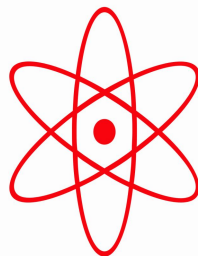


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОР-
НОЙ РАБОТЫ



ФКЛ-18

**ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА. ИЗУЧЕНИЕ
ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ P-N ПЕРЕХОДА.**

Тула, 2008 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА.

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА. ИЗУЧЕНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ P-N.

Цель работы: ознакомиться с основными параметрами и характеристиками полупроводниковых выпрямительных диодов, экспериментально исследовать вольтамперную характеристику (ВАХ) и возможности применения диодов в электронных схемах.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Основы зонной теории твердых тел.

В металлах и полупроводниках электроны внешних оболочек атомов отрываются от ядер и приобретают способность перемещаться внутри объема образца. Такие электроны называют электронами проводимости. Электроны проводимости обладают рядом свойств, отличающих их от электронов, движущихся в свободном пространстве. Например, у них иная масса. Возникновение новых свойств обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, твердое тело для электронов проводимости является "потенциальным ящиком". Следствием этого факта является квантования импульса и энергии электрона проводимости в твердом теле. Во-вторых, потенциальный рельеф электрического поля ионов, в котором движутся электроны проводимости, не является гладким и представляет собой сложное пространственное расположение лагун и впадин (см. рис.1).

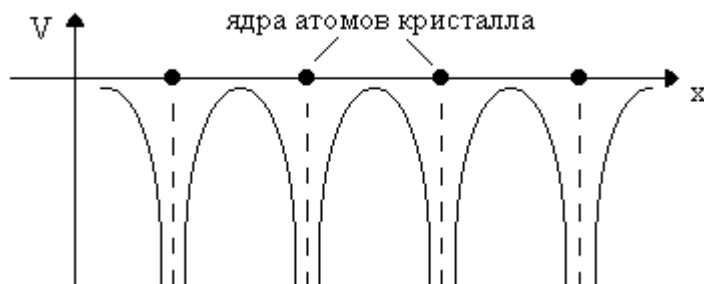


Рис.1. Периодический потенциал электрического поля, в котором движется электрон проводимости в кристалле. Для наглядности изображена модель одномерного кристалла, состоящего из цепочки одинаковых атомов.

Взаимодействие электрона проводимости с кристаллическим потенциалом приводит к изменению массы электрона и образованию энергетических зон. Расстояние между соседними подуровнями внутри энергетической зоны очень мало и составляет около 10^{-12} эВ.

В металлах валентная зона заполнена не полностью и остается много близко расположенных свободных уровней. Электроны проводимости легко перемещаются, изменяя свой суммарный импульс. Поэтому металлы характеризуются малыми значениями электрического сопротивления. Валентную зону в металлах называют зоной проводимости

Иная картина заполнения зон реализуется в полупроводниках. В чистых полупроводниках при $T = 0$ К валентная зона полностью занята, а соседняя свободная зона отделена от валентной зоны энергетической щелью, называемой запрещенной зоной. Ширина запрещенной зоны E_c составляет при температуре $T=300$ К у кремния $E_c=1,14$ эВ, у германия – $E_c=0,67$ эВ. Поэтому при низких температурах ($kT \ll E_c$, где k - постоянная Больцмана) полупроводники плохо проводят электрический ток.

При более высоких температурах термическое возбуждение переводит часть электронов из валентной зоны в ближайшую свободную зону. Электроны, попавшие в свободную зону, легко перемещаются по кристаллу и возникает электронная проводимость полупроводника. Потому в полупроводниках свободную зону, ближайшую к валентной, называют зоной проводимости.

Вклад в проводимость чистых полупроводников вносят в равной степени как термические электроны, так и дырки - свободные места остающиеся в валентной зоне. Перемещение дырки в валентной зоне эквивалентно перемещению в пространстве положительного заряда. Такая проводимость называется дырочной.

В условиях теплового равновесия распределение электронов по энергиям описывается **распределением Ферми - Дирака**:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - \mu) / kT]} \quad (1)$$

В этой формуле E - энергия электрона, k - постоянная Больцмана, T - температура в градусах Кельвина, μ - энергия Ферми или электрохимический потенциал электронного газа.

Функция Ферми (1) определяет вероятность того, что уровень с энергией E занят электроном. Распределение Ферми-Дирака обобщает принцип Паули на случай отличных от нуля температур.

При $T = 0$ К график функции Ферми имеет вид прямоугольной ступеньки, показанной на рис.2а. В металлах занятый уровень с наибольшим значением энергии называют **уровнем Ферми**, а величина его энергии - энергией Ферми ε_F при нуле градусов Кельвина. Для большинства материалов значение ε_F составляет (1-10) эВ. Соответствующая этим энергиям температура $T_F = \varepsilon_F / k$ называется температурой Ферми и составляет десятки тысяч градусов.

С увеличением температуры край ступеньки размывается (см. рис. 2б). При энергии, равной химическому потенциалу, значение функции Ферми $f(E)$ равно 0,5. Ширина размытия ступеньки составляет по порядку величины kT .

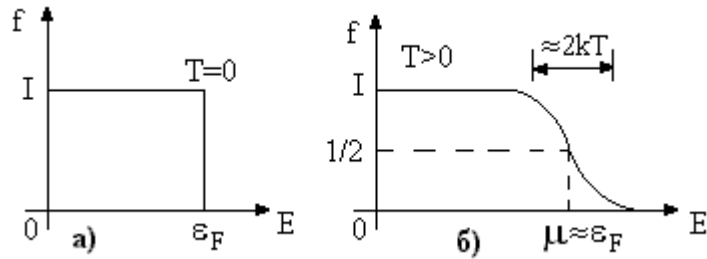


Рис.2. Графики функции Ферми при различных температурах.

Для температур во много раз меньших T_F зависимостью энергии Ферми от температуры можно пренебречь. В тепловое движение вступают только электроны расположенные на уровнях вблизи энергии Ферми. Их относительное количество, пропорциональное отношению T / T_F , очень мало и электронный газ называют вырожденным.

В чистом полупроводнике энергия Ферми располагается посередине щели, разделяющей валентную зону и зону проводимости. Поэтому в полупроводниках, в отличие от металлов, понятие – уровень Ферми не имеет прямого смысла и используется как способ задания положения функции распределения на энергетической оси. Отсчитывать энергию носителей тока в полупроводнике принято от вершины валентной зоны (см. рис.3).

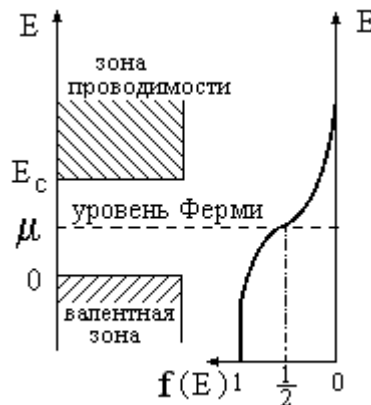


Рис.3. Расположение уровня Ферми и функция распределения электронов в чистом полупроводнике.

Вычислим для комнатной температуры значение функции $f(E)$ вблизи нижнего края зоны проводимости у германия. Подставляя в формулу (1) значения $(E_c - \mu) = 0,5 E_c = 0,34$ эВ и замечая, что при комнатных температурах $kT = (1/40)$ эВ, найдем:

$$f_{\text{герм}} \approx \exp\left(-\frac{E_c - \mu}{kT}\right) = \exp(-0,34 \cdot 40) \approx 5,6 \cdot 10^{-7}.$$

У кремния значение $f(E_c)$ оказывается еще на три порядка меньше. Таким образом, доля электронов, принимающих участие в собственной проводимости полупроводников, при комнатной температуре очень мала.

Рассмотрим теперь полупроводник n-типа, то есть полупроводник, в который введены доноры – примесные атомы, создающие дополнительные "локальные" уровни в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости, как это изображено на рис.4а. Донорами являются обычно внедренные в кристалл атомы пятой группы периодической системы Д.И. Менделеева.

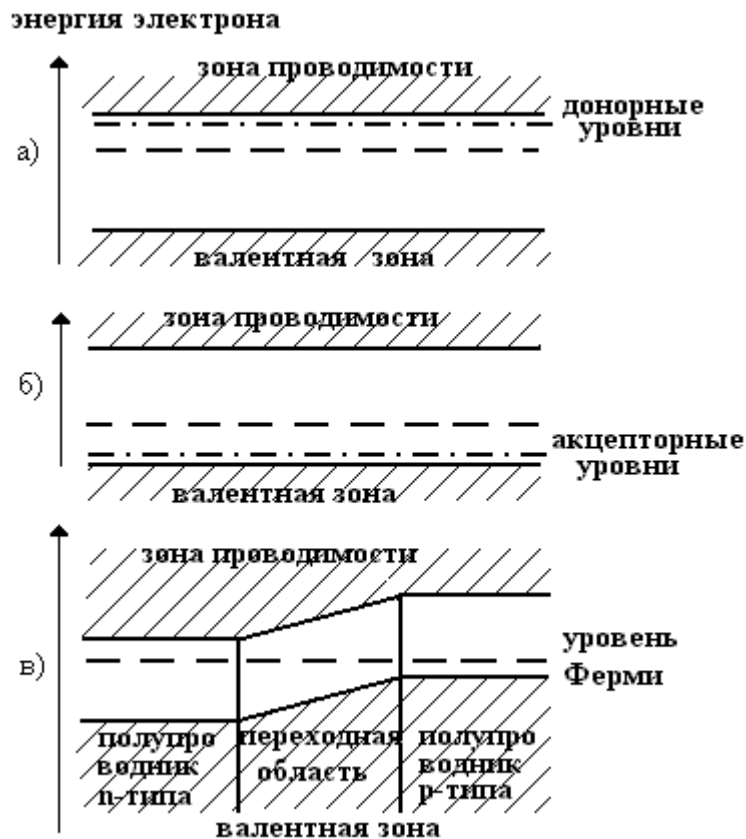


Рис.4. Энергетическая схема полупроводника: а) n-типа; б) p-типа; в) n-p-перехода, находящегося в тепловом равновесии.

При очень низких температурах локальные уровни заполнены электронами, принадлежащими донорным атомам. Энергия донорных уровней столь мало отличается от энергии уровней, находящихся около дна проводящей зоны, что при комнатных температурах функция Ферми на этом расстоянии почти не меняется. В то же время количество уровней в зоне проводимости на много порядков превосходит количество донорных уровней (числа уровней относятся, грубо говоря, как плотности примесных и основных атомов). Поэтому донорные уровни при комнатных температурах опустошаются, а электроны с них переходят в зону проводимости. Проводимость примесного полупроводника n-типа практически является электронной.

В полупроводник вводят не только донорные, но и акцепторные примеси. Это делается путем внедрения атомов третьей группы периодической системы. Атомы третьей группы создают в запрещенной зоне локальные уровни вблизи верхнего края валентной зоны (рис.4б), которые при низких

температурах оказываются пустыми. При комнатных температурах эти уровни заполняются электронами, переходящими из валентной зоны. В валентной зоне возникает при этом дырочная проводимость. Такие полупроводники называются полупроводниками р-типа.

Обозначим равновесную концентрацию электронов (то есть число электронов в единице объема) в зоне проводимости через n , а концентрацию дырок в валентной зоне – p . При обычных температурах для германия и кремния выполняется неравенство: $E_c \gg kT$. Можно показать, что тогда концентрация электронов в зоне проводимости равна:

$$n = 2 \left(\frac{m_e kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_c - \epsilon_F}{kT}\right), \quad (2)$$

а концентрация дырок в валентной зоне:

$$p = 2 \left(\frac{m_p kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon_F}{kT}\right). \quad (3)$$

Здесь m_e , m_p – эффективные массы электронов и дырок соответственно.

Найдем произведение концентрации электронов в зоне проводимости на концентрацию дырок в валентной зоне. Из (2) и (3) получаем:

$$n \cdot p = 4 \left(\frac{kT}{2\pi \hbar^2} \right)^3 \cdot (m_e m_p)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_c}{kT}\right) \quad (6)$$

Произведение np , как видно, не зависит от положения уровня Ферми и полностью определяется температурой T , эффективными массами носителей тока и шириной запрещенной зоны E_c . Соотношение (6) справедливо и при внедрении в полупроводник примесей, не зависимо от их типа и количества.

Вычислим теперь отношение концентрации носителей. Имеем:

$$\frac{n}{p} = \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{3/2} \cdot \exp\left[\frac{2\epsilon_F - E_c}{kT}\right]. \quad (7)$$

Носители заряда, число которых в кристалле преобладает, называются основными носителями, а носители, содержащиеся в меньшем количестве не основными. В полупроводниках n-типа основными носителями являются электроны, а в полупроводниках р-типа – дырки. Формула (7) позволяет

оценить положение уровня Ферми в полупроводниках n- и p-типов. Будем считать, что массы электронов и дырок одинаковы. Тогда из (7) находим:

$$e_F = \frac{E_c}{2} + kT \cdot \ln\left(\frac{n}{p}\right). \quad (8)$$

Из (8) следует, что в чистых полупроводниках, когда $n=p$, энергия Ферми находится по середине запрещенной зоны. В полупроводнике n-типа электронная концентрация больше дырочной и энергия Ферми смещена к зоне проводимости: $e_F > E_c / 2$. Для полупроводников с дырочной проводимостью: $p > n$, энергия Ферми сдвинута вниз к валентной зоне.

Приведем полупроводники n- и p-типа в соприкосновение друг с другом. В момент установления контакта происходит встречная диффузия основных носителей тока через пограничный слой; при этом дырки и электроны рекомбинируют друг с другом.

Вблизи перехода в n-области положительные ионы донорной примеси, заряд которых теперь не компенсируется электронами, образуют положительный пространственный заряд. Соответственно в p-области отрицательные ионы акцепторной примеси, заряд которых теперь не компенсируется дырками, образуют отрицательный заряд. Таким образом возникает контактная разность потенциалов - потенциальный барьер, препятствующий дальнейшей диффузии основных носителей.

Равновесие наступает при такой высоте потенциального барьера, когда положения уровней Ферми в обеих областях совпадают, как это изображено на рис.4в. В области n-p перехода возникает слой, обедненный носителями тока.

Существование обедненного слоя можно понять из рассмотрения рис.4в. В n-области уровень Ферми располагается далеко от валентной зоны и поблизости от зоны проводимости. Вероятность заполнения уровней валентной зоны близка к единице, а вероятность заполнения уровней зоны проводимости заметно отлична от нуля. В этой области много электронов и мало дырок. В p-области наблюдается обратная картина. В области n-p перехода уровень Ферми проходит вдалеке как от валентной зоны, так и от зоны проводимости. Эта область поэтому бедна как электронами, так и дырками (см. рис.5) и обладает большим электрическим сопротивлением.

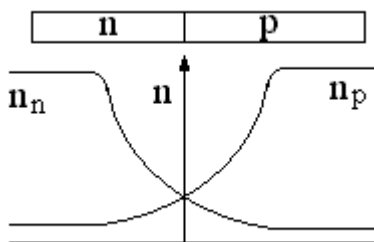


Рис.5 Концентрация электронов и дырок в области n - p - перехода.

Оценим разность потенциалов, возникающую в области n-p перехода. При расчете будем для определенности считать что концентрации доноров в n-области и акцепторов в p-области равны друг другу. При равной концентрации акцепторов и доноров смещение уровня Ферми вверх в n-области равно смещению этого уровня вниз в p-области. Разность потенциалов φ в области n-p перехода поэтому равна:

$$e\varphi = 2 \left(e_F - \frac{1}{2} E_C \right) = 2 e_F - E_C . \quad (9)$$

В формуле (9) энергия уровней, как обычно, отсчитывается от верхнего края валентной зоны. Величина $0,5E_C$ определяет несмещенное положение уровня Ферми.

Подставим (9) в (7):

$$\frac{n}{p} = \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{3/2} \cdot \exp \left[\frac{e\varphi}{kT} \right] . \quad (10)$$

Логарифмируя (10), находим искомую разность потенциалов φ :

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{n}{p} \cdot \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2} \right] . \quad (11)$$

При $T = 300\text{K}$ величина контактной разности потенциалов может составлять $0,35\text{В}$ у германиевого перехода и $0,7\text{В}$ у кремниевого. Эта разность потенциалов приложена к тонкому переходному слою толщиной порядка 10^{-5}см .

Можно показать, что суммарный ток электронов и дырок, протекающих через диод, равен:

$$I = A \cdot \exp \left(-\frac{e\varphi}{kT} \right) \cdot \left[\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right] \approx I_0 \left(\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right) . \quad (12)$$

Температурное изменение коэффициента A определяется тепловой скоростью носителей тока, которая пропорциональна корню квадратному от абсолютной температуры T , U - напряжение на диоде. В данной работе $A = \text{const}$, т.к. вольтамперная характеристика снимается при комнатной температуре $T \approx 300\text{ K}$.

Нелинейный характер вольтамперной характеристики n-p перехода позволяет использовать его для выпрямления переменного тока (полупроводниковые диоды). В качестве полупроводниковых диодов используются как переходы, образованные полупроводниками n- и p-типа, так и контакты металла с полупроводником. В последнем случае весь объемный заряд в области перехода сосредоточен в полупроводнике. Выражение (12) справедливо и для контакта металл-полупроводник.

Материалом для выпрямительных диодов служат германий и кремний. Диоды выпускаются на токи от нескольких миллиампер до сотен ампер. Для германиевых p - n переходов предельная рабочая температура 75°C , а для кремниевых 150°C .

Выпрямительные свойства p - n перехода.

Важнейшим свойством p - n перехода является следующее: p - n переход обладает односторонней проводимостью. Рассмотрим физические процессы, позволяющие объяснить это свойство p - n перехода. На рис.6а изображены графики зависимости концентрации электронов (пунктирная кривая) и дырок (сплошная кривая) от пространственной координаты « x » для случая, когда полупроводники с разным типом проводимости ещё не приведены в контакт. Ось « x » направлена перпендикулярно к плоскости контакта. В полупроводнике P -типа дырки являются основными носителями тока и их концентрация (N_D)

на несколько порядков больше концентрации электронов (N_A), в полупроводнике n -типа соотношение между N_D и N_A — обратное ($N_A \gg N_D$).

Если « P » и « n »-области привести в контакт, то электроны и дырки из своих областей начнут диффундировать навстречу друг другу и рекомбинировать между собой. В результате их взаимной рекомбинации в узком слое контакта возникает слой с малой концентрацией носителей тока, т.е. с высоким сопротивлением. Эта область контакта толщиной d называется запирающим слоем.

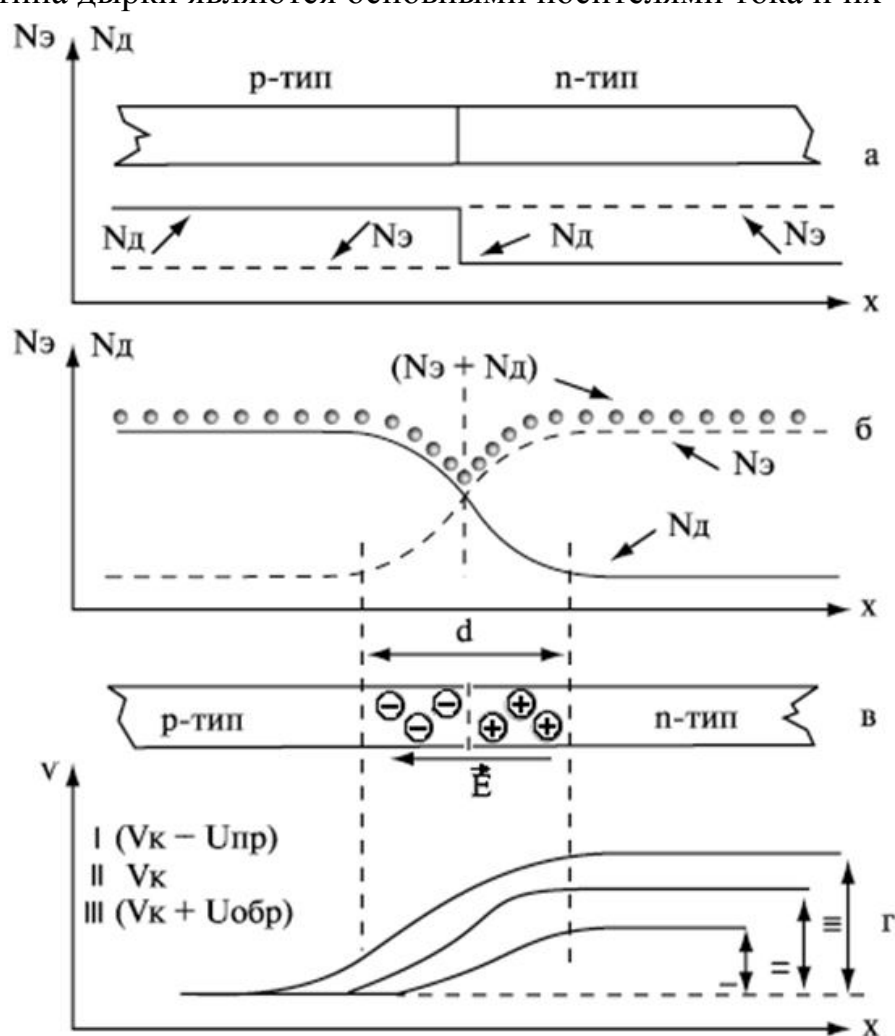


Рис.6 Выпрямляющее действие p - n перехода:

N_A , N_D — концентрация электронов и дырок вдоль оси x ;
 $\vec{E}$ — напряженность электрического поля в p - n переходе;
 $\ominus, \oplus$ — условное обозначение ионов акцепторов и донорных примесей, создающих пространственный заряд в p - n переходе;
 V_K — контактная разность потенциалов в p - n переходе в отсутствии внешнего поля

На рис.6б сплошная кривая показывает изменение концентрации дырок в $P-n$ переходе: концентрация дырок уменьшается от её значения в P -области полупроводника до её значения в n -области, где дырки являются неосновными носителями. Третья кривая на рисунке показывает суммарную концентрацию носителей тока.

В n -области контакта в результате ухода электронов с доноров остаются нескомпенсированные положительно заряженные ионы примесей, образующие слой с положительным объемным зарядом. Аналогично этому, в P -области после ухода дырок образуется слой отрицательного заряда (рис.3в). В результате в области $P-n$ перехода возникает электрическое поле с напряженностью E и контактная разность потенциалов (далее принято обозначение $V_k \equiv \varphi$). Это поле, являясь внутренним полем $P-n$ перехода, направлено от n -области к P -области и препятствует дальнейшей диффузии основных носителей тока. Это происходит в результате того, что для проникновения дырки из P -области в n -область необходимо преодолеть потенциальный барьер, равный eV_k , где e – элементарный электрический заряд, и только небольшая часть дырок обладает достаточной тепловой энергией для такого перехода. Ток основных носителей через $P-n$ переход называется диффузионным током или током рекомбинации.

Для неосновных носителей тока электрическое поле $P-n$ перехода не является препятствием, и они свободно перемещаются (дрейфуют) в области $P-n$ перехода под действием его электрического поля. Ток неосновных носителей через $P-n$ переход называется дрейфовым током или током генерации.

Направление в $P-n$ переходе от P -области к n -области называется прямым направлением, противоположное направление называется обратным направлением.

В отсутствии внешнего электрического поля имеет место динамическое равновесие между токами через $P-n$ переход: диффузионный ток основных носителей, текущий в прямом направлении, равен дрейфовому току, текущему в обратном направлении. Дрейфовый ток представляет собой обратный ток $P-n$ перехода.

При приложении к $P-n$ переходу внешнего напряжения баланс между прямым и обратным токами нарушается, причем характер изменений существенно зависит от полярности приложенного напряжения. Если внешнее напряжение приложено в прямом направлении – против контактной разности потенциалов V_k , то потенциальный барьер для диффузионного тока основных носителей уменьшится до величины $e(V_k - U)$ (рис.6г), что приводит к резкому (экспоненциальному) увеличению тока через $P-n$ переход.

Если внешнее напряжение приложено в обратном направлении, то потенциальный барьер в $P-n$ переходе для основных носителей увеличивает-

ся, и они не могут его преодолеть. Через $p-n$ переход идет только слабый обратный ток, определяемый существованием небольшого количества неосновных носителей тока. Концентрация неосновных носителей тока не зависит от внешнего напряжения. Обратный ток слабо зависит от величины обратного напряжения. Это означает, что сопротивление $p-n$ перехода в обратном направлении увеличивается в $10^3 \div 10^5$ раз по сравнению с его сопротивлением в прямом направлении. Так объясняется односторонняя проводимость $p-n$ перехода и связанное с ней выпрямляющее действие $p-n$ перехода.

На рис.6г изображено изменение скачка потенциала в $p-n$ переходе и толщина $p-n$ перехода в зависимости от полярности приложенного напряжения.

Технические сведения. Особенности вольт амперной характеристики $p-n$ перехода.

Структура полупроводникового диода с электронно-дырочным переходом и его условное графическое обозначение приведены на рис. 7, а, б.

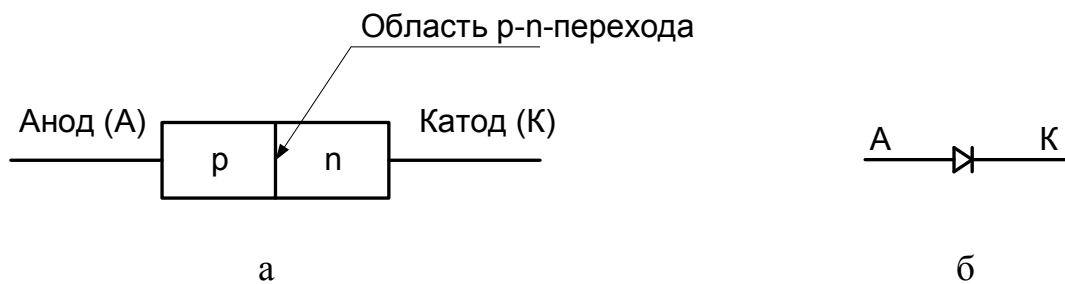


Рис. 7

Буквами p и n обозначены слои полупроводника с проводимостями соответственно p -типа и n -типа. В зависимости от основного назначения и вида используемого явления в $p-n$ -переходе различают шесть основных функциональных типов электропреобразовательных полупроводниковых диодов: выпрямительные, высокочастотные, импульсные, туннельные, стабилитроны, варикапы. Каждый тип диода содержит ряд типоминималов, регламентированных соответствующим ГОСТом.

На рис. 8 представлены структуры планарно-эпитаксиального (а) и сплавного (б) диодов. База и эмиттер образуют омические переходы (контакт) с электродами. К электродам подсоединены металлические выводы, посредством которых диод включается в цепь.

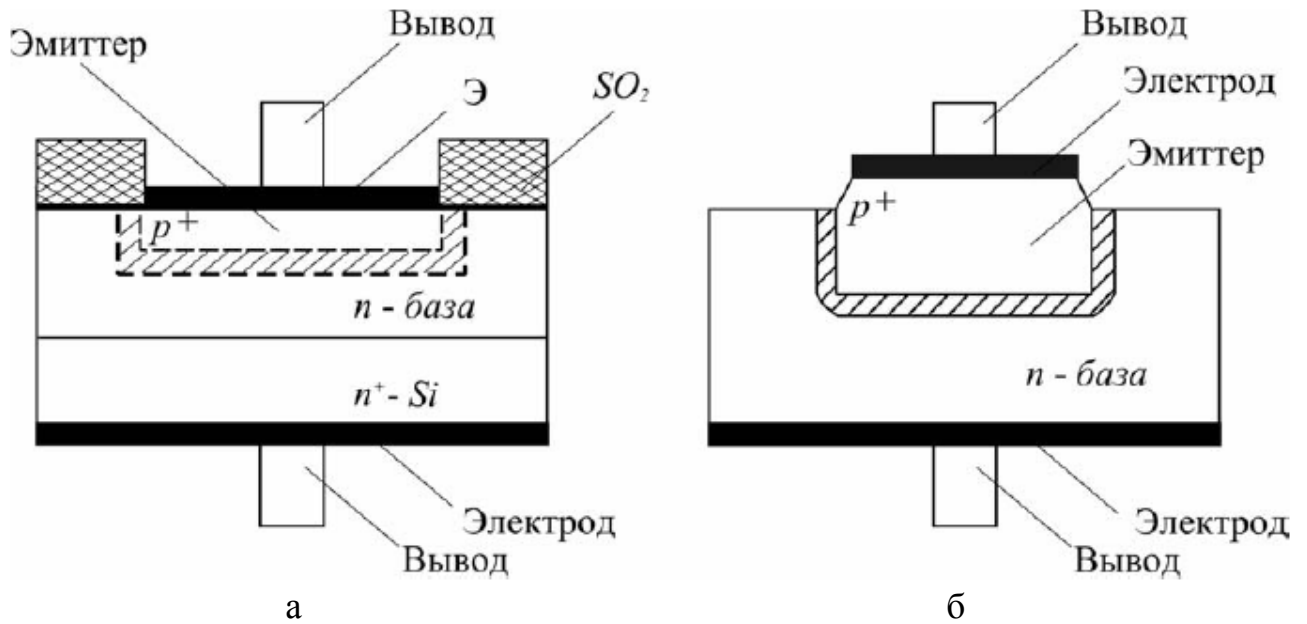


Рис. 8

Основной характеристикой полупроводниковых диодов служит вольт-амперная характеристика. В отличие от характеристики идеального $p-n$ -перехода (пунктирная кривая на рис. 9,а), характеристика реального диода (сплошная кривая на рис. 9,а) в области прямых напряжений U располагается несколько ниже из-за падения части приложенного напряжения на объёмном сопротивлении базы диода r .

Уравнение вольт-амперной характеристики имеет вид (12):

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{U}{\varphi_T} \right) - 1 \right],$$

где U - напряжение на $p-n$ -переходе; I_0 - обратный (или тепловой) ток, $\varphi_T = \frac{kT}{e}$ - температурный потенциал электрона.

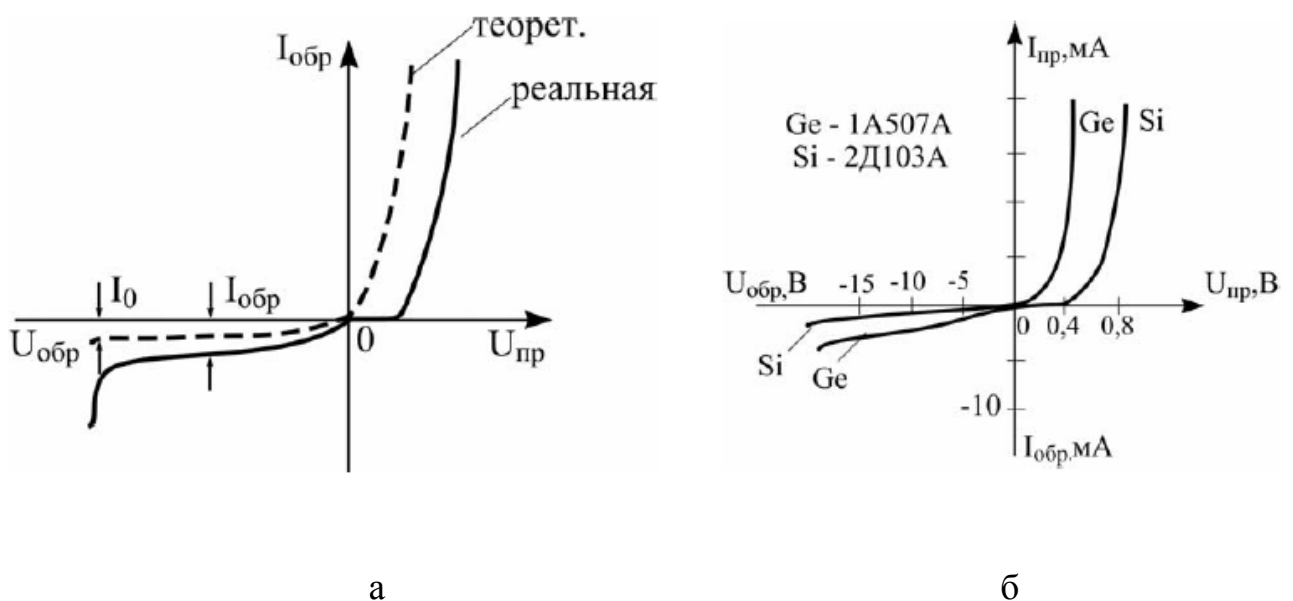


Рис. 9

В области обратных напряжений можно пренебречь падением напряжения в объёме полупроводника. При достижении обратным напряжением определённого критического значения ток диода начинает резко возрастать. Это явление называют пробоем диода.

Различают два основных вида пробоя электронно-дырочного перехода: электрический и тепловой. В обоих случаях резкий рост тока связан с увеличением числа носителей заряда в переходе. Электрический пробой бывает двух видов - лавинный и туннельный.

Полупроводниковые диоды отличаются друг от друга материалом полупроводника. Наиболее часто в них используют германий или кремний. Вольт-амперные характеристики кремниевого и германиевого диодов представлены на рис. 9,б.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Определение основных параметров р-п перехода.

На рис. 10 показана реальная ВАХ полупроводникового диода с р-п переходом (масштабы разные для прямой и обратной ветвей ВАХ как для напряжения так и для тока). Штрих пунктирной линией показана кривая, соответствующая теоретической зависимости, сплошной линией – экспериментальная ВАХ. Видно, что прямая ветвь $I_{np}(U_{np})$ имеет плавный переход от экспоненциальной к линейной зависимости. Продолжение линейного участка ВАХ до пересечения с осью U дает значение напряжения U_0 , которое можно принять за оценку барьерной (контактной) разности потенциалов φ в формуле (12). Числовое значение eU_0 совпадает с числовым значением высоты потенциального барьера р-п перехода $e\varphi$. Расчеты показывают, что для оценки толщины р-п перехода (области, обедненной носителями заряда) можно использовать формулу:

$$l_{p-n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi}{e} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)} \quad (13)$$

где N_a и N_d – концентрации акцепторов и доноров в дырочной и электронной областях соответственно, ε – диэлектрическая проницаемость материала диода (для кремния $\varepsilon \approx 12$). Толщина электронно-дырочных переходов имеет порядок (0,1-10) мкм.

Обратная ветвь ВАХ также отличается от теоретической $I_{обр} = I_s$. В этой области сопротивление р-п перехода быстро увеличивается и даже превышает сопротивление изоляции диода. Поэтому возникает ток утечки, который течет не через р-п переход, а через постоянное сопротивление изоляции. Этой ситуации соответствует линейный участок обратной ветви, пересечение которой с осью I дает оценку тока насыщения I_s (см. рис. 10). Далее характеристика уже отличается от линейной и уходит в область резкого увеличения тока – область пробоя перехода (рис. 9).

Путем несложных математических операций уравнение ВАХ диода (12) можно переписать в виде:

$$U = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right). \quad (13в)$$

где $I_0 = I_s$ – ток насыщения, $T=300$ К – температура р-п перехода.

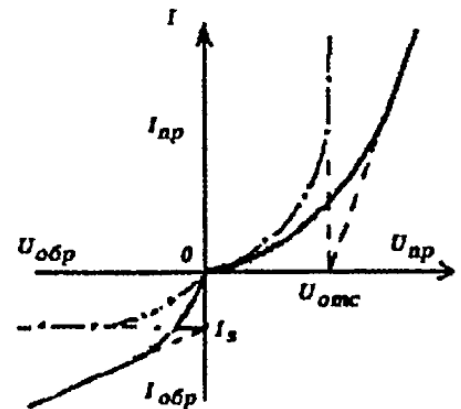


Рис. 10. Определение основных параметров р-п перехода

Таким образом, построив зависимость $U = U \left(\ln \left(\frac{I}{I_0} + 1 \right) \right)$, которая теоретически должна иметь вид прямой, можем найти коэффициент наклона прямой к оси x : $B = \frac{kT}{e}$, а затем оценить значение постоянной Больцмана $k = \frac{B \cdot e}{T}$ (по порядку величины).

Приборы и оборудование. Методика измерений.

Принципиальная электрическая схема учебной установки для получения ВАХ диода на экране осциллографа (упрощенная) приведена на рис. 11.

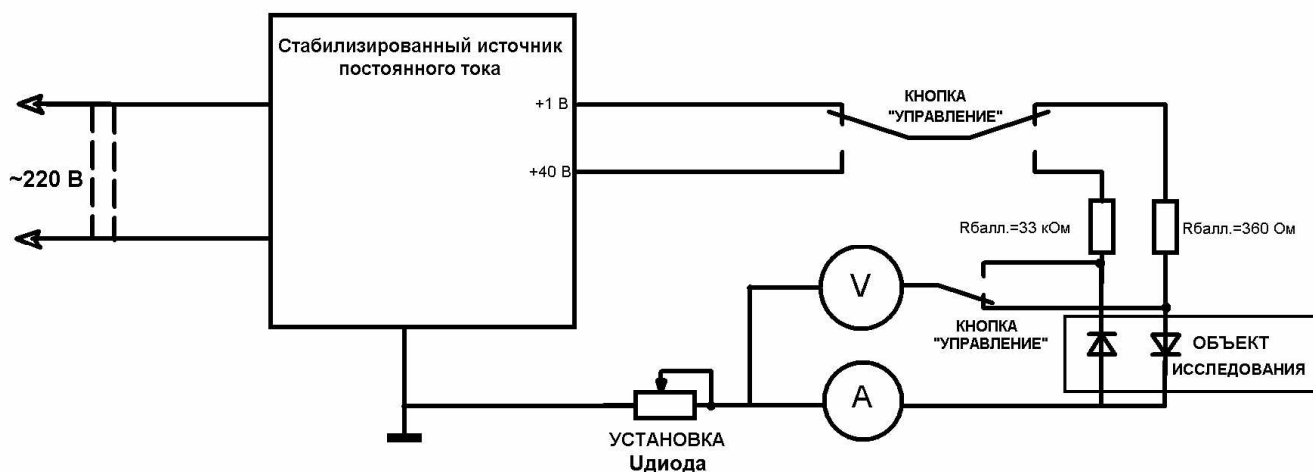


Рис. 11. Принципиальная электрическая схема для исследования диода и получения ВАХ.

Напряжение от стабилизированного источника питания подается на исследуемый полупроводниковый кремниевый диод D1 через балластное сопротивление **R1пр** при прямом включении и **R2обр** при обратном. Переключение режимов работы установки для снятия прямой или обратной ветви осуществляется кнопкой «СТАРТ/УПРАВЛЕНИЕ» (тройной переключатель на схеме рис. 11), которая также служит для перевода установки в рабочий режим (однократное нажатие после включения). Источник питания обеспечивает подачу напряжения на диод до 1 В при прямом включении и до 40 В при обратном. Плавная регулировка напряжения осуществляется

переменным резистором R



. Измерение

напряжения на диоде производится при помощи встроенного цифрового вольтметра V, для измерения тока служит амперметр А. Вольтметр и амперметр, изображенные на схеме рис. 11 отдельно, выполнены в виде цифрового «ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРИБОРА», все показания выводятся на ЖКД LCD индикатор.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Перед началом работы следует проверить целостность сетевых шнуров питания учебной установки.
2. Включить учебный модуль в сеть ~ 220 В.
3. Поставить переключатель «СЕТЬ» на передней панели установки в положение «ВКЛ», при этом должен загореться сигнальный светодиод.
4. Дать устройству прогреться в течение 1-3 минут, после чего, для начала проведения эксперимента нажать кнопку «СТАРТ/УПРАВЛЕНИЕ» (кнопку необходимо удерживать в течение одной-двух секунд).
5. Приступить к снятию прямой ветви ВАХ диода. Для этого необходимо убедиться, что показания ЖКД индикатора соответствуют режиму прямого включения диода: на индикаторе высвечивается надпись «1-я четверть ВАХ», свидетельствующая о том, что это характеристика прямой ветви и строится в первой четверти координатной четверти. Переключение режимов осуществляется кнопкой «СТАРТ/УПРАВЛЕНИЕ» (удерживать 1-2 секунды).
6. Вращая ручку «УСТАНОВКА $U_{\text{диода}}$ » по часовой стрелке, снять прямую ветвь вольтамперной характеристики диода, контролируя значения напряжения на диоде и тока с помощью комбинированного «ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРИБОРА». Шаг изменения напряжения по возможности делать как можно меньше. Данные занести в табл.1. По окончании измерения прямой ветви вернуть ручку «УСТАНОВКА $U_{\text{диода}}$ » в крайне левое положение.
7. Переключить установку в режим снятия обратной ветви ВАХ нажатием кнопки «СТАРТ/УПРАВЛЕНИЕ». При этом на ЖКД индикаторе должно высвечиваться «3-я четверть», информирующая о том, что данная ветвь характеристики строится в третьей координатной четверти.
8. Вращая ручку «УСТАНОВКА $U_{\text{диода}}$ » по часовой стрелке и контролируя значения напряжения на диоде и тока с помощью «ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРИБОРА», снять обратную ветвь ВАХ. Шаг изменения напряжения на участке 10-40 В можно сделать 2-4 В. Измеренные данные также занести в табл. 1.
9. Построить на миллиметровой бумаге графики зависимости $I=I(U)$ диода для прямой и обратной ветви ВАХ.

табл. 1 вольтамперная характеристика диода

Прямое направление		Обратное направление		$\ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right)$
U, В	I, мА	U, В	I, мкА	

$$k \sim \dots \left[\frac{\text{Дж}}{\text{град}} \right]$$

10. Исходя из построенных графиков, определить значение контактной разности потенциалов $\phi \approx U_0$ (см. рис. 10) и значение тока насыщения I_s . Оцените высоту потенциального барьера в Джоулях по формуле $E_{\text{потен}} = e\phi$ и ширину p-n перехода по формуле (13). Для расчетов принять концентрации $N_a \approx N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3} = 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Значение диэлектрической проницаемости материала диода – кремния принять $\epsilon = 12$.

11. Заполнить таблицу 1 ВАХ диода, рассчитать для каждого значения тока I прямого направления величину $\ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right)$, построить на миллиметровой бумаге график зависимости $U_{\text{прямое}} = U\left(\ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right)\right)$, численно оценить коэффициент наклона прямой к оси x $B = \frac{kT}{e}$ и оценить (по порядку величины) значение постоянной Больцмана $k = \frac{B \cdot e}{T}$. Принять температуру p-n перехода равную комнатной $T = 300 \text{ К}$. Оценку коэффициента B рекомендуется проводить с помощью метода наименьших квадратов (см. приложение) или по формуле $B = \frac{\Delta U}{\Delta \left[\ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right) \right]}$, в которой

для большей точности расчетов следует брать максимально возможные приращения.

ВСЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ СЛЕДУЕТ ПРОИЗВОДИТЬ В СИ.

12. По окончании работы следует выключить установку и вынуть сетевую вилку из розетки.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Совместные измерения. Понятие о методе наименьших квадратов (МНК)
Рассмотрим случай совместных измерений двух величин β и α . Если уравнения измерения, связывающие эти величины, линейны, то для определения β и α в результате многократных измерений некоторых других величин x_i и y_i получится линейная система условных уравнений, каждое из которых имеет вид

$$y_i = \beta x_i + \alpha \quad (1)$$

где x_i, y_i - результаты i -го измерения величин x и y ; β и α - искомые величины.

Система уравнений (1) будет, вообще говоря, несовместна, так как результаты измерений x и y неизбежно содержат погрешности. Поэтому из этих уравнений можно определить только оценки величин β и α (соответственно B и A), которые являются случайными величинами.

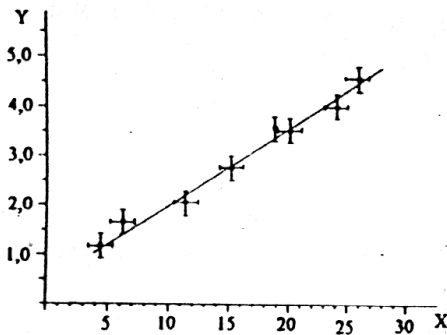


рис. 1

Для наглядности изложения представим все опытные данные x_i и y_i на графике (см. рис. 1). Геометрически задача измерения α и β состоит в определении параметров некоторой прямой: значения ординаты при нулевом значении абсциссы и тангенса угла наклона соответственно.

Так как между точками на графике можно провести не одну прямую, возникает задача — провести прямую наилучшим образом. Такая прямая характеризуется наиболее точными оцен-

ками коэффициентов β и α , т.е. наиболее вероятным.

Оценка β (значение B) определяется выражением

$$B = \frac{n \sum_{i=1}^n (x_i \cdot y_i) - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2}$$

Оценка α (значение A) определяется выражением

$$A = \bar{y} - B\bar{x}$$

Можно показать, что оценка стандартного отклонения коэффициента B выражается следующим образом:

$$S_B = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - Bx_i - A)^2}{(n-2) \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}}$$

Интервал, в котором с установленной вероятностью α_0 может находиться коэффициент β , записывается в виде $\Delta B = t_{\alpha_0, (n-2)} S_B$

Тогда можно записать:

$$\beta = B \pm \Delta B$$

Стандартное отклонение коэффициента A определяется по формуле

$$S_A = \sqrt{\left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \right) \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - Bx_i - A)^2}{n-2}}$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каков механизм собственной проводимости полупроводников?
2. Каков механизм примесной проводимости?
3. Объяснить существование проводимости разных типов в полупроводниках.
4. Что такое р-п – переход?
5. Как возникает двойной электрический слой в р-п - переходе.
6. Объяснить процессы, проходящие в области р-п-перехода при различных способах подключения к нему внешнего источника.
7. Почему р–п– переход обладает односторонней проводимостью? Объяснить рост тока через р-п - переход при прямом смещении и практически отсутствие тока при обратном.
8. Нарисовать и объяснить ход вольтамперной характеристики полупроводникового диода.
9. Объяснить с помощью электрической блок-схемы установки принцип снятия вольтамперной характеристики диода в данной работе.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики, книга 2. Электричество и магнетизм. – М.: «Наука». 2003 г.
2. Детлаф А.А., Яворский В. М. Курс физики. М.: «Высшая школа», 1999 г.
3. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Физматлит, 2004 г.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: «Высшая школа», 2003г.
5. Гусев В.Г., Гусев Ю.М. Электроника. – М.: Высшая школа, 1991.
6. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л.: Энергоатомиздат, 1990.
7. Прянишников В.А. Электроника: полный курс лекций. – С.-П.: Корона принт, 2004.
8. Андреев А.В., Горлов М.И. Основы электроники. – Р.-Д.: Феникс, 2003.
9. Бобровников Л.З. Электроника. – СПб: Питер, 2004.
10. Лачин В.И., Савелов Н.С. Электроника. – Р.-Д.: Феникс, 2002.

**Для свободного распространения. НПО Учебной Техники «ТулаНаучПрибор»,
Россия, г. Тула**