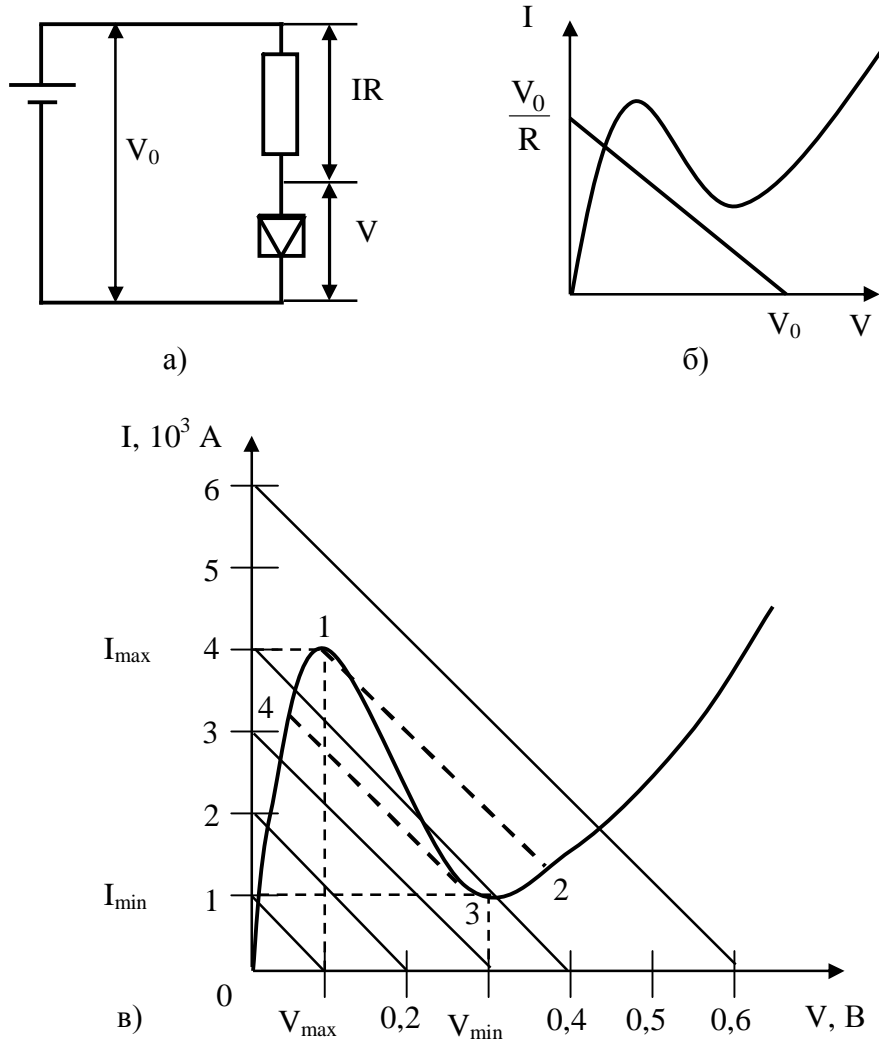


Рис. 6. Построение ВАХ ТД по его нагрузочным характеристикам: а) – принципиальная электрическая схема;

б) – нагрузочная прямая диода для данного напряжения источника питания V_0 ;

в) – семейство нагрузочных прямых

энергии, соответствующей максимумам функции плотности распределения носителей в зонах материала туннельного диода.

Снятие ВАХ ТД отличается рядом особенностей, обусловленных отрицательным динамическим сопротивлением диода на падающем участке характеристики от I_{max} до I_{min} (см. рис.5.5). Если нагрузочное сопротивление диода, т.е. общее сопротивление цепи, подключённой к диоду, включая сопротивление источника питания и измерительных приборов, больше динамиче-

ческого отрицательного сопротивления диода, то измерить ниспадающую ветвь ВАХ невозможно. Вместо статической ВАХ наблюдается кривая гистерезисного типа (точки 1–4 и штриховые прямые на рис.6в).

Для понимания особенности изменения ВАХ ТД рассмотрим схему из последовательно соединённых ТД и резистора R , показанную на рис.6а. Для того, чтобы найти ток через диод, нанесём нагрузочную прямую на ВАХ диода, как показано на рис.6б.

$$V + I \cdot R = V_0 \quad (3.2)$$

Точка пересечения нагрузочной прямой (3.2) и ВАХ показывают ток и напряжение на диоде при данном внешнем напряжении V_0 . Если плавно увеличивать внешнее напряжение V_0 , то получим семейство нагрузочных прямых, изображённых на рис.6в.

Заметим, что при увеличении V_0 от нуля до $0,3В$ нагрузочная прямая пересекает характеристику в одной точке, и ток постоянно возрастает.

В окрестности $0,4В$ нагрузочная прямая пересекает характеристику в трёх точках. При этом два решения, отвечающие внешним точкам пересечения, устойчивы, а решение, отвечающее внутренней точке, неустойчиво. При приближении V_0 к $0,5В$ нагрузочная кривая сходит с горба характеристики, и мы опять получаем одно решение. Таким образом, при плавном увеличении напряжения после прохождения точки 1 ВАХ (рис.6в) будет наблюдаться скачок тока и скачкообразный переход к точке 2 ВАХ. При плавном уменьшении напряжения аналогичный скачок произойдёт в точке 3 ВАХ, и измерить полностью ВАХ ТД при данном нагрузочном сопротивлении оказывается невозможным. Для измерения ВАХ ТД на ниспадающей ветви надо уменьшить нагрузочное сопротивление диода до такой величины, чтобы оно было меньше (по модулю) динамического отрицательного сопротивления ТД. Для этого в данном лабораторном модуле собрано специальное устройство согласования.

Подготовка к работе. Теоретический расчет параметров.

1. Изучить теорию туннельного эффекта для прямоугольного потенциального барьера, ознакомиться с теоретическими сведениями, изложенными в данном методическом руководстве.
2. Оценить энергию Ферми в материале туннельного диода исходя из следующих представлений. При $T=0$ К функция Ферми (2.1) $\omega(E, T)=1$ для всех энергий $E < E_F$. Тогда концентрация носителей заряда, согласно формуле (2.4) равна:

$$n = \int_{E_C}^{E_F} D(E) dE$$

Используя выражение (2.2) для функции $D(E)$ найдем:

$$n = \frac{1}{3\pi^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot (E_F - E_C)^{3/2}$$

Откуда получаем выражение для энергии Ферми E_F , которая отсчитывается от энергии дна зоны проводимости E_C :

$$E_F - E_C = \frac{\hbar^2 \cdot (3\pi^2 n)^{2/3}}{2m^*} \quad (4.1)$$

При расчетах следует брать типичное значение концентрации электронов и дырок $n \sim 3 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$. **В качестве эффективной массы электрона m^* можно взять обычную массу покоя электрона $m = 0,91 \cdot 10^{-30} \text{ кг}$.**

3. Найти энергию E_m , соответствующую максимуму функции распределения электронов в зоне проводимости. Это можно сделать, исследовав на экстремум функцию (2.2а). Этот анализ довольно трудоемок, поэтому здесь приводим сразу конечный результат:

$$E_F - E_m \approx 1,1kT \quad (4.2)$$

4. Оценить значения U_{max} и U_{min} вольт – амперной характеристики туннельного диода с помощью формул:

$$U_{max} \approx \frac{\alpha \cdot (E_F - E_m)}{e}; \quad (4.3)$$

$$U_{min} \approx \frac{\alpha \cdot (E_F - E_C)}{e} \quad (4.3a)$$

Значения коэффициента α принять равным $\alpha = 2$.

5. Используя **типичные параметры для туннельного диода**: ширина запрещенной зоны $E_g \approx 0,67$ эВ, толщина перехода $a \approx 2$ нм, площадь перехода $S \approx 10^{-3} \text{ см}^2 = 10^{-7} \text{ м}^2$, по формуле (1.13) оценить вероятность туннельного перехода электронов через потенциальный барьер. Энергию частицы принять равной $E = E_m - E_C = (E_F - E_C) - 1,1kT$. Высоту барьера определить выражением $U = 2 \cdot (E_F - E_C) + E_g$. Точное решение уравнения Шредингера для потенциальной ступеньки рис. 1.1 дает следующее выражение для коэффициента D_0 :

$$D_0 = 16 \frac{E}{U} \cdot \left(1 - \frac{E}{U} \right) \quad (4.4)$$

где E – энергия частицы, U – высота барьера. Таким образом, окончательный вид формулы для расчета коэффициента прохождения D :

$$D = 16 \frac{E}{U} \cdot \left(1 - \frac{E}{U} \right) \cdot \exp \left(-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U - E)} \right) \quad (4.5)$$

При расчетах принять значение ширины барьера $a = 2$ нм, ширину запрещенной зоны $E_g = 0,67$ эВ.

6. Оценить ток в максимуме вольт – амперной характеристики туннельного диода по формуле:

$$I_{\max} = eSnD \sqrt{\frac{(E_m - E_C)}{2m}} \quad (4.6)$$

Площадь перехода S принять равной $S = 10^{-3} \text{ см}^2 = 10^{-7} \text{ м}^2$.

Порядок выполнения. Проведение эксперимента.

1. Ознакомится с принципиальной блок схемой устройства, изображенной на рис. 7. Напряжение от ИСИП +12 V поступает через ограничивающий резистор на туннельный диод марки ГИ 305А. Кнопка «СТАРТ» служит для включения измерительных устройств

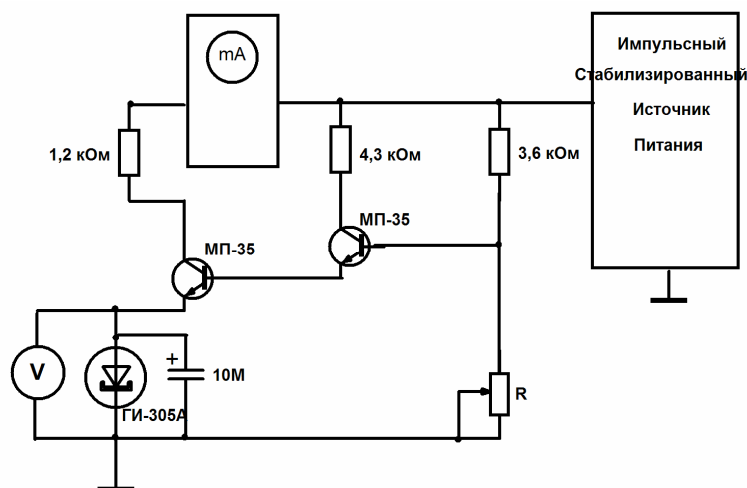


Рис. 7. Схема эксперимента.

и начала проведения эксперимента. Для изменения подаваемого на туннельный диод напряжения служат кнопки «+» «-» (на рис.7 обозначены как переменный резистор R), для измерения напряжения на туннельном диоде и тока через диод служит специально собранный Цифровой Измерительный Прибор (ЦИП). Схема рис. 7 является упрощенной, принципиальную схему установки, включая цепь согласования, можно найти в паспорте к модулю ФКЛ-5.

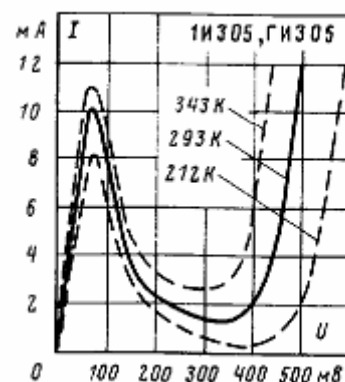


Рис. 8 Справочная характеристика туннельного диода ГИ305

2. Включить установку в сеть напряжением ~220 В.
3. Поставить переключатель K на панели модуля в положение «ВКЛ». При этом должен загореться индикатор «СЕТЬ» на панели устройства. Для начала проведения эксперимента нажать кнопку «СТАРТ».
4. Изменяя кнопками «+» «-» напряжение, подаваемое на туннельный диод, и, контролируя это значение и значение тока, измеряемые цифровым индикатором, **показания которого индуцируются в mV и mA**, снять вольт-амперную характеристику диода. Шаг изменения напряжения по возможности делать как можно меньше. Особое внимание обращать на фиксацию результатов в экстремальных точках.

5. По результатам измерений п.4 построить на миллиметровой бумаге график зависимости тока туннельного диода от напряжения (ВАХ) и сравнить полученную вами зависимость со справочной на рис. 8.
6. Из графика найти экспериментальные значения U_{max} , U_{min} и I_{max} .
7. По полученным экспериментально результатам оценить положение уровня Ферми. Формулу для расчета получаем из формулы 4.3а:

$$(E_F - E_C)_{\text{эксперим.}} = \frac{eU_{\min}}{2} \quad (5.1)$$

8. Определить энергию, соответствующую максимуму функции распределения электронов в зоне проводимости. Формулу для расчета получаем из формулы 4.3:

$$(E_F - E_m)_{\text{эксперим.}} = \frac{eU_{\max}}{2} \quad (5.2)$$

9. Определить вероятность туннелирования электронов через p-n переход. Формулу для расчета получаем из формулы (4.6), где $(E_m - E_C)_{\text{эксперим.}} = (E_F - E_C)_{\text{эксперим.}} - (E_F - E_m)_{\text{эксперим.}}$:

$$D_{\text{эксперим.}} = \frac{I_{\max}}{eSn \sqrt{\frac{(E_F - E_C)_{\text{эксперим.}} - (E_F - E_m)_{\text{эксперим.}}}{2m}}} \quad (5.3)$$

10. Результаты всех измерений, теоретических вычислений и экспериментальных данных занести в таблицы. Значение энергии в Дж для удобочитаемости результата следует перевести в эВ ($1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж):

табл. 1 вольт амперная характеристика диода

U, B
I, A

$$U_{\max} = \dots B; \quad U_{\min} = \dots B; \quad I_{\max} = \dots A$$

табл. 2 результаты измерений и вычислений

	Теоретический расчет	Экспериментальный результат
$E_F - E_C$		
$E_F - E_m$		
U_{\max}		
U_{\min}		
D		
I_{\max}		

Контрольные вопросы.

1. В чем состоит физическое явление, называемое туннельным эффектом?
2. Рассмотреть поведение классической и квантовой частицы при прохождении прямоугольного потенциального барьера (рис. 1.1). В чем различие в их поведении?
3. Получить формулу для коэффициента отражения R и прохождения D прямоугольного потенциального барьера. Могут ли эти коэффициенты быть больше единицы? Почему? Оценить вероятность прохождения через барьер толщиной $a \sim 1$ нм и энергией $U_0 \sim 2$ эВ двух частиц – протона и электрона, обладающих одинаковой энергией $E \sim 1,5$ эВ. Вероятность прохождения какой частицы больше?
4. Какой физический смысл функции Ферми-Дирака (2.1)? Что такое энергия Ферми? Какие выделяют энергетические зоны в твердом теле?
5. Пояснить поведение функции Ферми при различных температурах (рис. 2).
6. Из-за чего возникает необходимость во введении функции $D(E)$ – функцией плотности энергетических состояний?
7. Объяснить механизм образования двойного электрического слоя при контакте полупроводников p и n типа.
8. Объяснить принцип работы обычного полупроводникового диода исходя из представлений зонной теории твердых тел. Почему p - n переход пропускает ток только в определенном направлении?
9. Что такое вырожденные полупроводники? Чем они отличаются от невырожденных?
10. К какому классу полупроводников относится туннельный диод? Что приводит к возникновению туннельного эффекта в полупроводниковом туннельном диоде?
11. Объяснить вольт - амперную характеристику туннельного диода (рис.5.5), исходя из зонной теории. Какая особенность наблюдается в прямой ветви вольт - амперной характеристики?
12. Где в области техники могут применяться туннельные диоды?

13. Объяснить особенность снятия вольт – амперной характеристики туннельного диода и причину возможного появления гистерезиса на ВАХ (рис. 6).
14. Объяснить возможные причины расхождения результатов, полученных теоретическим расчетом, с экспериментальными данными, полученными с помощью ВАХ туннельного диода.

Использованная литература.

1. **И.В. Боднарь, Л.Г. Березуцкий** «Методическое пособие к лабораторным работам по курсу ФХОМКиТ РЭС и ЭВС». Мн.; БГУИР, 1997 г.
2. **Б. Ф. Алексеев, К. А. Барсуков** «Лабораторный практикум по физике: Учебное пособие для студентов вузов», М., Высш. шк., 1988 г.
3. **К. А. Барсукова, Ю. И. Уханова** «Лабораторный практикум по физике», М., Высш. шк. 1988 г.
4. **И.В. Боднарь, Л.Г. Березуцкий** «Методическое пособие для самостоятельной работы студентов по курсу ФХОМКиТ РЭС и ЭВС. Раздел «Контактные явления»». Мн.; БГУИР, 1998 г.
5. **Г.И. Епифанов, Ю.А. Мома** «Физические основы конструирования и технологии РЭА и ЭВА». М.; «Советское радио», 1979 г.
6. **И.П. Жеребцов** «Основы электроники». Ленинград, «Энергоатомиздат», 1985 г.
7. **Ю. Н. Колмаков** «Основы квантовой теории и атомной физики», ТулГУ, Тула, 2003 г.
8. **В.В. Новиков** «Теоретические основы микроэлектроники». М.; «Высшая школа», 1972 г.
9. **К.В. Шалимова** «Физика полупроводников». М.; «Энергия», 1976 г.
10. **Под редакцией Г.Г. Шишкина** «Электронные приборы». М.; «Энергоатомиздат», 1989 г.
11. **А.А. Штернов** «Физические основы конструирования, технологии РЭА и микроэлектроники». М.; «Радио и связь», 1981 г.