



**«Московский государственный технический университет  
имени Н.Э. Баумана»  
(МГТУ им. Н.Э. Баумана)**

Московский государственный технический университет  
имени Н.Э. Баумана

Факультет «Фундаментальные науки»  
Кафедра ФН-4 «Техническая физика»

Б.Е. Винтайкин, О.Ю. Дементьева, В.А. Козлов

**Ф-106**

**Изучение характеристик  $p$ - $n$  перехода.**

*Методические указания к выполнению лабораторной работы*

Под редакцией О.С. Литвинова

Москва

Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана

Москва, 2018

## ВВЕДЕНИЕ

Электронно-дырочный  $p-n$  переход образуется на границе соединения двух полупроводников  $p$ - и  $n$ - типа. Электрические процессы в  $p-n$  переходе лежат в основе работы полупроводниковых приборов с нелинейной вольт-амперной характеристикой среди которых широкий класс составляют диоды. Несмотря на свою простоту, диоды нашли применение в самых разнообразных технических областях. Полупроводниковые диоды используются в качестве выпрямителей, стабилизаторов, в устройствах коммутации, в логических цепях, в приборах, предполагающих нелинейную обработку аналоговых сигналов и т.д. В данной работе на примере работы кремниевых и германиевого диодов изучаются основы теории  $p-n$  перехода.

*Цель работы.* Изучение зонной теории электропроводности полупроводников и основных физических свойств  $p-n$  перехода.

*Задачи.* 1. Получение вольт-амперных характеристик кремниевых и германиевых диодов, оценка сопротивления перехода при прямом и обратном включении перехода.

2. Проверка экспоненциального характера прямой ветви ВАХ.

3. Определение напряжения пробоя диода.

4. Получение вольт-фарадной характеристики  $p-n$  перехода.

*Приборы и принадлежности.* Установка для изучения  $p-n$  перехода ФПК-06 в составе измерительной установки и блока диодов.

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

### 1. Металлы, полупроводники, диэлектрики

В приближении свободных электронов энергия валентных (т. е. слабее всего связанных с атомами) электронов  $N$  в кристалле изменяется квазинепрерывно, т.е. могут принимать очень близкие значения, отличающиеся на  $10^{-23} - 10^{-22}$  эВ. Это означает, что спектр разрешенных значений энергии состоит из множества близкорасположенных дискретных уровней. Воздействие периодического поля решетки приводит к тому, что значения энергии валентных электронов разделяются на ряд интервалов - чередующихся разрешенных и запрещенных зон (рис. 1). В пределах разрешенных зон (значений энергий) энергия изменяется квазинепрерывно. Значения энергии, принадлежащие запрещенным зонам, не могут реализоваться.

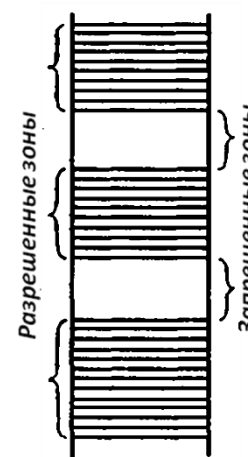


Рис.1

Существование энергетических зон позволяет объяснить с единой точки зрения электрические свойства металлов, полупроводников и диэлектриков. Разрешенную зону, возникшую из того уровня энергии, на котором находятся валентные электроны в основном состоянии атома, называют

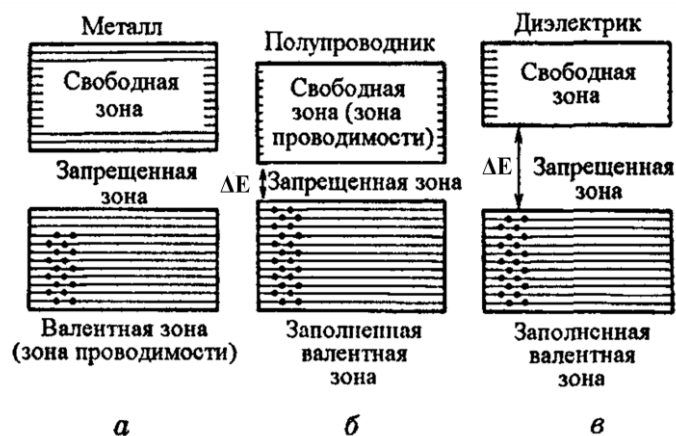


Рис.2

**валентной зоной.** При абсолютном нуле валентные электроны заполняют попарно нижние уровни валентной зоны. Более высокие уровни разрешенной зоны будут от электронов свободны.

В зависимости от степени заполнения валентной зоны электронами и ширины запрещенной зоны возможны три случая, изображенные на рис. 2. В первом случае (рис. 2, а), электроны заполняют валентную зону не полностью. Поэтому достаточно сообщить электронам, находящимся на верхних уровнях, совсем небольшую энергию ( $10^{-23} - 10^{-22}$  эВ) для того, чтобы перевести их на более высокие уровни. Энергия теплового движения ( $kT$ ) составляет при 1 К величину порядка  $10^{-4}$  эВ. Следовательно, при температурах, отличных от абсолютного нуля, часть электронов переводится на более высокие уровни. Дополнительная энергия, вызванная действием на электрон электрического поля, также оказывается достаточной для перевода электрона на более высокие уровни. Поэтому электроны могут ускоряться электрическим полем и приобретать дополнительную скорость в направлении, противоположном направлению поля. (При этом повышается их энергия, а это соответствует переходу электронов на более высокие уровни зоны проводимости). Кристалл с подобной схемой энергетических уровней будет представлять собою **металл** с малым удельным сопротивлением. Неполностью заполненную при  $T=0$  К (верхнюю) зону принято называть зоной проводимости.

В другом случае (рис. 2, б) уровни валентной зоны полностью заняты электронами — зона заполнена. Для того чтобы увеличить энергию электрона, необходимо сообщить ему количество энергии не меньшее, чем ширина запрещенной зоны  $\Delta E$ . Электрическое поле сообщить электрону такую энергию не в состоянии. При этих условиях электрические свойства кристалла определяются шириной запрещенной зоны  $\Delta E$ . Если эта ширина невелика (от 0,1 до 3 эВ) (рис. 2, б), энергия теплового движения оказывается достаточной для того, чтобы перевести часть электронов в верхнюю свободную зону. Эти электроны будут находиться в условиях, аналогичных тем, в которых находятся валентные электроны в металле. Свободная зона окажется для них зоной проводимости. Одновременно станет

возможным переход электронов валентной зоны на ее освободившиеся верхние уровни. Такое вещество называется **собственным полупроводником**.

Полупроводники обязаны своим названием тому обстоятельству, что по величине удельного электросопротивления или электропроводности они занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками. Однако, характерным для них является не величина проводимости, а то, что их проводимость растет с повышением температуры (сопротивление падает), в отличие от металлов, у которых она уменьшается (сопротивление растет).

Если ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  больше 3 эВ (рис. 2, в), тепловое движение не может перевести в свободную зону заметное число электронов. В этом случае кристалл оказывается **диэлектриком**. Проводимость диэлектриков как и у полупроводников растет с повышением температуры (сопротивление падает).

## 2. Собственные и примесные полупроводники

Собственными полупроводниками являются химически чистые полупроводники, а их проводимость называется собственной проводимостью. Примером собственных полупроводников могут служить химически чистые Ge, Si, а также многие химические соединения: InSb, GaAs, CdS и др. При температурах близких 0 К и отсутствии других внешних факторов собственные полупроводники ведут себя как диэлектрики (Рис. 3а). При повышении же температуры электроны с верхних уровней валентной зоны могут быть переброшены на нижние уровни зоны проводимости (Рис.3б). При наложении на кристалл электрического поля они перемещаются против поля и создают электрический ток. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная электронами, называется **электронной проводимостью** или **проводимостью n-типа**.

В результате перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости в валентной зоне возникают вакантные состояния, получившие название **дырок**. Во внешнем электрическом поле на освободившееся от электрона состояние — дырку — может переместиться электрон с соседнего уровня, а дырка появится на том месте, откуда ушел электрон, и т. д. (рис. 3б).

Такой процесс заполнения дырок электронами равносителен перемещению дырки в направлении, противоположном движению электрона (рис.4), так, как если бы

дырка обладала положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная квазичастицами — дырками, называется **дырочной проводимостью** или проводимостью **p-типа**.

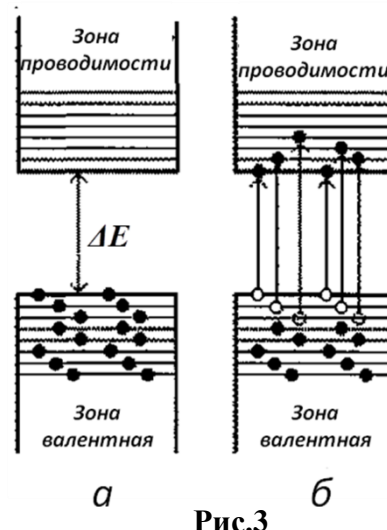


Рис.3

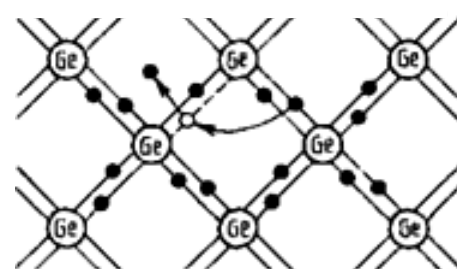


Рис.4

Таким образом, в собственных (чистых) полупроводниках наблюдаются два механизма проводимости — электронный и дырочный. Число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, так как последние соответствуют электронам, возбужденным в зоне проводимости. Следовательно, если концентрации электронов проводимости и дырок обозначить соответственно  $n_e$  и  $n_p$ , то  $n_e = n_p$ .

В собственном полупроводнике для переброса электрона с верхнего уровня валентной зоны на нижний уровень зоны проводимости затрачивается *энергия активации*, равная ширине запрещенной зоны  $\Delta E$ . В физике твердого тела исходя из распределения Ферми - Дирака доказывается, что концентрация электронов в зоне проводимости приближенно дается формулой:

$$n_e \sim e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (1)$$

Так как проводимость пропорциональна числу носителей электрического тока, то удельная проводимость собственных полупроводников дается формулой:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (2)$$

где  $\sigma_0$  - постоянная, характерная для данного полупроводника.

Из данной формулы следует, что проводимость полупроводников с повышением температуры растет. Если представить температурную зависимость логарифма удельной проводимости  $\ln \sigma$  от обратной температуры  $1/T$  (рис. 5), то для собственных полупроводников это прямая, по наклону которой можно определить ширину запрещенной зоны  $\Delta E$ , а по ее продолжению -  $\ln \sigma_0$ .

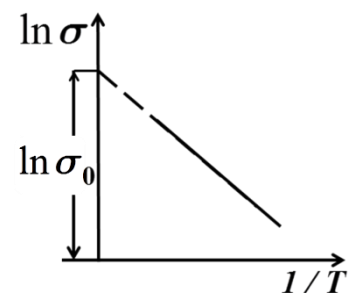


Рис.5

В полупроводниках, наряду с процессом генерации электронов и дырок, идет процесс *рекомбинации*: электроны переходят из зоны проводимости в валентную зону, отдавая энергию решетке и испуская кванты электромагнитного излучения. В результате для каждой температуры устанавливается определенная равновесная концентрация электронов и дырок, изменяющаяся с температурой.

### 3. Примесные полупроводники

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется *примесной проводимостью*, а сами полупроводники - *примесными полупроводниками*.

Примесная проводимость обусловлена примесями (атомы посторонних элементов), а также дефектами: типа избыточных атомов (по сравнению со стехиометрическим составом), тепловыми (пустые узлы или атомы в междоузлиях) и

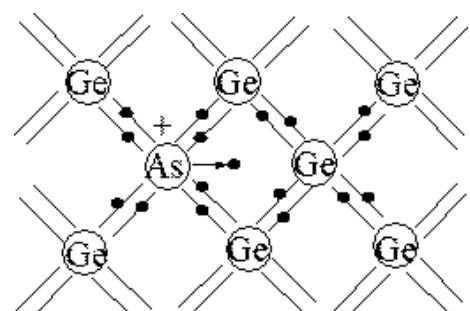


Рис.6

механическими (трещины, дислокации и т. д.). Наличие в полупроводнике примеси существенно

изменяет его проводимость. Например, при введении в кремний примерно 0,001 % атомов бора его проводимость увеличивается примерно в  $10^6$  раз.

Примесную проводимость полупроводников рассмотрим на примере Ge и Si, в которые вводятся атомы с валентностью, отличной от валентности основных атомов на единицу. Например, при замещении атома германия Ge пятивалентным атомом мышьяка As (рис. 6) один электрон не может образовать ковалентной связи, он оказывается лишним и может быть легко при тепловых колебаниях решетки отделен от атома, т. е. стать свободным.

Образование свободного электрона не сопровождается нарушением ковалентной связи, следовательно, в отличие от случая, рассмотренного выше, дырка не возникает. Избыточный положительный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и поэтому перемещаться по решетке не может.

С точки зрения зонной теории рассмотренный процесс можно представить следующим образом (рис. 7). Введение примеси искажает поле решетки, что приводит к возникновению в запрещенной зоне энергетического уровня  $D$  для валентных электронов мышьяка, называемого **примесным (донорным) уровнем**. В случае германия с примесью мышьяка этот уровень располагается немного ниже дна зоны проводимости

$$\Delta E_D \approx 0,013 \text{ эВ} \quad \Delta E_D \ll \Delta E .$$

Так как  $\Delta E_D \ll kT$ , то уже при обычных температурах энергия теплового движения достаточна для того, чтобы перебросить электроны с примесного  $D$  уровня в зону проводимости; образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах мышьяка и в проводимости не участвуют.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу больше валентности основных атомов, носителями тока являются электроны; возникает **электронная примесная проводимость (проводимость  $n$ -типа)**. Полупроводники с такой проводимостью называются **электронными** (или **полупроводниками  $n$ -типа**). Примеси, являющиеся источником электронов, называются **донорами**, а энергетические уровни этих примесей - **донорными уровнями**.

Если в решетку 4-валентного кремния Si ввести 3-валентный атом, например бор B (рис. 8, а), то для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома бора не хватает одного электрона, и одна из связей остается

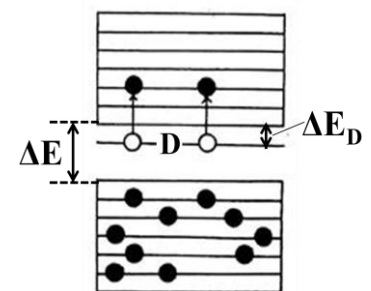


Рис.7

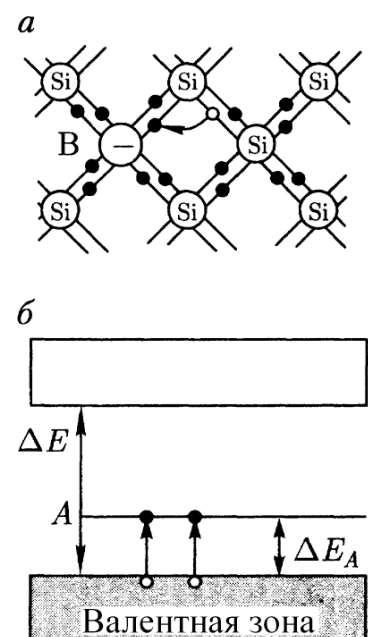


Рис.8

«неукомплектованной», соответственно четвертый электрон может быть захвачен от соседнего атома кремния, где соответственно образуется дырка. В решетке кремния дырка перемещается как свободный положительный заряд.

По зонной теории введение 3-валентной примеси в решетку кремния приводит к возникновению в запрещенной зоне примесного (акцепторного) энергетического уровня  $A$ , не занятого электронами. В случае кремния с примесью бора этот уровень располагается выше верхнего края валентной зоны при этом  $\Delta E_A \approx 0,08 \text{ эВ}$  (Рис. 8, б). Близость этого уровня к валентной зоне  $\Delta E_A \ll \Delta E$  приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни и, связываясь с атомами бора, теряют способность перемещаться по решетке кремния, т. е. в проводимости не участвуют. Носителями тока являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу меньше валентности основных атомов, носителями тока являются дырки; возникает **дырочная проводимость (проводимость  $p$ -типа)**. Полупроводники с такой проводимостью называются **дырочными** (или **полупроводниками  $p$ -типа**). Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются **акцепторами**, а энергетические уровни этих примесей — **акцепторными уровнями**.

В отличие от собственной проводимости, осуществляющейся одновременно электронами и дырками, примесная проводимость полупроводников обусловлена в основном носителями одного знака: электронами — в случае донорной примеси, дырками - в случае акцепторной. Эти носители тока называются основными. Кроме основных носителей в полупроводнике имеются и неосновные носители: в полупроводниках  $n$ -типа — дырки, в полупроводниках  $p$ -типа — электроны.

Проводимость примесного полупроводника, как и проводимость любого проводника, определяется концентрацией носителей и их подвижностью. С изменением температуры подвижность носителей меняется по сравнительно слабому степенному закону,

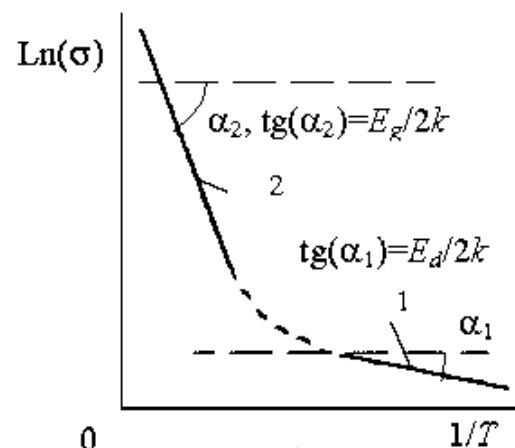


Рис.9

а концентрация носителей - по очень сильному экспоненциальному закону, поэтому проводимость примесных полупроводников от температуры определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей тока в нем. На рис. 9 представлен примерный график  $\text{Ln} \sigma$  от  $1/T$  для примесных полупроводников. Участок 1 описывает примесную проводимость полупроводника. Рост примесной проводимости полупроводника с увеличением температуры обусловлен в основном повышением концентрации примесных

носителей. Штрих-пунктирный участок на температурной зависимости соответствует области «истощения» примесей, участок **2** описывает собственную проводимость полупроводника.

#### 4. Свойства $p$ - $n$ перехода.

Граница соприкосновения двух полупроводников, один из которых имеет электронную, а другой — дырочную проводимость (рис. 10), называется *электронно-дырочным переходом* (или  *$p$ - $n$  переходом*). Эти переходы имеют большое практическое значение, являясь основой работы многих полупроводниковых приборов.  $P$ - $n$  переход нельзя осуществить просто механическим соединением двух полупроводников. Обычно области различной проводимости создают либо при выращивании кристаллов, либо при соответствующей обработке кристаллов. Обе области полупроводника, изображенные на рис. 10, электрически нейтральны.

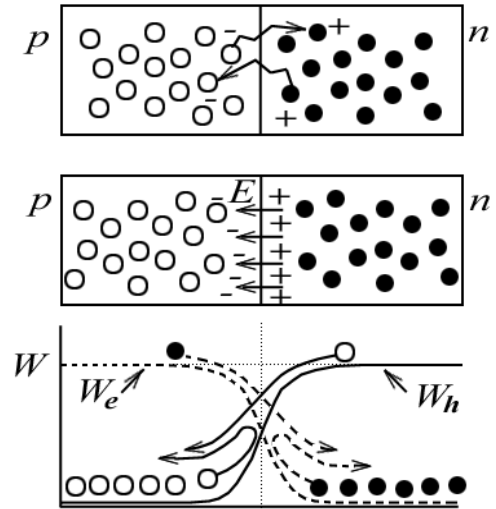


Рис.10

Отличия этих областей в том, что левая из них содержит свободно перемещающиеся дырки, а правая - свободно перемещающиеся электроны.

В результате теплового **хаотического движения (диффузии)** дырки из левой области  $p$ -типа переходят в правую область  $n$ -типа, где быстро рекомбинируют с электронами. В результате этого в правой области появится избыточный положительный заряд, а в левой области - избыточный отрицательный заряд (рис. 10). Аналогично электроны из левой области переходят в правую, где рекомбинируют с дырками. В результате этого в правой области также появится избыточный положительный заряд, а в левой области — избыточный отрицательный заряд.

Появление этих зарядов ведет к возникновению электрического поля  $E$  на границе областей полупроводника. Это поле отталкивает дырки  $p$ -области влево от границы раздела полупроводников, а электроны  $n$ -области - вправо от этой границы. Поэтому, поле  $E$  препятствует переходу основных носителей через границу раздела. С электрическим полем  $E$  можно связать потенциальный барьер высотой  $W$  (рис. 10).

Электрическое поле также вызывает движение **неосновных** носителей (дырок из  $n$ -области и электронов из  $p$ -области) через границу раздела. Этот ток неосновных носителей под действием электрического поля называют **дрейфовым** током в отличие от **диффузного тока основных носителей**. Электрическое поле  $p$ - $n$  перехода препятствует увеличению диффузного тока и не препятствует прохождению дрейфового тока через  $p$ - $n$  переход.

В отсутствии внешнего поля плотность тока **основных носителей** через  $p$ - $n$  переход равна:



$$j_{осн} = j \exp -W / kT . \quad (3)$$

В состоянии равновесия этот ток будет компенсироваться током неосновных носителей:

$$j_{неосн} = j_{осн} = j \exp -W / kT . \quad (4)$$

(Устанавливается динамическое равновесие, при котором среднее значение тока  $I = I_{диф} + I_{др} = 0$ .) На границе формируется область, обедненная носителями, которая и является непосредственно *p-n переходом*.

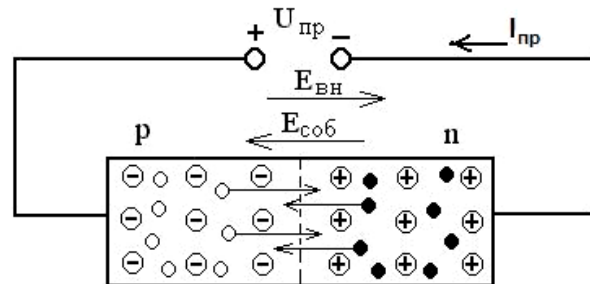


Рис.11

Если к *p-n* переходу присоединить источник напряжения с положительным полюсом к *p*-области и отрицательным к *n*-области (рис. 11), то внешнее поле  $E_{вн}$  уменьшит существующее на границе поле  $E_{соб}$  и высота потенциального барьера уменьшится на  $eU$  (она станет равной  $W - eU$ ). Диффузный ток основных носителей заряда резко возрастает в соответствии с формулой:

$$j_{осн} = j \exp[-W - eU / kT]. \quad (5)$$

Такое включение *p-n* перехода называется *прямым*. Ток неосновных носителей при этом практически не изменится, т.к. он лимитируется малым числом неосновных носителей.

Если к *p-n* переходу приложить внешнюю разность потенциалов, как это показано на рис. 12 (так называемое *обратное включение p-n перехода*), то внешнее поле  $E_{вн}$  увеличит существующее на границе поле  $E_{соб}$  и высоту барьера. Ток основных носителей от этого уменьшится:

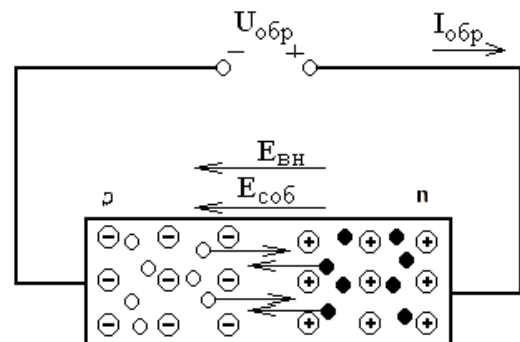


Рис.12

$$j_{осн} = j \exp[-W + eU / kT]. \quad (6)$$

Ток неосновных носителей при этом практически не изменится, так как он лимитируется малым числом неосновных носителей.

На рис. 13 изображена зависимость тока основных и неосновных носителей через *p-n* переход при «прямом» и «обратном» включении внешнего напряжения  $U$  – так называемая *вольт-амперная характеристика (ВАХ)*.

*ВАХ* *p-n* перехода - нелинейная и несимметричная: в одну сторону *p-n* переход проводит ток очень хорошо, а в другую - очень плохо. Исходя из (4), (5) ток через *p-n* переход может быть описан выражением:

$$I = I_{неосн} \exp eU / kT - 1 . \quad (7)$$

где  $I_{неосн}$  - ток неосновных носителей или ток насыщения.

При  $U > 0$  (прямое включение) и  $eU \gg kT$  (тогда  $\exp eU / kT \gg 1$ ), ток через  $p-n$  переход

$I \approx I_{неосн} \exp -eU / kT$  экспоненциально возрастает при увеличении напряжения.

При  $U < 0$  (обратное включение) и  $eU \gg kT$  (тогда  $\exp eU / kT \ll 1$ ), ток через  $p-n$  переход  $I \approx I_{неосн}$  - стремится к постоянной величине.

При достижении  $U_{обр}$  значений близких к критическому  $U_c$ , называемому **напряжением пробоя** (см. рис.13) наблюдается сначала – предпробойное состояние – сильное увеличение обратного тока, затем и **явление пробоя** –  $p-n$  –перехода. Эти явления обусловлены тем, что в тонком слое перехода значения напряженности электрического поля достигают значений, достаточных для разгона электрона на характерной длине свободного пробега до энергий, достаточной для ионизации атомов, в результате число подвижных электронов резко возрастает, и наблюдается сильное увеличение обратного тока.

### 5. Электрическая емкость $p-n$ перехода

Изменение внешнего напряжения  $dU$  на  $p-n$  переходе приводит к изменению накопленного в нем заряда  $dQ$ . Поэтому  $p-n$  переход ведет себя подобно конденсатору, емкость которого  $C = dQ / dU$ .

В зависимости от физической природы изменяющегося заряда различают емкости барьерную (зарядную) и диффузионную. При обратном смещении инерционность  $p-n$  перехода характеризуется емкостью, которая называется барьерной (зарядной). Барьерная емкость определяется изменением пространственного заряда в области перехода под действием приложенного напряжения. Ширина  $p-n$  перехода  $d$  зависит от приложенного напряжения  $U$ . При изменении  $d$  меняется и число некомпенсированных ионов в области перехода, т. е. меняется ее заряд. Поэтому  $p-n$  переход можно рассматривать как систему из двух проводящих плоскостей, разделенных диэлектриком, т. е. как плоский конденсатор. Величину барьерной емкости можно рассчитать по формуле плоского конденсатора:

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon S / d \quad (8)$$

здесь  $S$  - площадь  $p-n$  перехода. В первом приближении можно получить выражение для барьерной емкости:

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\pi S}{l_0} \sqrt{\frac{\Delta \varphi_0}{U}} \quad (9)$$

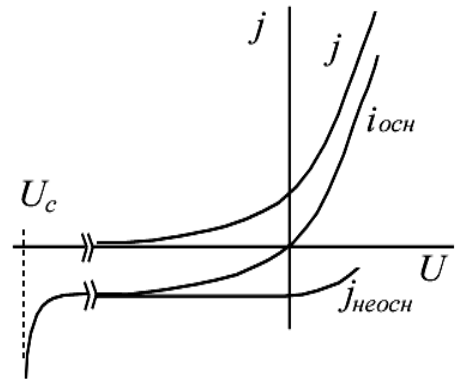


Рис.13

где  $\Delta\varphi_0$  - контактная разность потенциалов  $W = e\Delta\varphi_0$ ,  $\epsilon_\pi$  - диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $l_0$  - ширина  $p$ - $n$  перехода (обычно составляет десятые доли или единицы микрометра).

Как видно из (9),  $C_\sigma$  зависит от величины приложенного напряжения, т. е.  $p$ - $n$  переход может выполнять функции конденсатора переменной емкости. Барьерная емкость составляет десятки - сотни пикофард (рис. 14).

При прямом включении  $p$ - $n$  перехода основные носители диффундируют через барьер и накапливаются в соседней области. Количество инжектированного в соседнюю область заряда зависит от величины приложенного к  $p$ - $n$  переходу напряжения. Изменение инжектированного заряда при изменении приложенного напряжения может характеризоваться емкостью, которую принято называть диффузионной.

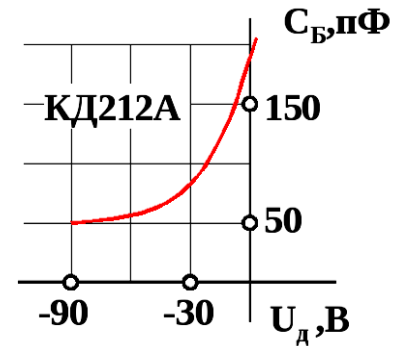


Рис.14

На практике обычно используется дифференциальная диффузионная емкость:

$$C_\sigma = dQ / dU = I \cdot \tau / \varphi_m \quad (10)$$

где  $\varphi_m = kT / e$  - температурный потенциал,  $\tau$  - время жизни неосновных носителей,  $I$  - ток через  $p$ - $n$  переход. Из (10) следует, что диффузионная емкость будет тем больше, чем больше ток через  $p$ - $n$  переход и чем больше  $\tau$ . Емкость  $C_\sigma$  во многом определяет быстродействие элементов полупроводниковой электроники.

Полная емкость  $p$ - $n$  перехода определяется суммой зарядной и диффузионной емкостей:

$$C = C_\sigma + C_\sigma$$

При прямом смещении  $p$ - $n$  переход сужается, барьерная емкость растет. Однако в этом случае  $C_\sigma$  оказывается менее существенной, чем  $C_\sigma$ . При включении  $p$ - $n$  перехода в прямом направлении преобладает диффузионная емкость, а при включении в обратном направлении - барьерная.

## 6. Полупроводниковые диоды

Полупроводниковым диодом называется электронный прибор с одним  $p$ - $n$  переходом (рис.15, а). Условное обозначение диода приведено на рис. 15, б, Реальная вольт-амперная характеристика диода - на рис.15, в.

В зависимости от используемого свойства  $p$ - $n$  перехода различают **выпрямительные диоды, стабилитроны, варикапы, туннельные диоды, светодиоды и**

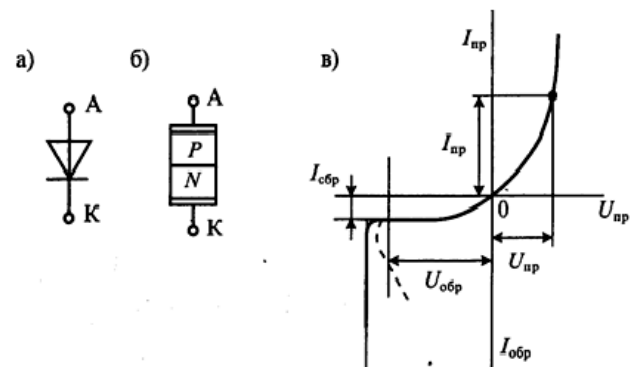


Рис.15

**миметельные диоды, стабилитроны, варикапы, туннельные диоды, светодиоды и**

**фотодиоды.** Основными для *выпрямительных* (силовых) диодов являются статические параметры, характеризующие их вентильные свойства: сопротивления в прямом и обратном направлениях, а также допустимое обратное напряжение.

*Стабилитроны* - диоды, предназначенные для стабилизации напряжения. Действие стабилитрона основано на использовании предпробойного состояния стабилитрона (см. рис. 13), для которого обратный ток очень сильно увеличивается от приложенного обратного напряжения.

Говорят, что напряжение на стабилитроне в области электрического пробоя слабо зависит от тока через стабилитрон. Это напряжение и используют как «стабильное» в различных схемах стабилизации напряжения.

*Варикапы* - это полупроводниковые диоды, которые используются в качестве электрически управляемой емкости. Величина емкости варикапа определяется в **основном** емкостью *p-n* перехода при обратном включении в цепь источника напряжения. С увеличением обратного напряжения область объемного заряда ионов примесей (ширина *p-n* перехода) увеличивается, следовательно, барьерная емкость  $C_{\bar{o}}$  плоскостного перехода уменьшается. Варикапы применяются в схемах перестройки резонансной частоты колебательных контуров, в параметрических усилителях и генераторах и других устройствах, где необходимо дистанционное и практически безинерционное изменение электрической емкости.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

### 1. Экспериментальная установка.

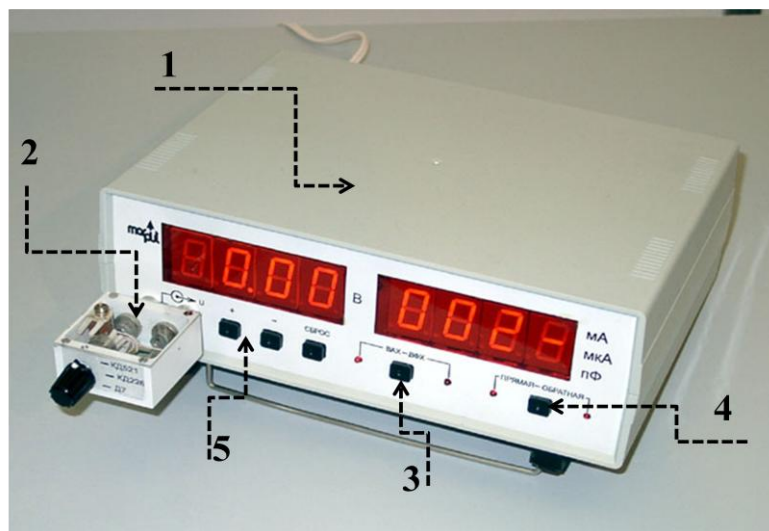


Рис.16

Лабораторная работа выполняется на установке для изучения *p-n* перехода ФПК-06 (рис. 16), в состав которой входят измерительный блок (ИБ) - 1 и блок диодов (БД) - 2.

Измерительный блок позволяет измерять прямой и обратный ток, протекающий через диод при заданном напряжении (ВАХ), и электрическую емкость диода при заданном обратном напряжении – так называемую вольт-фарадную характеристику (ВФХ).

На переднюю панель ИБ выведены: кнопки выбора режимов работы -«ВАХ - ВФХ» - **3**, «прямая - обратная» - **4**; индикаторы выбранных режимов; кнопки «+» и «-» - **5**, предназначенные для установки напряжения в режимах «прямая» и «обратная» в пределах  $0 \div 4,99$  и  $0 \div 30$  В соответственно; розетка для установки блока диодов.

В состав БД входят три диода: кремневые КД 521 (импульсный) и Д18В (выпрямительный), германиевый Д9К (выпрямительный), а также переключатель диодов.

## 2. Порядок выполнения работы.

### Задание 2.1. Получение вольт-амперных характеристик кремневого и германиевого диодов (прямая ветвь ВАХ).

1. Вставить БД в розетку ИБ прозрачной крышкой вверх.
2. Включить «Сеть» на задней панели ИБ.
3. Дать прогреться установке 5 мин.
4. Включить режим «ВАХ».
5. Включить режим «Прямая».
6. На БД установить положение **КД521** (либо **Д18**, либо **Д9К**).
7. Постепенно увеличивая напряжение, определить напряжение  $U_{np}$ , соответствующее минимальному значению прямого тока  $I_{np} \approx 1 \text{ мкА}$ .
8. Заполнить таблицу 1, увеличивая напряжение  $U_{np}$  с шагом  $0,05 \text{ В}$  начиная с минимального значения тока  $I_{np} \approx 1 \text{ мкА}$  до максимального возможного для установки  $I_{np} \sim 9,98 \text{ мА}$ .

*Примечание:* при достижении максимального тока **9,99 мА** прекратить измерения, т.к. при этом источник питания *p-n* перехода переходит в режим ограниченного тока.

7. Нажать кнопку «Сброс».

**Нажимать кнопку «Сброс», если есть перерыв в измерениях для избегания перегрева и выхода из строя установки!**

8. Рассчитать значения  $\ln[I_{np} / I_0]$  для прямой ветви ВАХ соответствующего диода.

Значения  $I_0$  принять равным  $1 \text{ мА}$ . (Под логарифмом должна быть безразмерная величина).

Результаты расчета занести в таблицу 1.

**Таблица 1.**

$U_{np}, В$	...	...	...	...	...	...
$I_{np}, мА$	1 мкА	...	...	...	...	9,99 мА
$\ln[I_{np} / I_0]$						

9. На БД установить положение для следующего диода (**Д18**, либо **Д9К**).

10. Провести измерение прямых ветвей ВАХ и соответствующие расчеты для других двух диодов по такому же принципу.

**Задание 2.2 Получение вольт-амперных характеристик кремневого и германиевого диодов (обратная ветвь ВАХ).**

1. Включить режим «ВАХ».

2. Включить режим «Обратная».

6. На БД установить положение **КД521**.

7. (Для диода **КД521** на обратной зависимости возможно получить только одну точку.)

Измерить значение  $I_{обр}$  при максимально возможном значении напряжения

$$U_{обр} \sim -31,5 В.$$

8. Нажать кнопку «Сброс».

9. На БД установить положение для следующего диода.

10. Постепенно увеличивая напряжение, определить напряжение  $U_{обр}$ ,

соответствующее минимальному значению обратного тока  $I_{обр} \approx -1 \div 2 мкА$ .

11. Заполнить таблицу 2, увеличивая напряжение  $U_{обр}$  с шагом приблизительно **3 В**

начиная со значения  $U_{обр}$  соответствующего минимальному значению обратного тока

$I_{обр} \approx -1 \div 2 мкА$  до максимального возможного значения обратного напряжения

$$U_{обр} \sim -31,5 В.$$

*Примечание:* при достижении напряжения **31,5 В** прекратить измерения, т.к. при этом источник питания переходит в режим ограниченного тока.

12. Нажать кнопку «Сброс».

13. Провести эти измерения для всех диодов.

**Таблица 2.**

$U_{обр}, В$	...	...	...	...	- 31,5 В
$I_{обр}, мкА$	- 1 мкА	...	...	...	...

### Задание 2.3. Обработка экспериментальных данных.

#### а) Построение прямых зависимостей ВАХ.

По данным табл.1 построить прямые зависимости ВАХ  $U_{np}$   $I_{np}$  для всех диодов на одном графике.

#### б) Проверка экспоненциального характера прямой ветви ВАХ.

Из формулы (6) следует, что зависимость  $\ln[I_{np} / I_0]$  от  $U_{np}$  имеет линейный характер.

Из формулы (6) следует также, что угол наклона линейных зависимостей для разных диодов будет одинаковым.

На основании данных табл.1 для диодов КД521, Д18 и Д9К построить графики зависимости  $\ln[I_{np} / I_0]$  от  $U_{np}$ . Проверить линейный характер полученных зависимостей на графике, сравнить их угол наклона к оси абсцисс.

#### в) Построение обратных зависимостей ВАХ.

По данным табл.2 построить обратные зависимости ВАХ  $U_{обр}$   $I_{обр}$  для всех диодов на одном графике.

#### г) Определение напряжение пробоя.

Обнаружить точку ВАХ, отвечающую значению  $U_c$  (см. рис.13) для диодов Д18 и Д9К.

#### д) Расчет дифференциального сопротивления диода.

По данным табл.1 и табл.2 рассчитать дифференциальное сопротивление диода Д18

$R_d = \frac{\Delta U}{\Delta I}$  для разных значений напряжения при прямом и обратном подключении  $p-n$

перехода. Результаты расчетов занести в таблицу 3.

**Таблица 3.**

U, В									
$R_d$ , Ом									

Построить графики зависимости дифференциального сопротивления  $R_d$  от напряжения на диоде  $R_d = R_d U$  отдельно для прямого и обратного включения.

**Задание 2.4. Получение вольт-фарадной зависимости.** (Это задание выполняется по согласованию с преподавателем).

1. Включить режимы «ВФХ» и «обратная».
2. На БД установить положение диода, указанное преподавателем.
3. Меняя кнопкой напряжение на диоде, начиная с минимального, снять ВФХ для обратного напряжения. Результаты занести в таблицу (Табл.4).

Таблица 4.

U, В	3	6	9	12	15	18	21	24	27
C, Пкф									

3. Построить график ВФХ.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Что называется зоной проводимости, валентной и запрещенной зоной?
2. Объяснить электропроводность металлов, полупроводников и диэлектриков.
3. Что такое полупроводники *p* - и *n* - типов?
4. Объяснить существование проводимости разных типов в полупроводниках.
5. Что такое *p-n* переход? Каков механизм образования контактной разности потенциалов перехода?
6. Из каких составляющих складывается суммарный ток через *p-n* переход?
7. Почему суммарный ток через *p-n* переход в отсутствие внешнего напряжения на нем равен нулю?
8. Объяснить рост тока через *p-n* переход при прямом смещении и крайне малое значение (практическое отсутствие тока) при обратном.
9. Как объяснить выпрямляющие свойства *p-n* перехода?
10. Объяснить происхождение емкости *p-n* перехода.
11. Что такое барьерная и диффузионные емкости *p-n* перехода?
12. Какие типы полупроводниковых диодов вы знаете?
13. Объяснить принцип работы варикапа.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Винтайкин Б. Е. Физика твердого тела / Б. Е. Винтайкин. - М. : Изд-во «МГТУ им. И. Э. Баумана», 2008. - 360 с.
2. Епифанов Г. И. Физика твердого тела / учеб. пособие / Г. И. Епифанов. - СПб. : Лань, 2010.-288 с.
3. Савельев И. В. Курс общей физики / И. В. Савельев. - : Лань, 2018. - Т. 3. - 320 с.