

**ИЗУЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ**

Зонная теория твердых тел. В твердом теле, кристалле, расстояния между атомами таковы, что каждый из них находится в достаточно сильном поле соседних атомов. Это приводит к смещению электронных уровней энергии одиночных атомов и их расщеплению. В результате, вместо совокупности одиночных тождественных уровней образуется множество близко расположенных уровней, которое называется разрешенной зоной. Разрешенные зоны разделены зонами недозволенных значений энергии, получивших название запрещенных зон. Ширина зон для электронов разных оболочек неодинакова. Наибольшее влияние поле кристаллической решетки оказывает на внешние валентные электроны. Поэтому заметно расщепляются лишь уровни, занимаемые валентными электронами, а также более высокие уровни энергии, не занятые ими в основном состоянии атома. Внутренние же электроны, сильно связанные с ядром, испытывают лишь незначительное возмущение от соседних атомов, поэтому их энергетические уровни остаются практически столь же узкими, как и в изолированных атомах. Ширина разрешенных и запрещенных зон зависит от расстояния между атомами в решетке (которое определяется силой химической связи). При достаточно малых расстояниях между атомами может произойти перекрытие зон, соответствующих двум соседним уровням энергии атома.

На основе зонной теории электропроводности твердых тел получено описание физики металлов, полупроводников и диэлектриков с единой точки зрения. Разрешенная зона, возникшая из уровня, на котором находятся валентные электроны в основном состоянии атома, называется валентной зоной. В соответствии с принципом Паули заполнение валентной зоны электронами происходит так, что на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами (собственными механическими моментами). При абсолютном нуле энергия решетки минимальна. Поэтому валентные электроны попарно заполняют нижние уровни валентной зоны. Более высокие разрешенные зоны свободны от электронов. Верхние уровни валентной зоны могут также оказаться не заполненными. В зависимости от степени заполнения валентной зоны и ширины ближайшей запрещенной зоны возможны три принципиально важных случая, изображенные на рис 1:

- а)* валентная зона заполнена электронами не полностью;
- б)* валентная зона заполнена электронами полностью, и ширина запрещенной зоны мала;
- в)* валентная зона заполнена электронами полностью, и ширина запрещенной зоны велика.

В случае *а* электроны заполняют валентную зону не полностью.

Расстояние между энергетическими уровнями внутри зоны мало ( $10^{-23} - 10^{-22}$  эВ). Поэтому при температурах выше абсолютного нуля энергия теплового движения или внешнего электрического поля оказывается достаточной для перевода части электронов на более высокие уровни все той же валентной зоны. Твердое тело с подобной схемой энергетических уровней представляет собой металл. Валентную зону металла называют зоной проводимости, а валентные электроны – свободными электронами или электронами проводимости.

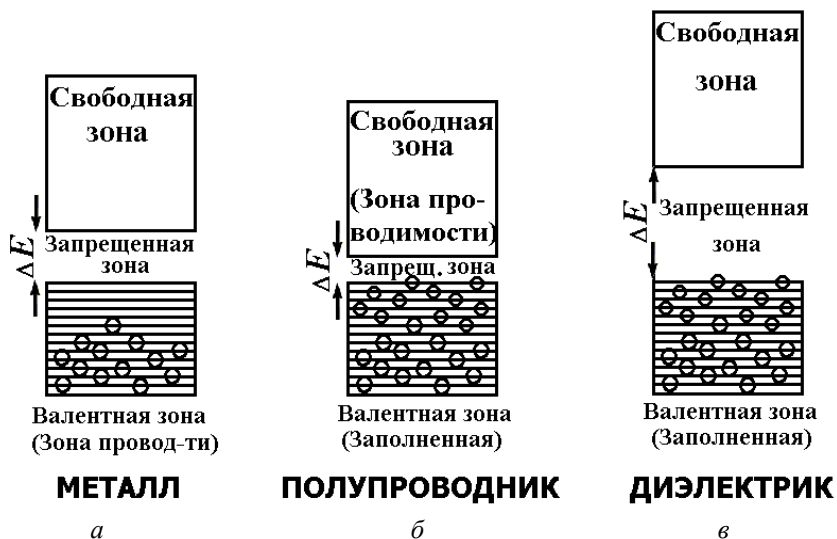


Рис. 1

В случаях *б* и *в* валентная зона полностью заполнена электронами. Чтобы электроны получили возможность перемещаться, необходимо сообщить им энергию, не меньшую ширины запрещенной зоны. При этих условиях электрические свойства кристалла определяются шириной запрещенной зоны  $\Delta E$ . Если эта ширина невелика (порядка нескольких десятых электрон-вольт), энергия теплового движения оказывается достаточной для перевода части электронов в свободную верхнюю зону. В кристалле появятся свободные электроны, число которых быстро растет с увеличением температуры. Свободная зона для них окажется зоной проводимости. Одновременно станет возможным переход электронов с нижних уровней валентной зоны на освободившиеся верхние уровни этой зоны. Такое вещество называется полупроводником.

Если ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  велика (порядка нескольких электрон-вольт), энергия теплового движения оказывается недостаточной для перевода заметного числа электронов в свободную зону. Такое вещество называют диэлектриком (изолятором). Диэлектрик почти не имеет свободных электронов и поэтому не проводит электрического тока.

Распределение электронов по уровням валентной зоны и зоны проводимости описывается функцией распределения Ферми-Дирака:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}.$$

Эта функция лежит в основе квантовой статистики Ферми-Дирака. Частицы, подчиняющиеся этой статистике, называются фермионами. К ним относятся электроны, протоны, нейтроны и другие частицы с полу целым спином. Для фермионов характерно то, что они никогда не занимают состояния, в котором уже находится одна частица (принцип Паули). Параметр  $E_F$  называют уровнем Ферми. В металлах при абсолютном нуле уровень Ферми совпадает с верхним заполненным электронами уровнем. У химически чистых полупроводников уровень Ферми располагается посередине запрещенной зоны.

**Проводимость полупроводников.** Полупроводниками являются кристаллические вещества, у которых валентная зона при абсолютном нуле полностью заполнена электронами, а ширина запрещенной зоны невелика (рис. 1б). Своим названием они обязаны тому факту, что по величине электропроводности занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками. Однако характерным для них является не столько величина электропроводности, а то, что их проводимость увеличивается с ростом температуры. К другим особенностям полупроводников относится то, что их электропроводность осуществляется двумя типами носителей тока и сильно зависит от примесей. По типу проводимости полупроводники делятся на собственные и примесные.

**Собственная проводимость.** Проводимость химически чистых полупроводников называется собственной проводимостью, а сами полупроводники – собственными полупроводниками. При абсолютном нуле они ведут себя как диэлектрики. Электрическое поле не может перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости. При температурах выше абсолютного нуля часть электронов под действием теплового возбуждения переходит с верхних уровней валентной зоны на нижние уровни зоны проводимости. В этих условиях электрическое поле получает возможность изменять состояние электронов, находящихся в зоне проводимости. Кроме того, оставшиеся электроны валентной зоны могут под действием поля переходить на освободившиеся (вакантные) уровни этой зоны и также

создавать в кристалле электрический ток. Вакантные места при этом перемещаются в направлении противоположном движению электронов, т.е. ведут себя в электрическом поле как положительно заряженные частицы. Такие фиктивные частицы называют дырками.

В собственном полупроводнике при достаточно высокой температуре идут одновременно два процесса: рождение попарно свободных электронов и дырок и рекомбинация, приводящая к парному исчезновению электронов и дырок. Равновесная концентрация носителей зарядов для каждой температуры оказывается вполне определенной и меняется с температурой по экспоненциальному закону. При отсутствии внешнего электрического поля электроны проводимости и дырки движутся хаотически. При включении поля на хаотическое движение накладывается упорядоченное движение электронов против поля и дырок в направлении поля. Следовательно, собственная электропроводность полупроводников обуславливается носителями зарядов как бы двух знаков – электронами и дырками.

Примесная проводимость. Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется примесной проводимостью. Этот вид проводимости возникает, если некоторые атомы данного полупроводника заместить атомами, валентность которых отличается на единицу от валентности основных атомов. Типичными полупроводниками являются кристаллы германия и кремния.

Предположим, что в решетке германия часть атомов 4-валентного германия замещена атомами 5-валентного фосфора. Для образования ковалентных связей с атомами германия примесному атому фосфора достаточно четырех электронов. Пятый электрон оказывается как бы лишним, легко отщепляется от атома за счет энергии теплового движения и становится свободным. Образование свободного электрона в этом случае не приводит к образованию дырки, так как избыточный положительный заряд связан с атомом примеси и перемещаться по решетке не может. Таким образом, у германия с примесью фосфора образуется только один вид носителей тока – электроны. Такой полупроводник обладает электронной проводимостью и называется полупроводником n-типа (negative – отрицательный). Атомы примеси, поставляющие электроны проводимости, называются донорами.

Предположим теперь, что в решетке германия часть атомов германия замещена атомами 3-валентного бора. Трех электронов не хватает для образования связей с четырьмя соседями, недостающий электрон может быть позаимствован у соседнего атома германия. Разорванная связь будет представлять собой дырку, которая способна перемещаться по кристаллу. Вблизи атома примеси возникает избыточный отрицательный заряд, но он связан с данным атомом и не может стать носителем тока. В данном случае также возникают носители тока только одного знака, но теперь – это дырки.

Такая проводимость называется дырочной, а полупроводники называются полупроводниками p-типа (positive – положительный). Атомы примеси, отбирающие электроны проводимости у полупроводника, называются акцепторами.

В терминах зонной теории эти процессы можно представить следующим образом. Примеси искажают поле решетки, что приводит к возникновению примесных уровней, расположенных в запрещенной зоне кристалла. В случае полупроводников n-типа примесные уровни называются донорными. Они располагаются вблизи дна зоны проводимости  $E_D \approx 0,01$  эВ (рис. 2а). Примесные уровни называются акцепторными и располагаются непосредственно у вершины валентной зоны в случае полупроводников p-типа  $E_A \approx 0,01$  эВ (рис. 2б). В обоих случаях энергия теплового движения даже при обычных температурах оказывается достаточной, чтобы перевести электрон с донорного уровня в зону проводимости (рис. 2а) с образованием там электронов проводимости или из валентной зоны на акцепторный уровень с образованием дырки в валентной зоне (рис. 2б).

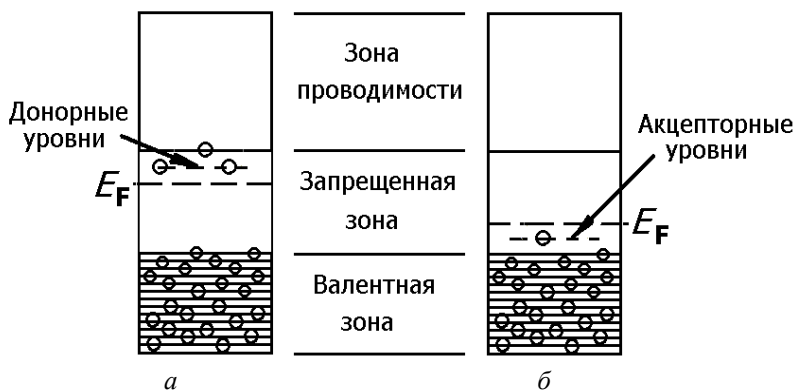


Рис. 2

Уровень Ферми в полупроводниках n-типа располагается в верхней половине запрещенной зоны, а в полупроводниках p-типа – в нижней половине запрещенной зоны. При повышении температуры уровень Ферми в полупроводниках обоих типов смещается к середине запрещенной зоны, так как концентрация примесных носителей быстро достигает насыщения и начинает преобладать концентрация собственных носителей. В отличие от собственной проводимости, осуществляющейся дырками и электронами одновременно, примесная проводимость обусловлена, в основном, носителями одного знака. Эти носители называются основными. Кроме них, полупроводник содержит неосновные носители, наличие которых

обусловлено собственной проводимостью; в полупроводнике n-типа – дырки, в полупроводнике p-типа – электроны. Их концентрация в полупроводниковых приборах, как правило, оказывается значительно ниже концентрации основных носителей.

Контакт двух полупроводников n- и p-типа. Выпрямление переменного тока можно осуществить при помощи полупроводниковых устройств, называемых полупроводниковыми диодами. В основе работы полупроводниковых диодов лежит так называемый p-n-переход, который представляет собой тонкий переходной слой на границе раздела двух областей одного и того же кристалла. Эти области отличаются типом проводимости. Диффундируя во встречных направлениях через переходной слой, дырки и электроны рекомбинируют друг с другом. Поэтому p-n-переход оказывается сильно обедненным основными носителями тока и приобретает большое сопротивление.

На границе двух областей возникает двойной электрический слой, образованный отрицательными ионами акцепторной примеси, заряд которых теперь не компенсируется дырками, и положительными ионами донорной примеси, заряд которых не компенсируется электронами. Электрическое поле направлено так, что оно противодействует дальнейшему переходу через слой основных носителей. Это приводит к понижению всех энергетических уровней, в том числе и уровня Ферми в n-области и повышению их в p-области. Равновесие достигается при такой высоте потенциального барьера  $eU_K$ , при которой уровни Ферми обеих областей располагаются на одинаковой высоте (рис. 3).

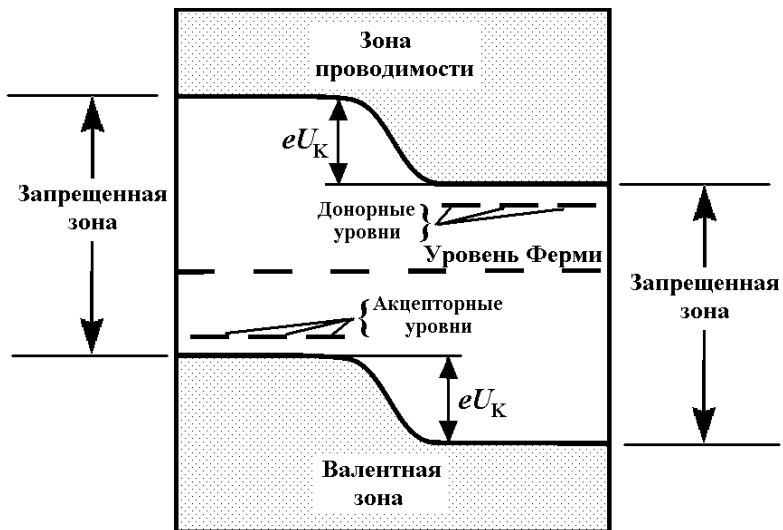


Рис. 3

Изгибание энергетических зон в области перехода вызвано тем обстоятельством, что потенциал р-области в состоянии равновесия ниже, чем потенциал n-области. Соответственно, потенциальная энергия электрона в р-области больше, чем в n-области. Нижняя граница валентной зоны дает ход кривой потенциальной энергии электрона  $E_{pЭ}$  в направлении, перпендикулярном переходу (сплошная кривая на рис. 4а). Заряд дырок противоположен заряду электрона, поэтому их потенциальная энергия  $E_{pД}$  больше там, где меньше  $E_{pЭ}$  и, наоборот (пунктирная кривая на рис. 4а). В состоянии равновесия некоторому количеству основных носителей, энергия которых выше величины потенциального барьера, удастся преодолеть барьер, вследствие чего через переход течет ток основных носителей  $I_0$ . Неосновные носители (дырки в n-области, электроны в р-области) могут свободно переходить через р-n-переход, так как они перемещаются при этом с более высокого энергетического уровня на более низкий, и образуют ток неосновных носителей  $I_H$ . Величина этого тока зависит лишь от концентрации неосновных носителей. Динамическое равновесие устанавливается при такой высоте потенциального барьера, при которой оба тока  $I_0$  и  $I_H$  компенсируют друг друга.

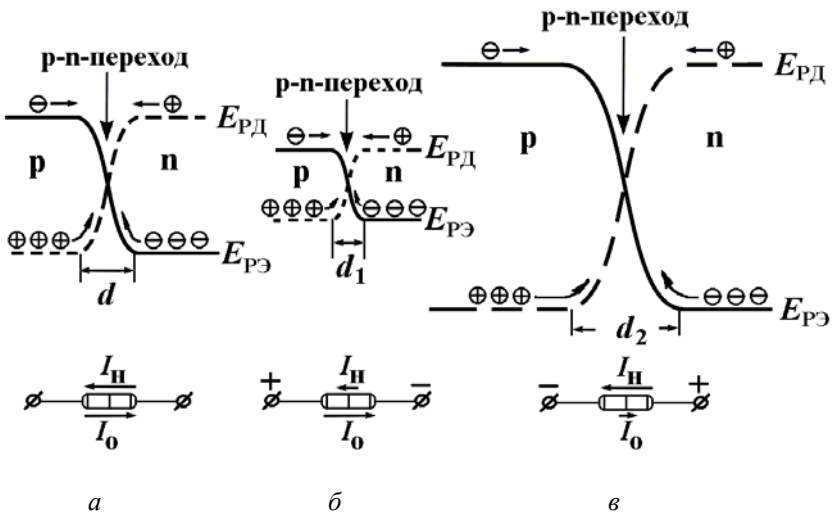


Рис. 4

Выпрямляющее действие р-n-перехода. Подадим на кристалл внешнее напряжение такого направления, чтобы "плюс" был подключен к р-

области, и "минус" к n-области (прямое направление). Это приводит к возрастанию потенциала p-области, то есть увеличению  $E_{pD}$  и уменьшению  $E_{pO}$ , и понижению потенциала n-области, то есть уменьшению  $E_{pD}$  и увеличению  $E_{pO}$  (рис. 4б). В результате, высота потенциального барьера уменьшится, и ток  $I_O$  возрастет, а  $I_H$  останется неизменным. Понижение потенциального барьера, равное  $eU$ , пропорционально приложенному напряжению  $U$ . Если приложить к p-n-переходу внешнюю разность потенциалов  $U$  в обратном направлении (рис. 4в), то это приведет к повышению потенциального барьера и соответствующей убыли тока основных носителей  $I_O$ . Результирующий обратный ток достигает насыщения (т.е. перестает зависеть от  $U$ ) и становится равным  $I_H$ .

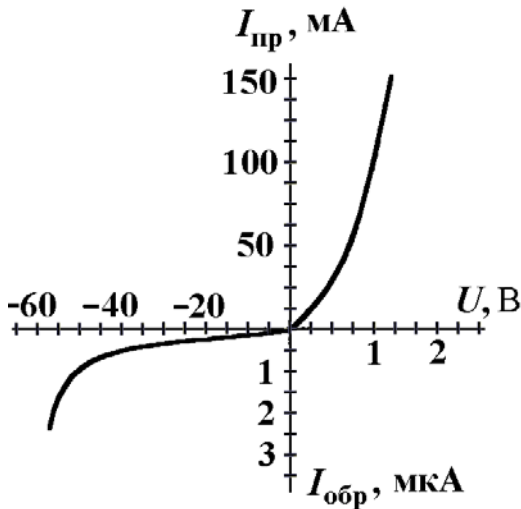


Рис. 5

Возникающее в p-n-переходе электрическое поле при прямом напряжении "поджимает" основные носители, вследствие чего ширина переходного слоя  $d_1$  сокращается. Это приводит к уменьшению сопротивления перехода, причем тем сильнее, чем больше напряжение. И наоборот, при приложении обратного напряжения ширина переходного слоя  $d_2$  возрастает, что приводит к увеличению сопротивления p-n-перехода. Вольтамперная характеристика типичного полупроводникового диода малой мощности (зависимость силы тока  $I$  от приложенного к нему напряжения  $U$ ) приведена на рис. 5.



Выпрямляющее действие р-п-перехода характеризуется коэффициентом выпрямления, равным отношению прямого тока к обратному, измеренному при одинаковых по величине прямом и обратном напряжении:  $k = I_{\text{пр}} / I_{\text{обр}} (U = \text{Const})$ . С увеличением напряжения коэффициент выпрямления быстро растет, достигая максимума, а затем уменьшается. Уменьшение коэффициента выпрямления вызывается быстрым нарастанием обратного тока вследствие электрического пробоя перехода обратным напряжением.

Необходимо отметить, что ток неосновных носителей (т.е. обратный ток) быстро растет с ростом температуры, так как с увеличением температуры концентрация неосновных носителей экспоненциально растет. При достаточно высоких температурах он достигает такой величины, что выпрямляющее действие р-п-перехода исчезает.

В работе исследуются вольтамперные характеристики кремниевого и германиевого диодов.

**Задание 1.** Исследование вольтамперных характеристик диодов с помощью вольтметра и амперметра.

1. Собрать электрическую цепь по схеме, приведенной на рис. 6, где В – выпрямитель (источник постоянного напряжения), R – потенциометр, mA – миллиамперметр для измерения силы тока в прямом направлении,  $\mu\text{A}$  – микроамперметр для измерения силы тока в обратном направлении, П – переключатель направления тока, К – переключатель диодов, D<sub>1</sub> и D<sub>2</sub> – кремниевый и германиевый диоды.

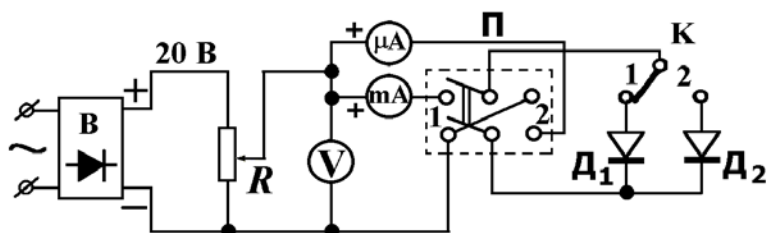


Рис. 6

2. Установить предел измерения вольтметра на 3 В, а миллиамперметра на максимальный предел измерения силы тока. Поставить переключатель П в положение 1, что соответствует прямому направлению тока через диод. Подключить кремниевый диод D<sub>1</sub> (ключ К перевести в положение 1). Потенциометр R полностью вывести ( $R = R_{\text{мин.}}$ ). Включить источник питания В в сеть переменного напряжения ~ 220 В.

3. Постепенно увеличивая при помощи потенциометра  $R$  величину подаваемого напряжения через каждые 0,2 вольта от 0 до 3 В, снять отчеты показания вольтметра и миллиамперметра.
4. Поставить переключатель  $\Pi$  в положение 2, что соответствует обратному направлению тока. При помощи потенциометра подать на диод такие же значения напряжения, как и в прямом направлении, записывая соответствующие значения силы тока по микроамперметру.
5. Подключить германиевый диод  $D_2$ . Для этого ключ  $K$  перевести в положение 2. Прodelать измерения по пунктам 2, 3, 4 для германиевого диода  $D_2$ .
6. По полученным данным вычислить коэффициент выпрямления  $k = I_{\text{пр}} / I_{\text{обр}}$  (при  $U = \text{Const}$ ) и сопротивление диода  $R_{\text{д}}$ . Занести все значения в таблицу и построить следующие характеристики:

$$1) I = f_1(U), \quad 2) R = f_2(U) \quad \text{и} \quad 3) k = f_3(U).$$

Примечание. Токи и напряжения, приложенные в прямом направлении, считаются положительными при построении характеристик 1 и 2, а в обратном направлении – отрицательными. При построении 3-ей характеристики напряжение откладывается только в положительном направлении. Значения прямого тока откладывать в мА, а обратного тока – в мкА.

Задание 2. Наблюдение вольтамперных характеристик диодов при помощи осциллографа.

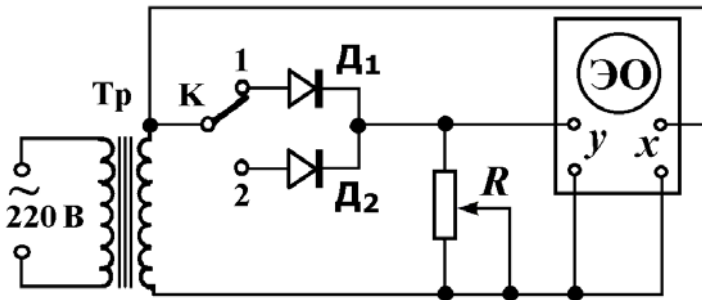


Рис. 7

1. Собрать электрическую цепь по схеме, приведенной на рис. 7, где  $\text{Tr}$  – трансформатор,  $R$  – реостат,  $D_1$  и  $D_2$  – исследуемые кремниевый и германиевый диоды,  $K$  – ключ для подключения диодов  $D_1$  или  $D_2$ ,  $\text{ЭО}$  – электронный осциллограф.

Напряжение на сопротивлении  $R$ , пропорциональное силе тока через диод, подводится к клеммам вертикального входа осциллографа. Переменное напряжение с трансформатора подается на горизонтальный вход осциллографа. Поэтому при своем движении по экрану электронный луч "выписывает" исследуемую характеристику  $I = f(U)$  в системе координат: по горизонтали – напряжение и по вертикали – сила тока.

2. Перевести осциллограф в усилительный режим (выключить его генератор развертки). Ключ К поставить в положение 1, что соответствует подключению для исследования кремниевого диода  $D_1$ .

3. Включить осциллограф и трансформатор в сеть переменного напряжения  $\sim 220$  В. При помощи ручек усиления по вертикали и горизонтали добиться удобной для наблюдения картины. Зарисовать характеристику.

4. Ключ К поставить в положение 2, получить и зарисовать на экране осциллографа вольтамперную характеристику германиевого диода.

### Вопросы для подготовки.

1. Зонная теория твердых тел.
2. Собственная проводимость полупроводников.
3. Примесная проводимость полупроводников. Донорные и акцепторные уровни.
4. Контакт двух полупроводников с различным типом проводимости:
  - а) получение р-п-перехода; б) равновесное состояние р-п-перехода;
  - в) выпрямляющее действие р-п-перехода; г) прямой и обратный ток.
5. Вольтамперная характеристика полупроводникового диода.
6. Пробой р-п-перехода. Потеря выпрямляющих свойств р-п-перехода при высоких температурах.
7. Принцип работы электрических схем: а) для снятия вольтамперных характеристик диодов; б) для наблюдения вольтамперных характеристик диодов на осциллографе.